PROCEEDINGS OF THE THIRD INTERNATIONAL CONGRESS ON ACOUSTICS

Stuttgart, 1959

Edited by

DR.-ING. L. CREMER

Professor at the Technological University of Berlin-Charlottenburg

VOLUME I – PRINCIPLES

ELSEVIER PUBLISHING COMPANY

AMSTERDAM / LONDON / NEW YORK / PRINCETON

1961

ALL RIGHTS RESERVED. THIS BOOK OR ANY PART THEREOF MAY NOT BE REPRODUCED
IN ANY FORM (INCLUDING PHOTOSTATIC OR MICROFILM FORM)
WITHOUT WRITTEN PERMISSION FROM THE PUBLISHERS

Library of Congress Catalog Card Number 58-30838

With 35 tables and 487 illustrations

PRINTED IN THE NETHERLANDS BY BOOSTEN & STOLS, MAASTRICHT

Preface

Large congresses offer participants far more than they are able to hear, much less assimilate, in the limited period of one week. This is the case even when there are not eight simultaneous events to make it impossible from the start for anyone to attend more than 12.5% of the lectures. Thus it is always very reassuring for the participants to know that they can possess a record 'in black and white' of what they have heard and of the even greater amount that they have not heard. Furthermore, the Congress Report saves them the trouble of searching through the extensive literature.

It is not only the participants who are interested in the Report, but also the even greater number of those who for various reasons have found it impossible to attend. Admittedly nothing can replace the most valuable aspect of these large gatherings, namely the personal contacts made. Nevertheless, the printed lecture remains for years at one's disposal and, whether or not it subsequently transpires that the contents were valuable or erroneous, provides information about the state of research at that period.

The committee for the 3rd Congress, which was convened by the International Commission for Acoustics, therefore decided in the planning stage to publish in book form not only all the invited papers but also – in shortened form – the contributed papers.

This resolution was adhered to even when the number of lecture registrations had risen to over 300. It was necessary, however, to ask the authors to reduce their contributions to three printed pages if at all possible – a length which was in fact too short for a complete article and too long for a summary. The editor, who had to see that this ruling was observed, would like to thank particularly those authors who complied with this requirement, whether before or after being informed of it. He would also ask them not to regret having done so on noticing that some authors failed to show the same comprehension and thus had to be treated as exceptions. A few authors asked in advance that only the summary appearing in the Programme should be printed.

The large number of lectures made it necessary to split the work into two volumes. The editor has named these 'Principles' and 'Applications' respectively. This does not imply that the first volume contains no applications or the second nothing fundamental. It serves merely to indicate that the type of problem with which the article is concerned belongs more to one category than the other. But this is sometimes impossible to decide unequivocally.

Obviously one can regard *physiological acoustics*, the section with which the book begins, and the – purposely separated – section on *psychological acoustics*, which follows, as belonging to Principles. But even in the third section, *speech*, to which the definitely fundamental lecture "Regulation procedures in speaking and hearing" forms an introduction, purely phonetical research and vocoder technique are almost equally represented. In Section 4 the *problems of propagation in gaseous and liquid*

media are collected together since it would not have been worth while to have had a separate section for the few contributions on underwater acoustics. It was a different case with the topic of *vibrations*, which fills Section 5 together with various other topics which might be classified under Applications.

The sixth and largest section of the first volume is concerned with *molecular acoustics* – a term used for the first time at a congress on acoustics. In this case a distinction has been made between principles and applications in that everything relating to apparatus, applications to testing of materials chemistry or medicine has been placed in the last section of the second volume with ultrasonics.

The second volume begins with *electroacoustics* (Section 7), *measurements* also being included, since with rare exceptions (*e.g.*, mechanical Fourier analysis) these always make use of electroacoustics.

Subsequent sections are devoted to *room acoustics* (Section 8) and *buildings acoustics* (Section 9). Then follows the even larger field of *noise control* (Section 10). In all of these sections, especially in the invited papers, many fundamental questions are dealt with but they are oriented towards particular engineering problems. The concluding section is that on *ultrasonics*.

The few contributions on musical acoustics are divided between electroacoustics and room acoustics.

This plan of arrangement corresponds essentially to that for the simultaneous sessions as drawn up by the organizing committee, but does not represent, especially in detail, the chronological order of events at the Congress. An attempt has been made to arrange the lectures within each group in more systematic order according to their relationships to various problems. It may be that the editor and his colleagues and assistants have overlooked certain relationships. But to have built up this crystal structure faultlessly would have been impossible. The order in which the papers are arranged must certainly not be regarded as an indication of their importance.

The invited papers are in principle placed at the beginning of the corresponding section thus they do not always fit in with what precedes and follows them.

The editor hopes to have provided not only a report of the congress proceedings but furthermore a review of the state of acoustics research in 1959.

I should like to thank sincerely all my colleagues and assistants both in my own department of technical acoustics at the Technical University Berlin-Charlottenburg and at the Heinrich Hertz Institute for their valuable assistance, especially Dr. G. SCHWANDTKE, Dipl.-Ing. H. BERTULEIT and Dipl.-Ing. D. SCHWARZE, who devoted a great deal of their time to this work.

For the arrangement and presentation of the topic of molecular acoustics, which is for me a less familiar subject, I am indebted particularly to my colleague, Professor SCHAAFS.

Finally, it must be remarked that this book would not have been possible without the financial support of the congress by the authorities, societies and firms whose names appear on the page XII.

Berlin, June 25, 1961

L. CREMER

Vorwort

Grosse Kongresse bieten ihren Teilnehmern weit mehr, als sie in der beschränkten Zeit einer Tagungswoche anhören, geschweige denn in sich aufnehmen können. Dies gilt selbst dann, wenn keine 8 Parallelveranstaltungen von vornherein ausschliessen, dass man mehr als 12,5% der Fachvorträge kennen lernen kann. Es ist daher für die Teilnehmer stets sehr beruhigend, wenn sie sich sagen können, dass sie sowohl das Gehörte wie das umfangreichere Nichtgehörte eines Tages 'schwarz auf weiss' besitzen werden. Der Kongressbericht erspart ihnen dabei überdies die Mühe des Herumsuchens in der Fülle der Zeitschriften.

Aber nicht nur die Teilnehmer sind an dem Bericht interessiert, sondern auch die naturgemäss noch grössere Zahl derjenigen, die aus örtlichen, zeitlichen oder finanziellen Gründen nicht teilnehmen konnten.

Gewiss ist das Wertvollste grosser Zusammenkünfte, das persönliche Sichkennenlernen, nicht ersetzbar. Dafür steht aber wiederum der gedruckte Vortrag noch nach Jahren zur Verfügung und gibt – gleichgültig ob sein Inhalt sich nachträglich als richtungsweisend oder als Irrtum herausstellt – Auskunft über den Forschungsstand einer Epoche.

Daher beabsichtigte auch die Leitung des 3. Kongresses, den die Internationale Kommission für Akustik (ICA) einberief, schon bei der Planung nicht nur alle zusammenfassenden Vorträge, sondern auch alle Einzelvorträge – wenn auch gekürzt – in einem Buch zu veröffentlichen.

Man hielt an diesem Vorsatz sogar fest, als die Zahl der Vortragsanmeldungen bereits über 300 gestiegen war, sah sich nun allerdings genötigt, die Autoren zu bitten, ihre Beiträge womöglich auf 3 Druckseiten zu beschränken, ein Umfang, der freilich für eine abgerundete Veröffentlichung zu klein, für eine Inhaltsangabe zu gross war. Der Herausgeber, der über die Einhaltung dieser Richtlinie zu wachen hatte, möchte daher allen Autoren besonders danken, die entweder von vornherein oder doch nach Aufforderung dieser an sie gestellten Zumutung nachkamen, und er bittet sie, dies auch nicht zu bereuen, wenn sie nachträglich feststellen, dass der Herausgeber nicht bei allen Autoren das gleiche Verständnis fand und sich so zu gelegentlichen Überschreitungen gezwungen sah. Einige wenige Autoren haben von vornherein darum gebeten, ihnen die Abgabe eines Manuskripts zu erlassen und nur die im Programmheft abgedruckte Inhaltsangabe abzudrucken.

Die grosse Zahl der Vorträge verlangte eine Aufteilung auf zwei Bände. Um diesen einen Namen zu geben, wurde der erste vom Herausgeber mit 'Grundlegende Gebiete' der zweite mit 'Anwendungsgebiete' überschrieben. Damit soll nicht etwa gesagt sein, dass die Beiträge des ersten Bandes nichts Anwendbares, die des zweiten nichts Grundlegendes enthalten. Es soll höchstens darin anklingen, ob der Problemkreis, in den der Beitrag zweckmässig einzuordnen ist, mehr der einen oder der anderen Kategorie angehört. Aber selbst dies war nicht immer eindeutig zu entscheiden.

Zweifellos wird man die *physiologische Akustik*, mit der das Werk beginnt, und die

– absichtlich getrennte – *psychologische Akustik*, die sich anschliesst, zu den grundlegenden Gebieten rechnen können. Aber schon bei dem 3. Kapitel, *Sprache*, zu der der gewiss grundlegende Vortrag über 'Regelungsvorgänge beim Sprechen und Hören' überleitet, sind reine phonetische Forschung und Vocodertechnik fast gleich stark vertreten. Im 4. Kapitel sind die *Ausbreitungsprobleme in gasförmigen und flüssigen Kontinua* zusammengefasst, da es nicht gelohnt haben würde, die wenigen Beiträge zum Wasserschall in einem eigenen Kapitel zusammenzufassen. Anders war es mit dem Gebiet des *Körperschalls*, welches des 5. Kapitel ausfüllt, freilich unter Einbezug wieder einiger Dinge, die man für sich genommen eher zu den Anwendungen zählen würde.

Das grösste (6.) Kapitel des ersten Bandes stellt die – wohl erstmalig auf einem Akustikerkongress unter diesem Namen aufgetretene – *Molekularakustik* dar. Hier wurde insofern auch zwischen Grundlagen und Anwendungen unterschieden, als alles, was sich auf Geräte oder Anwendungen, auf Materialprüfung, Chemie oder Medizin bezog, ins letzte Kapitel des zweiten Bandes, beim Ultraschall, aufgenommen wurde.

Der zweite Band nun beginnt mit der *Elektroakustik* (7. Kapitel), in welche zugleich die *Messtechnik* einbezogen wurde, da sie sich von seltenen Ausnahmen abgesehen (wie etwa der mechanischen Fourier-Analyse) immer zugleich elektroakustischer Mittel bedient.

An sie schliessen sich die *Raumakustik* (8. Kapitel), an diese die *Bauakustik* (9. Kapitel) an. Ihr folgt das wiederum umfangreiche Gebiet der *Lärmbekämpfung* (10. Kapitel). In allen diesen Kapiteln finden sich, namentlich in den zusammenfassenden Vorträgen, natürlich viele grundlegende Fragen behandelt, aber doch ausgerichtet auf eine bestimmte Ingenieur-Aufgabe. Den Schluss macht, wie schon bemerkt, der *Ultraschall*.

Die wenigen Beiträge zur musikalischen Akustik wurden teils auf die Elektroakustik, teils auf die Raumakustik verteilt.

Die vorgenommene Aufteilung entspricht im wesentlichen bereits der von der Tagesleitung vorgenommenen Aufteilung und Überschreibung der Parallelsitzungen. Aber die Anordnung stellt, namentlich im Detail, nicht den chronologischen Ablauf der Tagung dar. Es wurde versucht, die Vorträge auch innerhalb der Teilgebiete noch mehr nach dem Prinzip grösster Verwandtschaft der Probleme in systematischer Anordnung aneinander zu reihen. Es mag sein, dass der Herausgeber und seine Mitarbeiter dabei gewisse Zusammenhänge übersehen haben. Aber ganz ohne Fehlstellen wäre dieses Kristallhaufwerk sicher nicht aufzubauen gewesen. Keinesfalls ist die getroffene Reihenfolge als Wertung der Beiträge anzusehen.

Die zusammenfassenden Vorträge wurden grundsätzlich den entsprechenden Kapiteln vorangestellt, so dass oft zwischen und nach diesen sich ein gewisser Themenwechsel ergibt.

Der Herausgeber hofft, so nicht nur einen Bericht über einen Kongressablauf, sondern mehr noch eine Übersicht über den Forschungsstand der Akustik im Jahre 1959 vorzulegen.

Für die verständnisvolle Hilfe hierbei möchte ich allen meinen Mitarbeitern am Lehrstuhl für Technische Akustik, sowie in der akustischen Abteilung des Heinrich-Hertz-Institutes, herzlich danken, ganz besonders den Herren Dr. G. SCHWANDTKE, Dipl.-Ing. H. BERTULEIT und Dipl.-Ing. D. SCHWARZE, die einen grossen Teil ihrer Arbeitszeit diesem Werk gewidmet haben.

Für die Einteilung und Betreuung des mir ferner stehenden Gebietes der Molekularakustik habe ich noch besonders meinem Kollegen, Herrn Professor SCHAAFFS, zu danken.

Schliesslich wäre auch dieses Buch nicht möglich geworden ohne die finanzielle Unterstützung des Kongresses durch die Behörden, Gesellschaften und Firmen, deren Namen auf Seite XII verzeichnet sind.

Berlin, den 25.6.1961 L. CREMER

Préface

Les grands congrès offrent aux membres bien davantage que ce qu'ils peuvent écouter pendant l'espace limité d'une semaine, sans parler de ce qu'ils peuvent s'assimiler. Cela est vrai même si huit événements parallèles n'excluent pas d'avance qu'on peut prendre connaissance de plus de 12,5 pour cent des conférences dans les domaines différents. Alors il est toujours très rassurant pour les membres de pouvoir se dire qu'ils possèderont un jour 'noir sur blanc' tout ce qu'ils ont entendu ainsi que tout ce qu'ils n'ont pas entendu, ce qui comprend bien davantage. De plus, le compte-rendu du congrès leur épargne la peine de fouiller dans l'abondance des revues.

Non seulement les membres s'intéressent au compte-rendu, mais encore le nombre plus élévé de ceux qui par des raisons de distance, de temps ou de finances ne pouvaient prendre part. Certes, les entrevues personnelles, chose précieuse des grandes réunions, sont irremplaçables. Toutefois, le discours imprimé sera à la disposition pendant de longues années et il renseigne sur l'état des recherches d'une époque, qu'il révèle par la suite une orientation ou paraisse erroné.

C'est pourquoi aussi le comité directeur du 3ième congrès, que la Commission Internationale de l'Acoustique (ICA) convoqua, envisagea, dès les premiers projets, de publier dans un seul ouvrage non seulement tous les discours de synthèse mais encore tous les discours spéciaux, bien que abrégés.

On restait fidèle à ce projet même quand le nombre de ceux qui s'étaient fait inscrire pour présenter un rapport, avait monté au-dessus de 300. Cependant, on se voyait obligé de prier les auteurs de limiter leurs articles, si possible, à trois pages, nombre trop restreint pour une publication arrondie, trop élevé pour un sommaire. Le publicateur, qui avait à veiller à l'observation de cette règle, remercie vivement tous les auteurs qui donnaient suite à cette demande, soit d'avance, soit après invitation, et il les prie de ne pas s'en repentir quand ils constateront plus tard que le publicateur ne rencontrait pas la même compréhension chez tous les auteurs et se voyait ainsi obligé d'admettre des dépassements occasionnels. Quelques auteurs ont prié d'avance de les dispenser de la délivrance d'un manuscrit et de n'imprimer que les matières mentionnées dans le programme des travaux.

Le grand nombre des discours exigeait une répartition sur deux volumes. Pour les nommer, le publicateur intitula le premier volume 'Principes', le second 'Applications'.

Cela ne veut pas dire que les articles du premier volume ne contiennent pas d'applications, que ceux du second volume ne comprennent rien de fondamental. Tout au plus faut-il entendre que le cercle des problèmes dans lequel il faut faire entrer l'article, appartient plutôt à une catégorie qu' à l'autre. Toutefois, il n'était pas toujours possible de trancher la question.

Sans doute pourra-t-on compter parmi les domaines fondamentaux *l'acoustique physiologique*, par laquelle l'ouvrage commence, et *l'acoustique psychologique* – séparée expressément –, qui s'y joint. Mais dès le 3ième Section, *la parole*, auquel aboutit le

discours bien fondamental sur 'Processus de régulation dans la parole et l'ouïe', les recherches purement phonétiques et la technique du 'vocoder' sont à peu près également représentées. La 4ième section comprend *les problèmes d'expansion dans les continus gazeux et liquides*, parce qu'il n'aurait pas valu la peine de réunir dans un chapitre spécial les quelques articles sur le son dans l'eau. Il en était autrement du domaine des *vibrations dans les corps solides*, qui remplit la 5ième section. On a ajouté en même temps quelques sujets qu'on pourrait plutôt compter parmi les applications.

La plus grande section (6) contient *l'acoustique moléculaire*, sans doute présentée sous ce nom pour la première fois dans un congrès d'acousticiens. Ici encore, on a distingué principes et applications en tant que tout ce qui se rapportait aux appareils, à l'épreuve de matériaux, à la chimie et à la médecine, fut inséré dans la dernière Section du second volume, traitant de l'ultrason.

Le deuxième volume commence par *l'électro-acoustique* (7ième section) dans laquelle furent admises en même temps *les mesures* puisque celles-ci se servent toujours, sauf de rares exceptions (comme par exemple l'analyse mécanique de Fourier), de moyens électro-acoustiques.

L'acoustique des salles (8ième section) et *l'acoustique des bâtiments* (9ième section) s'y joignent. Puis suit le domaine encore étendu de la *lutte contre le bruit* (10ième section). Dans tous ces sections se trouvent traitées, surtout dans les discours de synthèse, beaucoup de questions fondamentales, mais toutefois orientées vers une tâche spéciale pour l'ingénieur. Comme nous l'avons déjà dit, *l'ultrason* fait la fin.

Les quelques contributions à l'acoustique musicale furent réparties sur l'électro-acoustique et l'acoustique des salles.

La répartition conçue correspond essentiellement à la répartition et à la dénomination des séances parallèles déjà conçues par le comité directeur du congrès. Toutefois, l'ordre ne représente pas, notamment en détail, la suite chronologique du congrès. On a essayé, aussi à l'intérieur des domaines partiels, de rassembler systématiquement les discours selon le principe de la plus grande parenté. Il se peut que le publicateur et ses collaborateurs aient passé sur certains rapports. Certainement, il n'aurait pas été pas possible d'édifier ce bâtiment de cristal sans commettre de faux pas. En aucun cas on ne saurait regarder l'ordre pratiqué comme une appréciation des contributions.

Les articles de synthèse furent en principe placés au début des chapitres correspondants, de sorte que souvent se produit une certaine alternance de thèmes.

Le publicateur espère non seulement rendre compte du cours du congrès mais plutôt présenter un aperçu de l'état des recherches acoustiques dans l'année 1959.

Pour leur aide témoignant de beaucoup de compréhension, je remercie vivement tous mes collaborateurs de la chaire d'acoustique technique de l'école polytechnique de Berlin-Charlottenburg ainsi que ceux de la section d'acoustique de l'Institut Heinrich Hertz, en particulier le Dr. G. SCHWANDTKE, Dipl.-Ing. H. BERTULEIT et Dipl.-Ing. D. SCHWARZE, qui ont consacré à cet ouvrage de nombreuses journées de travail.

Pour la disposition et la présentation de l'acoustique moléculaire, qui m'est plus éloignée, je dois beaucoup à mon collègue, le professeur SCHAAFFS.

Enfin, la réalisation de ce livre n'aurait pas été possible sans l'aide financière que le congrès a reçue des autorités, des associations et des maisons dont les noms figurent sur la page XII.

Berlin, le 25 juin 1961 L. CREMER

List of Sponsors

The congress has been sponsored by the following institutions:

Bundesministerium des Innern
Wirtschaftsministerium Baden-Württemberg
Deutsche Bundesbahn
Stadt Stuttgart
International Union of Pure and Applied Physics (IUPAP)
Verband Deutscher Physikalischer Gesellschaften
Nachrichtentechnische Gesellschaft im VDE
Verein Deutscher Ingenieure
Atlas-Werke A.G., Bremen
Auto-Union GmbH., Ingolstadt/D.
Badische Anilin- und Soda-Fabrik AG., Ludwigshafen/Rhein
Robert Bosch GmbH., Stuttgart
Daimler-Benz AG., Stuttgart-Untertürkheim
Deutsche Grammophon Gmbh., Hannover
Deutsche Elektronik GmbH., Berlin-Wilmersdorf
J. Eberspächer, Esslingen/N.
Electroacustic GmbH., Kiel
Elektromesstechnik Wilhelm Franz KG., Lahr/Schwarzw.
Farbenfabriken Bayer AG., Leverkusen
Farbwerke Hoechst AG., Frankfurt a. M.
F. & H. Schumann GmbH., Hinsbeck
Glasfaser-Gesellschaft GmbH., Düsseldorf
Graetz KG., Altena/Westf.
Grünzweig &-Hartmann AG., Ludwigshafen
Grundig, Radio-Werke GmbH., Fürth/Bayern
Matthias Hohner AG., Trossingen/Württ.
Holzwerke H. Wilhelmi OHG., Dorlar
Klais, Orgelbauanstalt KG., Bonn
J. & H. Krautkrämer, Köln-Klettenberg
Dr. Lehfeldt & Co. GmbH., Heppenheim a.d.B.
Lüneburger Faserwerk GmbH., Lüneburg
Norddeutsche Asbest- und Gummiwerke, Hamburg
Georg Neumann GmbH., Berlin
Adam Opel AG., Rüsselsheim a. M.
Deutsche Philips GmbH., Hamburg 1
Rohde & Schwarz, München
Schmitt & Ziegler, Darmstadt
Schneider, Henley & Co., GmbH., München
Sennheiser Electronic, Wennebostel
Siemens & Halske AG., Büro Stuttgart
SKF-Kugellagerfabriken GmbH., Schweinfurt
Standard Elektrik Lorenz AG., Stuttgart
Dr. A. Stankiewicz GmbH., Celle
Süd-Atlas-Werke GmbH., München
Telefunken GmbH., Ulm/Donau
Teroson-Werke GmbH., Heidelberg
Volkswagenwerk GmbH., Wolfsburg
Wandel & Goltermann, Reutlingen
Westfälische Metall-Industrie GmbH., Lippstadt

Contents

Preface V
Vorwort VII
Préface X
List of Sponsors XII

Begrüssungsansprache des Kongress-Präsidenten
Prof. Dr. E. Meyer 1
Begrüssungsansprache des stellv. Ministerpräsidenten und Wirtschaftsminister des Landes Baden-Württemberg
Dr. H. Veit 5
Begrüssungsansprache des Präsidenten der Internationalen Kommission für Akustik, Bern
Prof. W. Furrer 9

Volume I – Principles

Section 1

PHYSIOLOGICAL ACOUSTICS

Über die Gleichartigkeit einiger nervöser Prozesse beim Hören und Vibrationssinn
von G. von Békésy (Cambridge, Mass.) 13
Der Lautstärkeunterschied zwischen ebenem frontalen und diffusem Schalleinfall
von G. Jahn (Dresden) 21
Über die akustische Eingangsimpedanz künstlicher und menschlicher Ohren
von I. Nábělek (Bratislava) 25
An apparatus for measuring acoustic impedance of the ear
by A. R. Møller (Stockholm) 29
Dimensional analysis of cochlear models
by J. Tonndorf (Iowa City, Iowa) 34
Vorschlag eines elektrischen Ersatzschaltbildes für das menschliche Gehör
von H. Völz (Greifswald) 37
Beitrag zur Theorie der Schwingungsmechanik des Innenohrs
von H. Hauser (Stuttgart) 40
Appareillage amélioré pour la mesure des courants microphoniques de l'oreille
par M. Burgeat et R. Lehmann (Paris) 45
Simulation of the external spiral innervation of the cochlea
by W. A. van Bergeijk (Murray Hill, N.J.) 50
Hearing by bone conduction
by E. L. R. Corliss, E. L. Smith and J. O. Magruder (Washington, D.C.) 53
Étude expérimentale du méchanisme de la stimulation de l'oreille par voie osseuse
par J. P. Legouix et S. Tarab (Paris) 56
On the regulation of characteristics of the auditory system
by G. V. Gersuni (Leningrad) 58
Responses of the auditory nerve to repetitive acoustic stimuli
by W. T. Peake, N.Y-S. Kiang and M. H. Goldstein Jr. (Cambridge, Mass.) 60
Interpretation of responses to repetitive acoustic stimuli
by M. H. Goldstein Jr., N.Y-S Kiang and W. T. Peake (Cambridge, Mass.) 60

Section 2

PSYCHOLOGICAL ACOUSTICS

Lautstärke und Lautheit
von E. Zwicker (Stuttgart). 63
The auditory input–output function
by S. S. Stevens (Cambridge, Mass.) 78
The form of the loudness function near threshold
by B. Scharf and J. C. Stevens (Cambridge, Mass.) 80
Thresholds of hearing for pure tones as a function of age: an analysis in terms of psychological magnitude scales
by R. Hinchcliffe (London) 83
Loudness function and differential sensitivity of the intensity
by I. Barducci (Rome) 86
The loudness of directional sound fields
by D. W. Robinson (Teddington) 89
Sensitivity to differences in interaural correlation
by I. Pollack and W. Trittipoe (Bedford, Mass.) 92
Binaural interaction
by J. J. Groen (Utrecht) 95
Statistical examination of noise spectra and proposal of new weighting response
by S. Morita (Kawasaki) 97
Measurement of the critical band-width in cases of perception deafness
by E. de Boer (Amsterdam) 100
The masking of one tone by another
by M. E. Bryan and H. D. Parbrook (Liverpool) 103
Pitch discrimination of complex sounds .
by E. E. David Jr. and G. R. Schodder (Murray Hill, N.J.) 106
Die subjektive Bewertung des Residuums
von F. Winckel (Berlin-Charlottenburg) 110
Aural detection of complex signals in random noise
by J. C. R. Licklider and D. M. Green (Cambridge, Mass.) 114
Threshold for tone pulses
by R. Plomp and M. A. Bouman (Soesterberg). 119
Die Erregung der Basilarmembran durch sehr kurze Druckimpulse
von R. Oetinger (Backnang) 122
Ein Verfahren zur Berechnung der Lautstärke von Druckimpulsen
von R. Oetinger und E. Port (Stuttgart) 125
Die Trägheit der Lautstärkeempfindung und ihre Nachbildung bei objektiven Lautstärkemessern
von H. Niese (Dresden). 129
Messungen zum Abklingvorgang beim Ohr nach Geräuschbelastung
von E. Schaefer (Backnang) 133
Mutual masking of clicks following in rapid succession and their loudness discrimination
by L. Chistovich (Leningrad). 137
Preceding masking of short tonal signals
by I. K. Samoilova (Leningrad) 139
Binaural interaction of impulsive stimuli
by E. E. David Jr., W. A. van Bergeijk and N. Guttman (Murray Hill, N.J.). 141
Comment on the precedence effect
by E. E. David Jr. (Murray Hill, N.J.). 144
Der echte und ein falscher Haas-Effekt
by H. Kietz (Bremen) 147
Distribution of hearing levels in non-noise-exposed populations
by A. Glorig, A. Summerfield and J. Nixon (Los Angeles, Calif.) 150
Sur la détermination des limites supérieures acceptables de bruit
par R. Chocholle (Paris) 154

Beurteilung eines Geräusches nach Geräuschstufen seines Oktavband-Spektrums . . . . .
von E. Lübcke (Berling-Charlottenburg) 157
Anwendung einer Bewertungsmethode bei Massnahmen zur Lautstärkeminderung an elektrischen Maschinen kleiner Leistung
von K. Mühleisen (Stuttgart) 161
Lautheitsbewertung bei taubstummen Kindern
von M. Kwiek (Posen) 165

Section 3

SPEECH

Regelungsvorgänge beim Sprechen und Hören
von K. Küpfmüller (Darmstadt) 171
The acoustics of speech
by G. Fant (Stockholm) 188
Recent progress in speech coding at Bell Telephone Laboratories
by M. R. Schroeder (Murray Hill, N.J.) 201
A resonance-vocoder and baseband system for speech transmission
by J. L. Flanagan (Murray Hill, N.J.) 211
The formant vocoder and its use for automatic speech recognition
by K. W. Otten (Wright Air Development Center, Ohio) 214
Automatic extraction of the excitation function of speech with particular reference to the use of correlation methods
by J. S. Gill (Ruislip) 217
A study of the requirements for excitation control in synthetic speech
by J. S. Gill (Ruislip) 221
Digital computer simulation as a tool in speech research
by E. E. David Jr., M. V. Mathews and H. S. McDonald (Murray Hill, N.J.) 224
Monaural phase effects in speech perception
by E. E. David Jr., J. E. Miller and M. V. Mathews 227
Recognition of voicing, voice pitch and formant frequencies with a digital computer
by V. A. Vyssotsky, E. E. David Jr. and M. V. Mathews (Murray Hill, N.J.) 229
Synthesis theory of the phonetic typewriter
by S. Inomata (Tokyo) 232
Zur Erkennbarkeit gesungener Vokale
von W. Meyer-Eppler und H. Leicher (Bonn) 236
Eine Anwendung der Störungsrechnung in der Eigenwerttheorie der Vokalartikulation
von G. Ungeheuer (Bonn) 238
Die sprachbegrenzende Rolle der Silben- und Lautentropie . . . .
von Th. Tarnóczy (Budapest) 240
A new transistorized artificial larynx
by H. L. Barney, F. E. Haworth and H. K. Dunn (Murray Hill, N.J.) 244
The effect of room noise and number of competing talkers upon talker output
by J. C. Webster and R. C. Klumpp (San Diego, Calif.) 246
Perception of consonant voicing in noise
by J. M. Pickett and H. Rubenstein (Bedford, Mass.) 248
The evaluation of ear protection devices as elements of a speech communication system
by J. Goodman (Brooklyn, N.Y.) 250
Generation of music by a digital computer
by M. V. Mathews and N. Guttman (Murray Hill, N.J.) 253

Section 4

PROPAGATION IN FLUIDS AND GASES

Long-range propagation of acoustic waves in natural waveguides
by L. Brekhovskikh (Moscow) 257

Guides waves in a fluid with continuously variable velocity overlying an elastic solid: theory and experiment
by I. Tolstoy (New York, N.Y.) 266
Laboratory experiment on acoustic fluctuations
by D. Mintzer and R. G. Stone (New Haven, Conn.) 268
Schallabsorption in Grenzflächen zwischen festen und flüssigen Körpern
von R. Krause (Frankfurt a.M.). 271
An equivalent network for acoustical transmissions in sea water
by E. L. Peterson (Santa Barbara, Calif.). 272
Transient phenomena in explosive sound
by M. Ewing, S. Mueller, M. Landisman and Y. Satô (Palisades, N.Y.) 274
Reduktion des Stosswellendrucks im Wasser
von G. Lindh (Stockholm). 276
Scattering of sound by a rod of finite length
by S. Inomata and E. Matsui (Tokyo). 279
Influence de parois cylindriques concentriques sur le rayonnement d'une source sonore
by M. Foti (Marseille) 284
Phase fluctuations of sound propagated in an inhomogeneous atmosphere
by C. M. Harris and L. B. Kirvida (New York, N.Y.) 286
A method for the measurement of the velocity and attenuation of low frequency sound in gases contained in tubes
by R. G. Harlow (London) 290
Propagation of sound in natural and artificial boundary layers
by E. G. Richardson (Newcastle upon Tyne) 293
Experimental investigation of the scattering of sound in the atmosphere
by M. A. Kallistratova (Moscow) 295
Acoustic radiation from turbulent boundary layers
by P. E. Doak (Liverpool). 299
On the use of the acoustic spectrum as a criterion for theories of turbulence
by W. C. Meecham and G. W. Ford (Ann Arbor, Mich.) 301
Einige Fragen der nichtlinearen Akustik
von N. N. Andreev (Moskau) 304
The frequency spectrum of finite amplitude ultrasonic waves in liquids
by W. Keck and R. T. Beyer (Easton, Pa. and Providence, R.I.) 307
Normal reflection of finite amplitude plane waves from a rigid wall
by D. T. Blackstock (Cambridge, Mass.) 309
Attenuation of repeated shock waves in air
by H. Medwin, H. Carpenter and R. Bauman (Monterey, Calif.). 312
Self scattering of high intensity sound
by P. J. Westervelt (Providence, R. I.). 317
Generation of sound by spark discharges in water
by N. A. Roy and D. P. Frolov (Moscow) 321
Eine elektromagnetische Impulsschallquelle zur Erzeugung von Druckstössen in Flüssigkeiten und Festkörpern
von W. Eisenmenger (Göttingen) 326
Sonic cavitation and ionizing radiation
by D. Sette (Messina) 330
Observation of ultrasonic cavitation
by J. Saneyoshi and M. Okushima (Tokyo) 332
Growth of gas nuclei in water under negative pressure pulses . .
by H. G. Flynn (Cambridge, Mass.) 336
Zur Phasenbeziehung zwischen Lumineszenz und Kavitationsvorgang bei periodischer Schallanregung
von E. Meyer und H. Kuttruff (Göttingen) 340
Über das Zustandekommen der Sonolumineszenz, von E. Heim (Karlsruhe) 343
Effects of acoustic microstreaming at electrodes
by W. L. Nyborg and M. I. L. Seegall (Providence, R.I.) 346

Section 5

VIBRATIONS

Akustische Messmethoden in Kunststoff-Forschung, -Prüfung und -Entwicklung
von H. Oberst (Frankfurt a.M.-Höchst) 351
An operator differential equation for elastomers
by G. Pisent and C. Villi (Trieste) 369
Ausbreitung elastischer Wellen (einschliesslich der „komplexen" Nahfelder) auf gummielastischen Platten
von K. Tamm (Göttingen). 371
Ausbreitung von Wellen auf gummielastischen Platten mit grossen Schubverlusten (theoretische und experimentelle Ergebnisse)
von O. Weis (Göttingen) 375
Propagation et amortissement d'ondes progressives dans le caoutchouc étiré
par W. Bismuth (Marseille) 380
La mesure de la vitesse de propagation d'une onde sonore en vue de l'ausculation dynamique des matériaux
par G. Lubszynski (Rueil) 382
Vibrations transversales de plaques rectangulaires chargées de façon discontinue
par Y. Jullien (Marseille) 386
Die schwingende Platte als mechanisch-akustischer Vierpol
von R. Karmann (München) 389
Moment impedance of plates
by I. Dyer (Cambridge, Mass.) 394
Untersuchungen der Schallausbreitung in festen Körpern, Platten und Schalen mittels eines optischen Verfahrens im Dunkelfeld
von W. I. Makarov und S. N. Rshevkin (Moskau) 398
The elastic constants of solids over a wide temperature range
by J. F. W. Bell (Greenwich) 404
Untersuchungen an geschichteten Dämpfungsbelägen
von B. D. Tartakovskij (Moskau) 406
A comparison of the effectiveness of homogeneous layers and constrained layers of viscoelastic material in damping flexural waves in plates
by E. M. Kerwin, Jr. and D. Ross (Cambridge, Mass.) 410
Damping of flexural waves in plates by spaced damping treatments having spacers of finite stiffness
by E. M. Kerwin, Jr. (Cambridge, Mass.). 412
Influence of damping on response of panels to random loading
by R. F. Lambert (Minneapolis, Minn.) 416
On the damping characteristics of fabric-reinforced rubber
by F. M. Wiener and C. M. Gogos (Cambridge, Mass.). 421
The static approximation in elastic wave theory
by J. E. White (Littleton, Colo.). 424
Dispersive transients in earthquake signals
by M. Ewing, S. Mueller, M. Landisman and Y. Satô (Palisades, N.Y.) 426

Section 6

PHYSICS AND ACOUSTICS

Physik und Akustik
von H. O. Kneser (Stuttgart) 431
Ultrasonics in metals at very low temperatures
by R. W. Morse (Providence, R.I.) 436
Physikalische Grundlagen der ingenieur-technischen Anwendung der Molekularakustik kleiner Amplituden
von V. F. Nozdrev (Moskau) 442

Zusammenhang zwischen der Viskosität einer Flüssigkeit und der Schallgeschwindigkeit
von B. B. Kudryavtsev und S. A. Balan (Moskau) 445
Eine Regel über die Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten der Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten von Siedetemperatur und kritischer Temperatur
von W. Schaaffs (Berlin-Charlottenburg) 448
Schallausbreitung in einem flüssigen Gemisch, dessen Komponenten eine chemische Verbindung bilden
von S. A. Balan und B. B. Kudryavtsev (Moskau) 451
Die Bedeutung von Schallgeschwindigkeitsmessungen für die Physik ternärer Lösungen
von H. P. Jacob (Rostock) 455
Sound velocity in dilute electrolytic solutions
by A. Barone, F. Fanti and D. Sette (Rome) 456
Acoustical measurements carried out at the physical laboratory of the University of Louvain
by A. van Itterbeek (Louvain) 460
Accurate measurement of dynamic elastic constants for very small specimens
by G. Bradfield (Teddington) 466
Über den Zusammenhang von Ultraschallgeschwindigkeiten und Oberflächeneigenschaften von Metallen
von P. Greguss (Budapest) 469
Messung des komplexen Schubmoduls von Polyäthylenen im Erweichungsgebiet
von W. Pechhold und G. Ammon (Stuttgart) 474
Ultrasonically induced change in a second order thermodynamic transition for long chain polymers
by V. Nardi and G. Pisent (Rome) 478
Ultrasonic study of the martensitic transformation in lithium and sodium at low temperatures
by L. Verdini (Rome) 480
Über ein neues akustisches Verfahren zur Ermittlung zwischenmolekularer Kräfte in Flüssigkeiten und Flüssigkeitsgemischen
von F. Kuczera, A. Optilski und S. Szyma (Olsztyn) 485
Zur molekularkinetischen Berechnung der Ultraschallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten
von K. Altenburg (Berlin-Adlershof) 489
Ausbreitung des Schalles in Flüssigkeiten
von B. B. Kudryavtsev (Moskau) 494
Theory of relaxation effects with a continuous spectrum
by P. G. Bordoni (Pisa) 496
The mechanism of ultrasonic absorption and dispersion in acetic acid
by D. Tabuchi (Osaka) 500
Calculation of absolute relaxation times in gases
by K. F. Herzfeld (Washington, D.C.) 503
Zur Ausbreitung des Ultraschalls in verdünnten Gasen
von V. F. Nozdrev, V. F. Jakovlev, I. I. Perepechko und A. A. Ssenkevich (Moskau) . . . 505
Phonon viscosity and its effect on acoustic wave attenuation and dislocation motions
by W. P. Mason (Murray Hill, N.J.) 509
Physical properties of gases by acoustical techniques
by R. W. B. Stephens (London) 512
Ultrasonic relaxation in SO_2 at densities from 0.1 to 400 Amagat
by M. C. Henderson and T. Winter (Washington, D.C.) 514
Nachweis von Dreierstössen durch Schallabsorptionsmessunge in CO_2-Edelgasgemischen
von H. O. Kneser und H. Roesler (Stuttgart) 515
Dissoziationsrelaxation in Stickoxyden
von H. J. Bauer und H. O. Kneser (Stuttgart) 518
Schallausbreitung in teilweise dissoziiertem, gasförmigen Distickstofftetroxyd
von G. Sessler (Göttingen) 522
The acoustical properties of steam
by R. B. Lindsay, D. D. Eden and J. Zink (Providence, R.I.) 526
The acoustic properties of hydrogen chloride
by M. A. Breazeale (Stuttgart) 530

Die Schallabsorption von Luft verschiedener Feuchtigkeit zwischen 10 und 100 kHz
von W. Pöhlmann (Karlsruhe) 532
Velocity of sound in steam
by H. B. Karplus (Chicago, Ill.) 536
Die Schwingungsrelaxation in flüssigem und gasförmigem Chlor
von E. Sittig (Stuttgart). 539
Compressional relaxation in liquids
by J. H. Andreae, P. D. Edmonds and P. J. Joyce (Welwyn) 542
Untersuchung der Ultraschallwellenabsorption bei hoher Temperatur und hohem Druck
von V. F. Nozdrev, B. I. Kalyanov und M. G. Shirkevich (Moskau) 544
Untersuchung des Systems Flüssigkeit–Polykristall mit ultraakustischen Methoden
von V. F. Nozdrev, N. I. Koshkin und M. A. Gorbunov (Moskau) 549
Ultrasonic absorption in a weakly associated liquid, isobutyl bromide
by A. Clark and T. A. Litovitz (Washington, D.C.) 553
Developments in the techniques for measuring ultrasonic absorption in liquids
by P. D. Edmonds (Welwyn) 556
Ultrasonic absorption in toluene
by G. S. Verma and E. Yeager (Cleveland, Ohio) 559
The absorption of ultrasonic waves in liquids at high frequencies
by V. F. Nozdrev, L. G. Belinskaja and B. Z. Belinskij (Moskau) 562
The visco-elastic properties of lubricating oils and other liquids at high frequencies
by A. J. Barlow and J. Lamb (London) 565
Ultrasonic relaxation in some substituted ethanes
by E. L. Heasell, R. A. Pasmanabhan and J. Lamb (London) 569
Ultrasonic absorption in non-associated organic liquids
by M. Mokhtar and K. Salama (Cairo) 573
Mesures d'absorption dans les liquides par interférométrie ultrasonore
par R. Litzler et R. Cerf (Strasbourg) 576
The electronic structure of tin investigated by ultrasonic attenuation
by T. Olsen (Providence, R.I.) 578
Low temperature acoustic attenuation in aluminum
by D. H. Filson and E. Lax (Los Angeles, Calif.) 580
Relaxation of dislocations in cubic face-centered metals
by P. G. Bordoni, M. Nuovo and L. Verdini (Rome). 583
Bordoni peak in Ag–Au alloys
by I. Barducci, M. Nuovo and L. Verdini (Rome). 587
The absorption of ultrasonic waves in solids at high frequencies
by M. Redwood, Z. Shteinshleifer and J. Lamb (London) 590
Mechanical relaxation in partially crystalline high polymers
by M. Baccaredda, P. G. Bordoni and E. Butta (Pisa) 593
Internal friction in crystalline quartz at low temperatures
by C. S. Brown and C. K. Jones (London) 596
On the theory of the thermoelastic dissipation in polychrystalline metals
by B. Forte (Pisa). 597
Absorption von Ultraschallwellen in Kristallen bei Frequenzen bis 2000 MHz
von L. G. Merkulov (Leningrad) 601

Volume II – Applications

Section 7

Electroacoustics and Measurements

Akustik und Nachrichtentechnik
von R. Feldtkeller (Stuttgart). 607
Système de contrôle objectif de l'efficacité des appareils d'abonnés
par P. Chavasse (Paris). 614

Remarques sur l'étude du champ acoustique dans les salles sourdes
par R. Lehmann et P. Brun (Paris) 619
Some calculations and measurements of the sound pressure distribution in 2 cm³ coupler cavities
by S. C. Dalsgaard (Copenhagen) 624
Acoustic microanemometer
by A. S. Gurvich (Moscow) 629
Richtungsselektive piezoelektrische Schwingungsempfänger
von Th. Schwirzer (Berlin-Siemensstadt) 633
Miniature condenser microphones
by C. Wansdronk (Eindhoven) 638
Description du principe, de la réalisation et actuelles performances d'un nouveau type de transducteur électroacoustique
par M. R. Gamzon (Rehovot) 641
Magnetic materials for electromagnetic transducer applications
by G. E. Martin (San Diego, Calif.) 645
Transients and the equivalent electrical circuit of the piezoelectric transducer
by L. Filipczynski (Warsaw) 647
Contribution aux méthodes d'étalonnage des écouteurs de haute qualité
par I. Barducci et F. Bianchi (Rome) 649
Limits of precision in pure-tone audiometer calibration
by D. W. Robinson (Teddington) 652
A new coding amplifier system for the severely hard of hearing
by B. Johansson (Stockholm) 655
Auditory training of the severely hard of hearing using a coding amplifier
by E. Wedenberg (Stockholm) 658
The complex elasticity modulus of paper for loudspeakers
by J. Merhaut (Prague) 660
Measurements of elastic parameters of paper for loudspeakers
by C. Bordone-Sacerdote (Turin) 665
Reproduction à haute fidélité dans les habitations
par T. S. Korn (Bruxelles) 668
Synthesis of bass-reflex loudspeaker enclosures
by E. de Boer (Amsterdam) 672
Measurement of variation of radiation resistance with separation of pairs of underwater transducers
by F. Fordes and C. H. Sherman (New London, Conn.) 675
Radiation impedances and power output limitations of array elements
by G. E. Martin, J. S. Hickman and F. X. Byrnes (San Diego, Calif.) 678
Synthesis of directive arrays
by C. D. Lowenstein (Cambridge, Mass.) 680
A theoretical analysis of the sound pressure due to axisymmetric sources
by W. J. Remillard (Cambridge, Mass.) 683
Ein Verfahren zur raschen Ermittlung der Richtcharakteristik von Strahlergruppen
von R. Leisterer (Bremen) 685
Einfluss einer $\lambda/2$-Platte auf das Nahfeld der ebenen Kolbenmembran
von L. Fritsche und Th. Nonnenmacher (Karlsruhe) 688
Beitrag zur Theorie der Schallstrahlung
von D. Huszty (Székesfehérvár) 693
A passive, reversible, distributed-coupling transducer
by W. J. Trott (Orlando, Fla.) 697
The sound field of an infinitely long rectangular membrane in a moving medium
by H. L. Oestreicher (Ohio) 700
Ein Verfahren zur Hindernissuche und fortlaufenden lückenlosen Tiefenmessung in Wasserstrassen mit Hilfe der akustischen Flächenlotung
von S. Fahrentholz (Kiel) 703
Some acoustic investigations relating to sea fisheries
by E. V. Shishkova (Moscow) 708

Linear and quadratic rectifiers in sound level meters
by G. Sacerdote (Turin) and V. Savelli (Milan) 713
A new sound level meter using transistors
by W. V. Richings (London) 717
A logarithmic attenuator
by S. B. Pedersen (Copenhagen) 720
Ein verbesserter Kurvenanalysator
von M. Grützmacher (Braunschweig) 723
Eine neue Methode der Fourier-Analyse und -Synthese
von K. H. Haase (Bedford, Mass.) 727
Theory and applications of electromechanical filters
by R. L. Sharma (Burbank, Calif.) 729
A compact electromechanical band-pass filter for frequencies below 20 kc/s
by W. P. Mason and R. N. Thurston (Murray Hill, N.J.) 732
Analyseur de fréquences
par T. S. Korn et J. Hougardy (Bruxelles) 734
Contribution à la détermination expérimentale du temps d'analyse nécessaire au fonctionnement des spectromètres du type hétérodyne
par L. Pimonon (Seine-et-Oise) 738
A comparison of filtering and autocorrelation for the detection of a gliding tone in noise
by D. M. A. Mercer (Southampton) 742
An integrating device for spectrum analysis
by G. G. Sacerdote (Turin) 746
Messgerät für Geräuschstufen
von E. Lübcke und P. Rother (Berlin-Charlottenburg) 749
Objektive Methode zur Bestimmung der Qualität eines Saiteninstruments
von E. Leipp und A. Moles (Paris) 752
Der Einfluss von Störfeldern bei der magnetischen Aufzeichnung
von J. Greiner (Jena) 756
Some considerations on the recording process on magnetic tape with application of H. F. Bias
by D. L. A. Tjaden (Eindhoven) 758
Wiedergabe von Magnettonaufzeichnungen mit Hilfe des Halleffektes
von F. Kuhrt (Nürnberg) 761
Some engineering problems arising in the sound equipment of the television service
by D. E. L. Shorter (London) 764
Activity of the "Studio di fonologia musicale"
by A. Lietti (Turin) 769
Improvement of acoustic feedback stability in public address systems
by M. R. Schroeder (Murray Hill, N.J.) 771
Schallverstärkungsprobleme
von G. Kaszynski (Berlin-Adlershof) 776
Statistische Eigenschaften des Rundfunksignals
von A. V. Rimski-Korsakov (Moskau) 779
Die Amplitudenbegrenzung als Mittel zur Bekämpfung von Störungen im Übertragungskanal
von H. Rupp (Stuttgart) 782
Eigenschaften des natürlichen Richtungshörens und ihre Anwendung auf die Stereophonie
von N.V. Franssen (Eindhoven) 788
Stereophonic sound reproduction
by H. F. Olson (Princeton, N.J.) 791
Kurzer Überblick über Vorschläge zur Übertragung von Stereophonie durch Rundfunk
von K. L. H. Wilhelm (Hannover) 796
Die Praxis der Regeltechnik bei kompatiblen Stereo-Aufnahmen
von W. Schlechtweg (Hannover) 800
Über das Problem der Kompatibilität von Stereo-Magnettonbandaufzeichungen
von R. Bierl (Württemberg) 805
Grenzen der Trickstereophonie mit unterschwelligen Pilotfrequenzen
von F. Enkel (Köln) 809

Section 8

ROOMACOUSTICS

Die Messung der Schallabsorption von Materialien
von C. W. Kosten (Delft) 815
Welcher Aufwand an Information ist erforderlich, um einen Raum akustisch zu charakterisieren?
von L. Cremer (Berlin-Charlottenburg) 831
Sound absorption coefficients and acoustical design
by T. D. Northwood and C. G. Balachandran (Ottawa) 847
Absorption by slit resonators
by A. Gigli (Rome) and G. Sacerdote (Turin) 849
Wide band sound absorbers with impermeable facings
by C. L. S. Gilford and N. C. H. Druce (London) 853
Akustische Daten eines Mineralfaserstoffes
von R. Schubert (Ladenburg a.N.) 858
Absorption of air-borne sound by cellular materials
by W. W. Lang (New York) 862
On the statistical reverberation theory
by G. A. Goldberg (Moscow) 865
Akustische Untersuchungen in kleinen Hallräumen
von Th. Tarnóczy (Budapest) 868
Untersuchung eines extrem schiefwinkligen Hallraumes
von H. A. Müller (München) 873
The damping of eigentones in small rooms by Helmholtz resonators
by F. J. v. Leeuwen (Hilversum) 878
Der Einfluss der Kanten auf die Schallabsorption poröser Materialien
von W. Kuhl (Hamburg) 882
Sound absorption by areas of finite size
by R. K. Cook (Washington, D.C.) 883
Precision of reverberation chamber measurements of sound absorption coefficients
by R. V. Waterhouse (Washington, D.C.) 886
Diffusitätsuntersuchungen bei Messungen des Schallabsorptionsgrades im Hallraum
von G. Venzke und P. Dämmig (Braunschweig) 890
Diffusing structures and materials
by V. M. A. Peutz (Nijmegen) 894
Measurement of reverberation time by counting phase coincidences
by M. R. Schroeder (Murray Hill, N.J.) 897
Measurement of the reverberation time by interrupted and impact sound
by M. Caciotti and G. Sacerdote (Turin) 902
Das Problem der Schallstreuung in der Raumakustik
von J. Holtsmark (Oslo) 905
Direct-reading reverberation-time-measuring device
by L. X. Nepomuceno, H. C. A. Murta and W. Jorge (São Paulo) 909
Audience and seat absorption in halls for music
by L. L. Beranek (Cambridge, Mass.) 913
Der Zusammenhang einiger Parameter des Theaters als Kriterium der akustischen Qualität
von M. Jahoda, Z. Kesner, F. Kolmer, J. Ledrer und J. B. Slavik (Prag) 918
The building-up process of sound pulses in a room and its relation to concert hall quality
by V. L. Jordan (Copenhagen) 922
Das raumakustische Modellverfahren mit massstabsgerechter Frequenztransponierung und die Möglichkeiten seiner Verwirklichung
von F. Spandöck (München) 925
An apparatus for the experimental investigation of room acoustics by means of stereophonic ultrasonic model recordings
by R. Boutros-Attia (Alexandria) 929

Ergebnisse und Leistungsfähigkeit des raumakustischen Modellverfahrens
von E. Krauth (Karlsruhe) 932
The audience and room acoustics . . .
by A. F. B. Nickson and R. W. Muncey (Australia) 936
Acoustics and architecture in auditorium design
by W. E. Rossman (Phoenix, Ariz.). 938
On the acoustics of large halls
by V. M. A. Peutz (Nijmegen) 941
Raumakustische Messungen an der grossen Wiener Stadthalle
von E. Hirschwehr (Wien). 943
The acoustics of the Sidney Myer Music Bowl, Melbourne, Australia
by R. W. Muncey and A. F. B. Nickson (Melbourne) 948
Akustik Stuttgarter Kirchen
von W. Zeller (Essen) 950
Acoustics of schoolrooms
by J. Tolk and V. M. A. Peutz (Nijmegen) 956
Acoustics of television studios
by T. Somerville (London). 958
Über die Akustik des griechischen Theaters
von B. Papathanassopoulos (Athen) 962
Die Verwertung moderner akustischer Methoden zur Lösung von Problemen des Theaters und der Oper sowohl klassischer wie auch moderner Art
von H. Burris-Meyer und V. Mallory (Arlington, Va.) 967
Das Hintergrundgeräusch und die absolute Stille vom Standpunkt des aktiven Künstlers und die Folgerungen für Direktübertragungen und Schallaufnahmen
von J. B. Slavik (Prag) und R. Husson (Paris) 972
Physikalische und subjektive Nachhallzeit
von Th. Járfás und Th. Tarnóczy (Budapest) 974
Subjektive Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen der Nachhallzeit und dem musikalischen Tempo
von M. Lukacs (Budapest). 979
Nutzbarmachung neuerer raumakustischer und electroakustischer Erkenntnisse für die Musikwissenschaft
von K. Blaukopf (Wien) 983

Section 9

BUILDINGS ACOUSTICS

Luftschalldämmung
von K. Gösele (Stuttgart-Degerloch) 989
Neuartige Leichtbauwände hoher Schalldämmung
von G. Kurtze (Göttingen) 1001
Über die Luftschalldämmung von Fenstern
von A. Eisenberg (Dortmund) 1006
Untersuchungen über die Luftschalldämmung von Doppelwänden mit Schallbrücken
von M. Heckl (Berlin-Charlottenburg). 010
Luftschalldämmung von leichten Doppelwänden mit Körperschallbrücken
von K. H. Hansen und C. Stüber (München) 1015
Comments on the reverberant room method of measuring transmission loss
by T. Mariner (Lancaster, Pa.) 1019
Procédé d'enregistrement de la courbe d'atténuation des matériaux acoustiques couplés à une paroi
par M. Kobrynski et C. Pattegay (Chatillon-sous-Bagneux) 1022
Tapping machine
by N. Morresi (Milan) 1025
Die Praxis der Kontrolle der Isolierung der Gebäude
von A. C. Raes (Brüssel) 1028

The development of the British grading system for sound insulation in dwellings
by H. J. Purkis (Wattford) 1032
Direkte Anzeige von Sollkurven-Überschreitungen
von D. Brodhun (Berlin-Adlershof) 1035
Untersuchungen zum zweckmässigsten Sollkurvenverlauf für den Schallschutz im Wohnungsbau
von W. Fasold (Dresden) 1038
My neighbour's radio
by J. van den Eijk (Delft) 1041
Ein Beitrag zur Frage der Installationsgeräusche
von P. Schneider (Berlin-Dahlem) 1045
The noise of taps in dwellings
by N. Morresi (Milan) 1050

Section 10

NOISE CONTROL

Recent advances and problems in aviation acoustics
by H. E. von Gierke (Ohio) 1055
Some recent developments in jet noise research
by E. J. Richards (Southampton) 1070
São Paulo legislation on city noises and protection of public quietness and well-being
by R. Levi, R. P. Richter, L. Sungirardi, A. C. Valente, J. L. Cardoso, A. Spagat, J. E. R. Barbosa, C. M. Alves, H. Noveleto, J. Karman, B. Bedrikow and E. Berlinck (São Paulo) . 1088
Über einige Besonderheiten der Schallausbreitung auf natürlich bewachsenen Flächen
von F. J. Meister (Düsseldorf) 1090
Das akustische Verhalten von grossen Strassenverkehrstunneln
von G. J. Van Os und P. A. De Lange (Delft) 1092
Lärmbekämpfung in einem Tunnel
von A. C. Raes (Brüssel) 1097
Massnahmen der Geräuschbekämpfung am Dieseltriebzug VT 11.5 (TEE-Zug) der Deutschen Bundesbahn
von D. Zboralski (München) 1101
Electrical measurement of characteristic mechanical quantities of typewriters
by G. C. Patrucco (Ivrea) 1105
Analyse der Amplitudenhäufigkeit mit Anwendung auf ein Schallsignal zwischen Fahrzeugen
von Th. Lange (Lippstadt) 1109
Beitrag zur Fahrzeugakustik
von E. Sperling und C. Betzhold (Minden) 1112
On the airborne noise generated by passenger automobile tires
by F. M. Wiener (Cambridge, Mass.) 1116
Geräuschmessungen in Automobilen
von G. Bobbert (Neckarsulm) 1119
Acoustical measurements on Belgian ships
by H. Myncke and A. Van Itterbeek (Louvain) 1124
Scattering of sound and wave motion measured in ducts
by W. K. R. Lippert (Melbourne) 1129
Vereinfachte Methoden zur Prüfung von Schalldämpfern für Lüftungs- und Klimaanlagen
von S. Milosavljevic (Belgrad) 1132
Schalldämpfung in absorbierend ausgekleideten Kanälen mit überlagerter Luftströmung
von F. Mechel (Göttingen) 1136
Erfahrungen mit Gross-Schalldämpfern
von W. Bausch (Ludwigshafen a. Rh.) 1140
Schallschutz bei Gasturbinenkraftwerken
von G. de Lank (Ladenburg a. N.) 1144
Schalltechnische Gesichtspunkte bei der Anlage von Motorenprüfständen
von H. Schmidt (Mannheim) 1147

Test bench for piston-engined planes
by R. P. Richter (São Paulo) 1151
Étude de la fatigue des structures sous l'influence des jets de réacteurs
par P. Lienard (Chatillon-sous-Bagneux) 1154
The production of tones by a choked jet
by M. G. Davies (Liverpool) 1157
Sound radiation by a turbulent boundary layer
by E. J. Skudrzyk and G. P. Haddle (University Park, Pa.). 1160
Zur Form der schwingenden Turbulenzelemente bei Unterschallgeschwindigkeiten und zur weiteren Lärmverminderung in Strahlen
von F. Staab (Braunschweig) 1163
Source of turbulent noise in air motion devices
by H. C. Hardy (Chicago) 1167
Geräuschbildung an rotierenden Scheiben und Radiallüftern
von G. Hübner (Berlin). 1171
Einige Erfahrungen bei der Körperschallisolation mittels Federn
von J. H. Janssen (Delft) 1175
Technische Beispiele gedämpfter Schwingungssysteme mit zwei Freiheitsgraden bei stossartiger Anregung
von P. Starke (Hannover) 1178

Section 11

ULTRASONICS

Faisceau d'ultra-sons dans un guide d'ondes
par F. Canac (Marseille) 1185
Recent results of research and development in the field of ultrasonics in Japan
by Y. Kikuchi (Sendai) 1193
The application of nonreflecting transducers in ultrasonic measurements
by J. Wehr (Warsaw) 1207
Untersuchungen an magnetostriktiven Schallwandlern aus Ferriten.
von I. P. Golyamina (Moskau) 1211
Elektromechanische Eigenschaften der Legierung FeCo 43
von O. Henkel (Berlin) 1216
Neue keramische Ultraschallwandler und deren Kopplung an die Flüssigkeit
von C. M. van der Burgt (Eindhoven) 1219
Ein zylindrischer Schallgeber, der längs der Achse ausstrahlt
von A. A. Ananyeva (Moskau) 1222
Application of lead zirconate-titanate ceramics
by A. E. Crawford (Southampton) 1226
Electromechanical properties of lead titanate-zirconate ceramics
by H. Jaffe (Cleveland, Ohio). 1229
Barium titanate paste and adhesion transducers; ultrasonic generators for the analysis of solids
by A. Lutsch (Pretoria) 1232
Akustische Zonenlinsen
von Th. Tarnóczy und A. Illényi (Budapest). 1233
Radiation stress of transverse elastic waves
by E. J. Post (Murray Hill, N.J.) 1238
Mesure photoélectrique de la biréfringence acoustique
par J. Badoz (Paris) 1241
Vitesse des ultrasons dans les tissus organiques
par A. Barone et A. Scafati (Rome) 1245
Ultrasound intensity measurement by compensated calorimeter
by J. Szilárd (Budapest) 1248
Probleme der Ultraschallübertragung
von R. Pohlman (Heppenheim a.d. B.) 1251

Accurate assessment of scatter from singularities in solids in ultrasonic flaw detection
by G. Bradfield (Teddington) 1255
Recent advances in stress measurement by ultrasonics
by H. A. Elion (Bristol, Pa.) 1258
Der Ultraschall-Schienenprüfwagen der Deutschen Bundesbahn
von K. Werner (Westfalen) 1262
Zerstörungsfreie Untersuchung von Hochspannungsisolatoren mit Hilfe des Ultraschall-Impulsverfahrens
von C. Stüber (München) 1266
Untersuchungen der physikalischen Prozesse bei einigen industriellen Anwendungen des Ultraschalls
von L. D. Rosenberg (Moskau) 1271
Surface wave phenomena during ultrasonic emulsification
by E. Yeager, A. Patsis and F. Hovorka (Cleveland, Ohio) 1276
Einige technische Anwendungen des energiereichen Ultraschalls
von H. Joachim Gollmick (Frankfurt am Main) 1279
Reduktion der Chlorogoldsäure im Ultraschallfeld
von W. Wawrzyczek (Olsztyn) 1282
Über die akustische Beeinflussung von Brennprozessen
von P. Greguss (Budapest) 1287
Ultrasonic diagnosis of brain tumor
by K. Tanaka, Y. Kikuchi and R. Uchida (Tokyo) 1291
Use of ultrasonic radiation in the preparation of embryo extract and tissue homogenates
by A. A. Lazzarini Jr. and R. Quint (New York, N.Y.) 1294
Nouveaux enregistrements cinématographiques d'ondes supersoniques
par M. Merle (Marseille) 1299
Closing address
by F. Ingerslev (Copenhagen) 1301

Author index 1304

Subject index 1307

Begrüssungsansprache des Kongress-Präsidenten

PROF. DR. E. MEYER

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen (Deutschland)

Herr Minister,
meine sehr verehrten Damen und Herren!

Nach einem Beschluss der Internationalen Kommission für Akustik, einem Ausschuss der Internationalen Union für Reine und Angewandte Physik, findet alle drei Jahre ein grosser internationaler Kongress für Akustik statt. Der erste Kongress dieser Art tagte nach dem Kriege im Jahre 1953 in Delft in Holland. Als Ort für den zweiten Kongress im Jahre 1956 wurde Cambridge, U.S.A. gewählt. Für dieses Jahr hat Deutschland die ehrenvolle Aufgabe erhalten, den dritten Kongress hier in Stuttgart durchzuführen. Sinn und Ziel eines solchen Kongresses sind die gleichen wie bei analogen Veranstaltungen auf anderen Fachgebieten, nämlich in sachlicher Hinsicht Austausch von wissenschaftlichen Forschungsergebnissen und technischen Erfahrungen, in persönlicher Hinsicht Erneuerung oder Anknüpfung von fachlichen Bekanntschaften.

Die Fortschritte in der Wissenschaft und in der Technik erfolgen auf allen Gebieten in einem stürmischen, fast in einem beängstigenden Tempo, und man kann daher verstehen, dass die Fachleute das Bedürfnis empfinden, von Zeit zu Zeit eine Übersicht über den Stand der Forschung und der Entwicklung ihres Gebietes zu bekommen, denn letzten Endes hängen davon in hohem Masse die eigene Arbeit und die eigene Produktivität ab.

Der von der I.C.A. gewählte Zeitraum von drei Jahren für die Veranstaltungsperiode ist gerade recht, um die jeweiligen neuen Ergebnisse auf den einzelnen Teilgebieten der Akustik zusammentragen und kritisch überblicken zu können.

Unser 3. Internationaler Kongress für Akustik, zu dessen Eröffnung wir in diesem Saale der Stuttgarter Liederhalle zusammengekommen sind, hat sich gegenüber seinen Vorgängern ausserordentlich ausgeweitet. Ein Blick in das Programm zeigt es. Wie üblich, besteht ein wesentlicher Teil der Kongressarbeit in den zusammenfassenden Vorträgen, für die wegen ihrer Wichtigkeit alle verfügbaren Vormittage unserer Kongresswoche freigehalten sind. Sie behandeln zusammenfassend aktuelle Fragen und dienen damit in erster Linie der Unterrichtung der jeweils auf diesen Gebieten nicht tätigen Fachkollegen.

Besonders reizvoll ist eine Übersicht über die Einzelvorträge; schon ihre Zahl ist imponierend. Wir zählen 350 Vorträge, die an 5 Nachmittagen in je 8 Parallelsitzungen abgehandelt werden. Aber viel wichtiger ist, dass sie sachlich einen grossartigen Querschnitt durch das gesamte Gebiet der Akustik geben. Die Vortragenden (Abb. 1) kommen aus 26 Ländern unserer Erde! Wir können von einem wirklich internationalen Kongress sprechen. Bedeutende Fortschritte auf den verschiedenen akustischen

Fachgebieten werden berichtet werden. Es ist mir auch nicht annähernd möglich, in dieser kurzen Eröffnungsansprache das vor uns liegende Programm voll zu würdigen. Ich darf mir aber erlauben, einige wenige Punkte herauszugreifen, die für einen grösseren Teilnehmerkreis interessant sind.

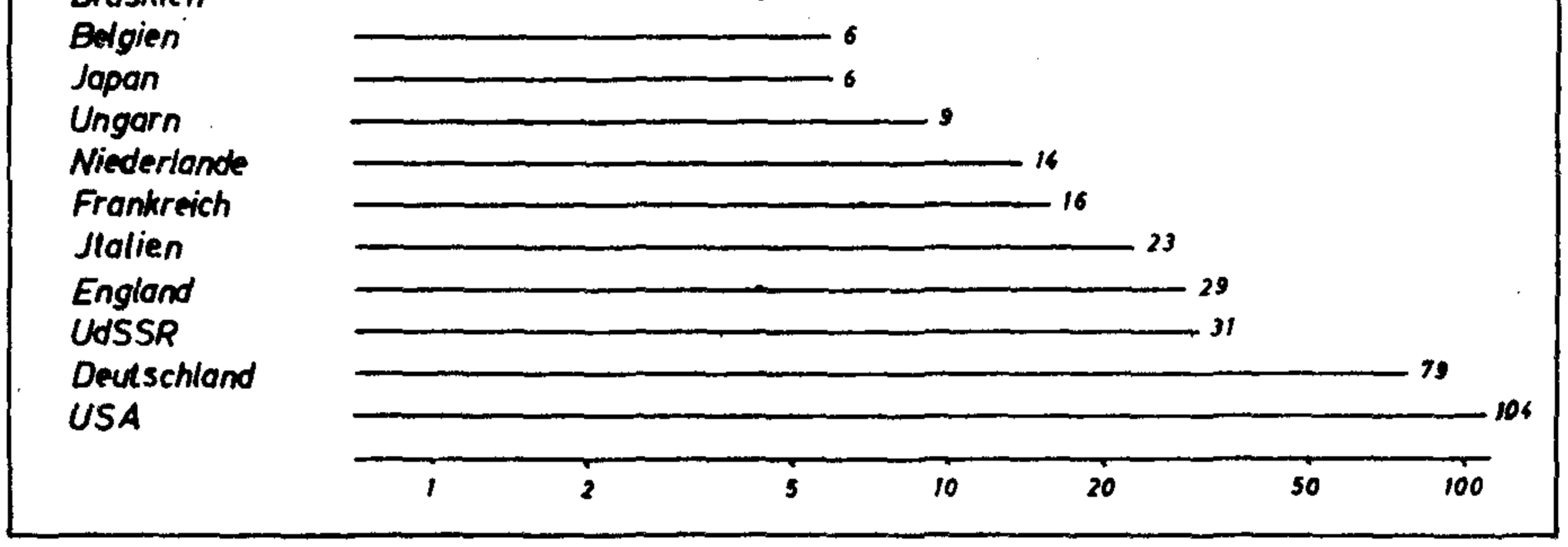


Abb. 1. Verteilung der Einzelvorträge auf die verschiedenen Länder.

Um mit der Elektroakustik zu beginnen, so ist bekannt, dass in der elektroakustischen Übertragung von Sprache und Musik die Stereofonie in Form der Zwei-Kanal-Übertragung, sei es als Schallplatte, sei es als Magnetband oder als Radio stark in den Mittelpunkt der technischen Entwicklung gerückt ist, und dass besonders die stereofone Schallplatte in den beiden letzten Jahren enorme Fortschritte erzielt hat. Es ist daher selbstverständlich, dass der Stereofonie auch im Rahmen des Kongresses ein breiter Raum gewidmet ist.

Auch ein zweites Gebiet der Elektroakustik ist erwähnenswert. Für wissenschaftliche Zwecke der physiologischen Akustik, der Phonetik und der anderen Zweige der Sprachwissenschaften ist die synthetische Sprache, die etwa mit dem bekannten Schlagwort *Vocoder* zu umreissen ist, sehr wichtig. Wir haben hier neuerdings neben dem Fourierbereich-Vocoder den Zeitbereich-Vocoder. Die Fortschritte der letzten Jahre sind gross, die synthetisierte Sprache ist kaum mehr von der natürlichen Sprache zu unterscheiden. Hieran hat nicht nur die Physik, sondern auch die Nachrichtentechnik ein eminent praktisches Interesse, z.B. in der Richtung, für Gespräche auf Transatlantik-Kabeln Kanalkapazität zu sparen und damit bei gleichem Kabelauf-

wand die Zahl der gleichzeitigen Gespräche zu erhöhen. Soweit die Elektroakustik.

Die Lärmbekämpfung ist in allen Ländern ein ungemein aktuelles Thema. Eine Grundlage für die Lärmabwehr bilden auf messtechnischem Gebiet die Lautstärkemesser oder Geräuschmesser. Hier sind bei den Untersuchungen über die Bildung des Lautstärkeeindrucks im menschlichen Gehörorgan in der letzten Zeit vielerorts, nicht zuletzt hier in Stuttgart, grosse Fortschritte erreicht worden. Hierüber wird in zusammenfassenden Vorträgen und in zahlreichen Einzelvorträgen ein umfassender Überblick gegehen werden.

Ultraschall, d.h. Schall jenseits der oberen Grenzfrequenz unseres Gehörorgans, ist vom rein wissenschaftlichen wie vom technischen Standpunkt aus ein besonders interessanter Teil der Akustik. Wir denken dabei etwa an die viel benutzte zerstörungsfreie Werkstoffprüfung mit Ultraschall oder an die allenthalben angewandten Ultraschallreinigungsverfahren, um nur einige Beispiele zu nennen. Auf wissenschaftlichem Ultraschallgebiet hat die allerjüngste Zeit erhebliche Fortschritte gebracht. Es gelang, bei extrem tiefen Temperaturen Schallschwingungen weit über die bisher bekannten Frequenzen hinaus zu erzeugen. Schwingungen von 10.000 MHz, d.h. von mehr als 10.000 Millionen Schwingungen je Sekunde, sind in kristallinem Quarz möglich. Es erschliesst sich hier ein ganz neues Feld, der sogenannte *Hyperschall.*

Wenn der Laie das Wort Akustik verwendet, tut er es in den weitaus meisten Fällen zur Kennzeichnung der Hörsamkeit, der "Akustik", von Theatern, Konzertsälen und dergleichen. Selbstverständlich ist das Fachgebiet Raumakustik, das hiermit angesprochen wird, stark in unserem Programm vertreten. Wir sind dabei in der angenehmen Lage, an unserem Versammlungsort in der Stuttgarter Liederhalle ein neues und besonders schönes Beispiel moderner technischer Raumakustik zu haben.

Wir leben in einer Zeit, in der in allen Ländern der Wohnungsbau eine dominierende Rolle spielt. Schallisolation gegen Luft- und Körperschall in Wohn- und Bürohäusern sind daher ein bevorzugtes Gebiet unserer Tagung, und wir haben die Genugtuung, dass solche Fragen zugleich in einem Brennpunkt des öffentlichen Interesses stehen.

Wir haben vorhin die Lärmbekämpfung gestreift, ein viel behandeltes Thema in unseren Zeitungen und Zeitschriften, denn Lärm und Geräusch drohen den Menschen unserer Zeit fast zu überwältigen. Dass unser Kongress auch auf solche Themen eingeht, versteht sich von selbst. Dabei erhält er eine wirkungsvolle Unterstützung durch die gestern hier in Stuttgart eröffnete und für ein breites Publikum gedachte Ausstellung "Weniger Lärm". Ich möchte aus der Fülle der von der wissenschaftlichen und technischen Seite her interessierenden "Gross-Lärmerzeuger" die Strahltriebwerke der modernen Düsenflugzeuge erwähnen. Hier liegt eine neue, viel versprechende Aufgabe in einer gemeinsamen Arbeit von Akustik und Aerodynamik vor.

Last not least habe ich noch auf die zahlreichen Vorträge auf dem Gebiet der rein physikalischen Akustik, z.B. der Molekularakustik, hinzuweisen. Es zeigt sich, dass die dem Akustiker gewohnten akustischen Messverfahren sich im letzten Jahrzehnt zu einem machtvollen Instrument für die Erforschung des Aufbaus der Materie entwickelt haben, gleichgültig, ob es sich um Gase, um Flüssigkeiten oder um feste Körper wie Metalle, Kunststoffe und dergleichen handelt.

Mit diesen kurzen Ausführungen muss ich leider den Überblick über das vor uns liegende Programm beenden.

Wichtiger als diese Einzelheiten ist aber die Tatsache, dass auf dem Gebiet der Akustik eine vorbildliche internationale Zusammenarbeit existiert. Wir finden diese

Zusammenarbeit bei den wissenschaftlichen Kongressen, bei den einzelnen Fachkolloquien, bei Normungsbesprechungen und nicht zuletzt in dem laufenden schriftlichen oder persönlichen Austausch der Erfahrungen und der Ergebnisse von Forscher zu Forscher. Dass dem so ist, spiegelt unser Kongress auf das Schönste wieder. Unsere Vortragenden kommen, wie ich schon eingangs erwähnte, aus 26 Ländern. Die Zahl der Teilnehmer an unserem Kongress beträgt rund 1000 aus 32 Staaten. Der sonst in unseren Tagen so häufig auftretende Gegensatz zwischen Ost und West, den wir uns leider aus dem politischen Leben kaum mehr wegdenken können, ist auf unserem Feld überhaupt nicht vorhanden. Geben und Nehmen ist hier wirklich gleichmässig international verteilt.

Sie werden verstehen, dass es mir unmöglich ist, Begrüssungsworte an einzelne Teilnehmer oder an einzelne Teilnehmergruppen zu richten, so verlockend dies ist, und so gern ich es tun würde. Ich möchte mich, und ich muss mich daher darauf beschränken, Sie alle im Namen unseres Deutschen Vorbereitungskomitees auf das herzlichste hier in Stuttgart willkommen zu heissen und zu begrüssen. Wir freuen uns ausserordentlich, dass der Gedanke des 3. Internationalen Kongresses für Akustik in Stuttgart eine solch weltweite Resonanz gefunden hat.

Wenn ich eben sagte, dass ich keine einzelnen Teilnehmergruppen besonders begrüssen kann, so möchte ich doch eine Ausnahme machen. Ich möchte nämlich besonders herzlich die Damen unserer Teilnehmer willkommen heissen. Ihre Anwesenheit mildert ein wenig den naturgemäss jedem wissenschaftlichen Kongress anhaftenden Tagungsernst und Tagungseifer, worüber übrigens niemand froher ist als wir Fachleute selber; unsere Damen – des bin ich sicher – werden ganz wesentlich zu dem gesellschaftlichen Gelingen unserer Zusammenkunft beitragen.

Staatliche Stellen, wissenschaftliche Gesellschaften unseres Fachgebietes, die Deutsche Bundesbahn, private Firmen und nicht zuletzt unser Vorbereitungskomitee mit dem Tagungssekretär, Herrn Dr. Zwicker, haben wirklich alles in ihren Kräften Stehende getan, um den Kongress so gut als möglich vorzubereiten. Ich möchte der Hoffnung Ausdruck geben, dass der Kongress für alle Teilnehmer, für die Vortragenden, für die Diskussionsredner, ebenso wie für die Zuhörer jede Erwartung erfüllen möge, die der Einzelne in den Besuch des Kongresses setzt.

Ich darf jetzt den Kongress für eröffnet erklären.

Begrüssungsansprache des Stellv. Ministerpräsidenten und Wirtschaftsministers des Landes Baden-Württemberg

DR. H. VEIT

Herr Präsident, meine Damen und Herren.

Namens der Landesregierung und in Vertretung des Herrn Ministerpräsidenten heisse ich Sie in Stuttgart herzlich willkommen. Unsere Landeshauptstadt wie auch andere Orte unseres Landes haben – wohl dank ihrer günstigen georgraphischen Lage und vielleicht auch dank einer abwechslungsreichen und reizvollen Landschaft – öfters den Vorzug, als Stätten von Tagungen und Konferenzen, auch solcher von internationaler Bedeutung, gewählt zu werden. Dennoch muss es besondere Beachtung finden, wenn sich heute Wissenschaftler in so grosser Zahl und aus allen Teilen der Welt hier zu einer Arbeitstagung versammelt haben und sie ihren Erfahrungsaustausch fortsetzen wollen, den sie auf den vorhergehenden Tagungen in Holland und in den U.S.A. begonnen haben.

Wenn hier, wie ich aus Ihrem Tagungsprogramm ersehen habe, alle Erdteile vertreten sind und in Referaten ihrer Wissenschaftler zu Wort kommen werden, und wenn man an Hand der Teilnehmer- und Rednerliste nichts von den trennenden Gruppierungen erkennen kann, die auf dem Gebiete der Politik das Bild der Nationen heute noch allzusehr bestimmen, so ist dies ein überzeigender Beweis dafür, dass die Welt wenigstens auf dem Gebiet der Wissenschaft heute eine Einheit geworden ist. Es bedeutet dies, dass Fortschritte und Erfolge, die in einem Lande erzielt werden, der Wissenschaft in ihrer Gesamtheit zugute kommen, dass sie nicht Anlass von Neid und Missgunst seitens der anderen sein müssen, sondern dass die gesamte Menschheit Grund hat, sich über sie zu freuen. Es zeigt aber auch, dass eine Zusammenarbeit aller Völker auf wissenschaftlichem Gebiet mehr denn je eine Notwendigkeit geworden ist, zumal die sich stellenden Probleme in fortschreitendem Masse schwieriger und komplizierter werden, so dass ihre Bewältigung die Mobilisierung des menschlichen Geistes in seiner Gesamtheit, nicht nur die isolierten wissenschaftlichen Kräfte einer Nation, nötig macht. Je enger sich diese Zusammenarbeit gestaltet, desto grösser werden die Erfolge sein, die sich aus ihr zum Nutzen der gesamten Menschheit ergeben. Wir können aber auch hoffen, dass die sich anbahnende oder bereits verwirklichte übernationale Zusammenarbeit im Rahmen des wissenschaftlichen Forschens das ihre dazu beiträgt, dass sich die beteiligten Nationen näher kennen und sich besser verstehen lernen. Wir sollten in diesem Zusammenhang nicht nur die grossen politischen Tagungen und Konferenzen mit ihren oft enttäuschenden Ergebnissen beachten. Vielleicht trägt auch jede Zusammenkunft der Art, wie wir sie heute eröffnen, ein kleines Steinchen zu dem grossen Gebäude eines stabilen internationalen Friedens bei, den wir ja alle wünschen und ersehnen müssen.

Über der Freude über die Fortschritte der wissenschaftlichen Erkenntnisse und

ihre Auswertung für die friedliche Entwicklung der Menschheit und über den in den Industrieländern erreichten relativen Wohlstand der Bevölkerung dürfen wir nicht vergessen, dass grosse Teile der Menschheit – vielleicht sogar der überwiegende Teil ihrer Gesamtheit – noch unter unzureichenden materiellen Bedingungen zu leben gezwungen sind, dass Not und Elend für viele Millionen der heutigen Menschheit, besonders in den Ländern, die erst am Anfang einer modernen wirtschaftlichen Entwicklung stehen, noch grausame Realität besitzen. Dies sollten wir nicht vergessen, wenn wir uns bereits Gedanken über das gegenteilige Problem des materiellen Überflusses machen, das auf Grund einer gesteigerten Massenproduktion in einigen fortgeschrittenen Industrieländern aufzutauchen scheint. Den wirtschaftlich zurückgebliebenen Ländern in ihrer Entwicklung zu helfen, ihnen zu ermöglichen, möglichst rasch den Anschluss an die allgemeine technische und wirtschaftliche Entwicklung zu gewinnen und ihrer Bevölkerung ein menschenwürdiges Dasein zu schaffen, ist eine Aufgabe, zu deren Lösung sich alle Nationen gemeinschaftlich aufgerufen fühlen sollten. Solange nicht die dringendsten sozialen Probleme gelöst sind, können wir im Weltmassstab auch nicht mit einer fühlbaren Verminderung der politischen Probleme rechnen. Und andererseits würde eine wirksame internationale Zusammenarbeit von Wissenschaft und Wirtschaft in dieser Richtung, wofür Anfänge ja bereits in den Hilfs- und Entwicklungsprogrammen im Rahmen der Organisation der Vereinten Nationen gemacht wurden, wiederum ein Faktor sein, der der Festigung eines dauerhaften und wahrhaften Weltfriedens dienlich wäre.

Ihr heutiger Kongress bezieht sich auf ein Teilgebiet der Physik, das nicht in gleichem Masse im Scheinwerferlicht der Öffentlichkeit steht, wie andere Bereiche dieser Wissenschaft. Ich denke etwa an die Atomphysik, über deren Tagungen und Forschungsergebnisse die Öffentlichkeit durch die Publizistik laufend unterrichtet und über deren Bedeutung für unser heutiges und noch mehr für unser zukünftiges Leben sich jeder interessierte Laie bewusst ist. Demgegenüber ist Wissen und Kenntnis über die Rolle und die Bedeutung der Akustik in der Öffentlichkeit wenig verbreitet. Umso mehr muss allein schon ein Blick in das Tagungsprogramm dieses Kongresses den Laien beeindrucken, sowohl im Hinblick auf die Vielfältigkeit der Probleme, die die Akustik umschliesst, wie auch hinsichtlich der praktischen Bedeutung, die sie für zahlreiche und dabei ganz unterschiedliche Lebensbereiche hat. Es sei nur etwa die Bedeutung der Akustik für die Nachrichtentechnik erwähnt, ohne die ein modernes Wirtschafts- und Gesellschaftsleben heute nicht mehr denkbar wäre, oder für die Mess- und Prüftechnik, die als Hilfstechnik in jedem Zweig der modernen industriellen Produktion eine unentbehrliche Rolle spielt und die sich heute der verschiedensten Methoden der Anwendung akustischer Gesetze bedient.

Die rasche und von uns bereits fast als übersteigert empfundene Entwicklung der Technik verbreitet aber auch Unbehagen und ein Unsicherheitsgefühl. Denn dieser Prozess bringt neue, das Wesen und die Existenz des Menschen zutiefst berührende Probleme mit sich. Der Wissenschaft ist deshalb nicht nur die Aufgabe gestellt, die Technik als solche zu fördern, sie hat vielmehr auch – und dies ist vielleicht sogar die wichtigere und schwierigere Aufgabe – die Auswirkungen dieser technischen Entwicklung auf die Gesundheit und die Lebensbedingungen des Menschen zu erforschen, die mit ihr verbundenen schädlichen Folgen zu beseitigen oder wenigstens zu mildern. Was könnte der perfektionierteste technische Fortschritt nützen, wenn er einer zukünftigen Menschheit zur Verfügung steht, die gerade dieser Entwicklung wegen an

Körper und Geist Schaden genommen hat? Schon heute sind wir gezwungen, auf diese Gefahr zu achten, die ihren Ausdruck nicht nur in dem Auftreten der zahlreichen sogenannten Zivilisationskrankheiten findet, sondern die sich darüber hinaus für jeden Menschen unserer Zeit in einer erhöhten gesundheitlichen und nervlichen Belastung spürbar macht.

Es erscheint mir deshalb besonders erwähnenswert, dass, was ja auch in Ihrem Tagungsprogramm zum Ausdruck kommt, die akustische Forschung auch auf diesem Gebiet arbeitet und wertvolle Erkenntnisse und Fortschritte zu erreichen sucht. Ich denke etwa an die akustischen Probleme, die in der Medizin eine Rolle spielen, aber auch an das Problem des immer mehr wachsenden Lärms und seiner Bekämpfung, dem Sie ein Thema dieses Kongresses gewidmet haben. Gerade für den Grossstädter ist die Lärmbekämpfung mittlerweile zu einer Frage geworden, die eine Lösung finden muss, wenn er nicht ernstliche Schäden an seiner Gesundheit und seiner Arbeitskraft erleiden soll. Aber auch die Fragen der Bauakustik sind für den Menschen unserer Zeit von wesentlicher Bedeutung, da sie sein Privat- wie sein Berufsleben gleichermassen berühren.

Lassen Sie mich als Vertreter der staatlichen Instanz noch einige Worte zum Verhältnis von Staat und Wissenschaft sagen. Die Bedeutung und die Grösse der Aufigabe, die der Wissenschaft von heute gestellt ist, legt dem Staat die Verpflichtunhrer Förderung auf. Kein Staat kann sich, ungeachtet aller Verschiedenheit der geg sellschafts- und wirtschaftspolitischen Systeme, dieser Aufgabe entziehen. In der Bundesrepublik fällt sie, angesichts der föderalistischen Gestaltung ihrer Verfassung, sowohl der Bundesregierung wie auch – und in nicht minderem Masse – den Landesregierungen zu, den letzteren umso mehr, als sie nach der bundesrepublikanischen Verfassung die Kompetenz für den Bereich des Kultur- und Erziehungswesens haben. Im Deutschen Wissenschaftsrat wurde ein sachverständiges Gremium aus Vertretern von Wissenschaft, Wirtschaft und Staat geschaffen, das dazu bestimmt ist, die Förderung zu koordinieren und ihr die grösste Effizienz zu geben.

Die Regierung des Landes Baden-Württemberg hat besonderen Anlass, der Förderung der Wissenschaft ihr Augenmerk zu schenken. Dies gilt nicht nur für die 3 Universitäten und die 4 Hochschulen des Landes Baden-Württemberg mit ihren überwiegend grundlegenden Forschungsaufgaben, sondern auch für zahlreiche hier ansässige wissenschaftliche Institute, die sich der angewandten, insbesondere auch der nach Wirtschaftszwecken orientierten Forschung widmen. Sie waren und sind teilweise massgeblich an der Erhaltung eines hohen Leistungsstandes der Wirtschaft unseres Landes beteiligt.

Die Wirtschaftskraft dieses Landes beruht auf seiner reichen Industrie, die vor allem auf dem Gebiet der Verarbeitung und Veredelung, der Endfertigung von Gebrauchsgütern für Industrie und Privathaushalt, arbeitet. Die industriellen Betriebe sind dabei nicht in wenigen Grossunternehmen und in industriellen Zentren geballt, sie sind vielmehr in Form von zahlreichen kleinen und mittleren Betrieben über das ganze Land gestreut. Dieses heutige industrielle Bild des Landes ist das Ergebnis einer glücklichen wirtschaftlichen Entwicklung, die im Lauf eines Jahrhunderts ein an Bodenschätzen armes und in seinen landwirtschaftlichen Voraussetzungen ebenfalls wenig begünstigtes Land zu einem wirtschaftskräftigen Industriegebiet werden liess. Gerade in dieser grossen Vielgestaltigkeit der industriellen Struktur ist es jedoch auch begründet, dass die Wirtschaft unseres Landes in besonderem Masse von den Fortschritten und Er-

gebnissen der wissenschaftlichen Forschung auf allen Gebieten – von der Grundlagenforschung bis zur wirtschaftsnahen angewandten Forschung – abhängig ist. Die Landesregierung betrachtet es deshalb als eine wichtige Aufgabe, neben der Forschungsarbeit an den 7 Hochschulen des Landes auch die Arbeit von wissenschaftlichen Vereinigungen zu fördern, die sich der Forschung auf speziellem Gebiet widmen, und sie ist sich bewusst, dass auf diesem Gebiet von seiten der öffentlichen Hand nicht genug getan werden kann, und dass die Möglichkeiten zu einer solchen Förderung bis zu der leider oft allzu engen Grenze ausgenützt werden müssen, die von den finanziellen Gegebenheiten und der Beschränktheit der öffentlichen Etats gezogen wird.

Ich möchte abschliessend nochmals meiner Freude Ausdruck geben, dass Sie unser Land und seine Hauptstadt zum Tagungsort Ihres Kongresses gewählt haben, dass Sie der Einladung in so grosser Zahl gefolgt und damit der Tagung zu einer so ausgezeichneten internationalen Besetzung verholfen haben. Ich möchte Ihnen namens der Landesregierung und persönlich eine fruchtbare Arbeit und zugleich auch einen angenehmen Aufenthalt in Stuttgart und im Lande Baden-Württemberg wünschen.

Begrüssungsansprache des Präsidenten der Internationalen Kommission für Akustik

PROF. W. FÜRRER
Bern (Schweiz)

Herr Minister,
sehr geehrte Damen und Herren!

Als Präsident der Internationalen Kommission für Akustik fällt mir die hohe Ehre zu, Sie im Namen dieser Kommission zum dritten internationalen Akustik-Kongress hier in Stuttgart herzlich zu begrüssen.

Die Internationale Kommission für Akustik, für die ich hier spreche, setzt sich aus 9 Akustikern aus 9 verschiedenen Ländern zusammen, wobei diese Herren von der "Internationalen Union für reine und angewandte Physik" gewählt werden. Dieses Kollegium ist nur ein sehr lockeres Gebilde, ohne Statuten und ohne jeden administrativen Apparat. In der akustischen Fachsprache würde man sagen: sie hat eine hohe Porosität und einen kleinen Strömungswiderstand! Poetischer ausgedrückt kann man die Kommission auch mit einer kleinen, hübschen Wolke vergleichen, die am blauen Himmel der Akustik segelt.

Aber genau wie eine kleine, harmlose Wolke gelegentlich grosse, fruchtbringende Niederschläge auslösen kann, so bemüht sich auch unsere so leicht gefügte Komission, von Zeit zu Zeit grosse Ereignisse auszulössen, und zwar in Form internationaler Kongresse.

Man darf wohl sagen, dass ihr das bis jetzt gut gelungen ist: zum ersten Male 1953 in Delft, dann 1956 in Cambridge, Mass., und nun heute zum dritten Male hier in Stuttgart. Wohlverstanden: unsere Kommission organisiert die Kongresse nicht selbst, sie gibt nur die Anregung dazu, sie drückt gewissermassen auf einen Knopf – die eigentliche Arbeit überlässt sie dem jeweiligen Gastland.

Sowohl der erste wie auch der zweite Kongress waren in jeder Beziehung erfolgreich, nicht nur wissenschaftlich, sondern auch dadurch, dass diese Tagungen ihre eigene charakteristische Atmosphäre hatten. Auch der dritte Kongress, der heute beginnt, wird sein eigenes ambiente haben und wir sind froh und glücklich, dass es den Veranstaltern jeweils gelingt, nicht nur einen gewöhnlichen Feld-, Wald- und Wiesen-Mammutkongress aufzuziehen, sondern ihm jeweils noch eine menschliche Komponente, eine Seele, einzuflössen.

Persönlich ist es für mich eine ganz besondere Freude, einen solchen Kongress in Deutschland begrüssen zu dürfen. Es sind nämlich gerade 25 Jahre her, seit mir in Berlin Erwin Meyer, Martin Grützmacher und Hans-Joachim von Braunmühl die ersten lebendigen Kontakte mit der wissenschaftlichen Akustik vermittelt haben. Damals galt die Akustik noch keineswegs überall als salonfähige Wissenschaft; auch von einem wirklichen Akustikunterricht an den Hoch- und Mittelschulen konnte noch

kaum gesprochen werden und viele alte Physiker klassierten uns als eine Art von Quacksalber, ganz zu schweigen von den Architekten, die den Raum- und Bauakustikern damals noch weniger vertrauten, als sie dies heute tun.

Aber damals bildeten die Akustiker der ganzen Welt noch eine richtige Familie: jeder kannte jeden persönlich, man fand Zeit, alle Veröffentlichungen zu lesen, man wusste genau, was in den verschiedenen Laboratorien in Berlin, in Köln, in Teddington, in Paris, in Delft, in Cambridge, um nur einige wenige Beispiele herauszugreifen, gearbeitet wurde.

Seit dem Krieg hat dann plötzlich eine gewaltige Breitenentwicklung eingesetzt. Dies wird besonders anschaulich durch einen Blick aufs Bücherbrett. Nehmen wir als Beispiel das *Journal of the Acoustical Society of America*, die älteste der reinen akustischen Fachzeitschriften: die ersten 10 Jahrgänge 1929/39 beanspruchen 27 cm Platz, die letzten 10 Jahrgänge 1949/58 aber 56 cm, also mehr als das Doppelte!

Wir wollen hier keine Statistik über die quantitative Zunahme der akustischen Forschungen treiben; die vielleicht etwas an den Haaren herbeigezogene, aber anschauliche Bücherbrettbetrachtung soll uns genügen. Viel wichtiger ist es, dass trotz der Entwicklung in die Breite der Familiensinn und der Familienzusammenhalt unter uns Akustikern bestehen bleibt, mag sich die Familie noch so stark vermehren. Und gerade dafür – meine Damen und Herren – sind solche Kongresse ein ausgezeichnetes Mittel. Der Einfluss und die Wichtigkeit der Kontakte von Mensch zu Mensch, der persönlichen Bekanntschaft, kann gar nicht überschätzt werden und ich möchte Sie alle auffordern, nicht nur den Vorträgen zuzuhören, sondern jede Gelegenheit zu benützen, mit Kollegen ins Gespräch zu kommen.

Ich wünsche Ihnen allen schöne und anregende Tage hier in Stuttgart und möchte heute schon unseren Gastgebern für ihre grosse Arbeit danken, die diesem Kongress einen so verheissungsvollen Auftakt gibt.

Section 1
PHYSIOLOGICAL ACOUSTICS

1. Abschnitt
PHYSIOLOGISCHE AKUSTIK

Section 1
ACOUSTIQUE PHYSIOLOGIQUE

Über die Gleichartigkeit einiger nervöser Prozesse beim Hören und Vibrationssinn

G. VON BÉKÉSY

Harvard University, Cambridge, Mass. (U.S.A.)

In den meisten Gebieten der Naturwissenschaften entwickeln sich während der Forschung zwei Darstellungsweisen der Erscheinungen. Man kann sie als makroskopische oder mikroskopische Darstellung beschreiben. Geläufig sind diese beiden Möglichkeiten seit der Beschreibung der Elektrizität, einmal als eine Art von Flüssigkeit und dann als die Summe von einzelnen geladenen Teilchen.

Die mikroskopische Darstellungsweise erscheint im allgemeinen zuerst in Form einer Theorie und es ist als ein Fortschritt zu betrachten, wenn später beide Darstellungsweisen soviele gemeinsame Berührungspunkte haben, dass man ohne Schwierigkeiten von der einen Form auf die andere übergehen kann. Es werden dann die erhaltenen Forschungsergebnisse als gesichert betrachtet.

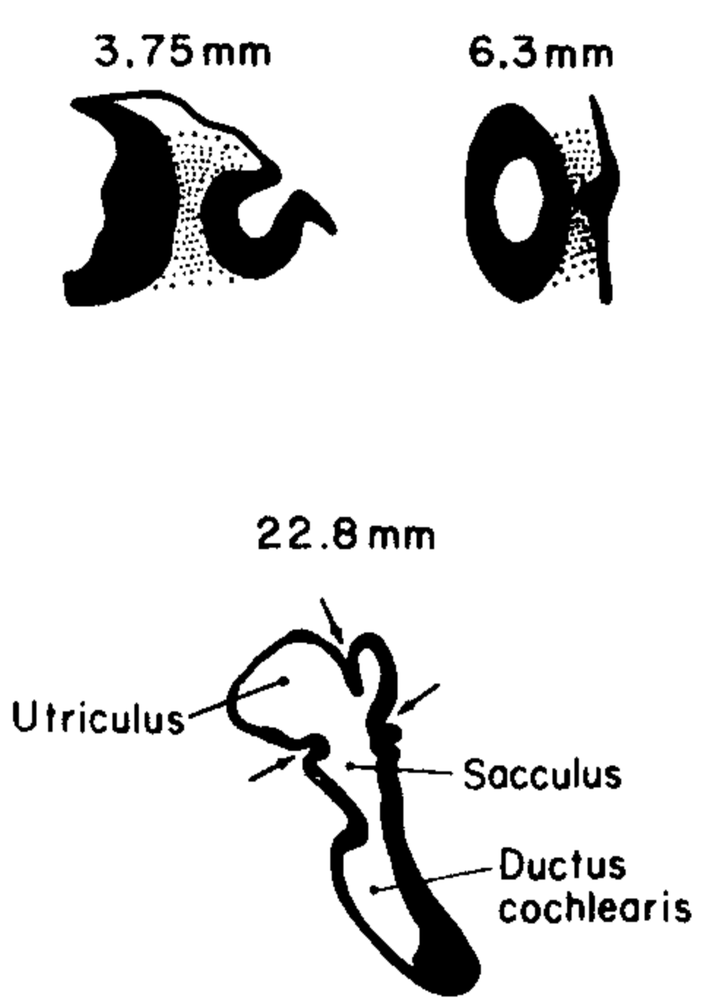


Abb. 1. Embryos verschiedener Länge. Aus einer Hauteinstülpung entwickelt sich ein geschlossener Hohlraum, der sich später in verschiedene Abschnitte differenziert (nach BAST UND ANSON).

Auf dem Gebiet der Neurophysiologie des Hörens ist man noch nicht so weit. Die rasche Entwicklung der Neuronenlehre hat es mit sich gebracht, dass man über das Verhalten von einzelnen Nervenfasern und Nervenzellen heute mehr weiss als über das Verhalten von Nervensträngen oder Gruppen von Nervenzellen. Es fehlt eine detaillierte makroskopische Beschreibung. Der Verfasser ist nun darin interessiert, makroskopische Erscheinungen auf dem Gebiete des Hörens zu finden, deren Zusammenhang mit den Zellenstrukturen wahrscheinlich gemacht werden kann. Dabei erwies es sich als nützlich, das Hören und die Vibrationsempfindungen der Haut gemeinsam zu betrachten.

Verfolgt man nämlich nach BAST UND ANSON[1] die Entwicklung eines Embryos, Abb. 1, so zeigt es sich, dass bei einer Länge von 3,75 mm nur eine Hauteinstülpung den Ort des zukünftigen Ohres charakterisiert. Diese Einstülpung vertieft sich und trennt sich von der Hautoberfläche bei einer Länge von 6, 3 mm. Die unterste Zeichnung in der Abbildung deutet die beginnende Differenzierung in Gleichgewichts- und Hörorgan an. Wie bekannt, hat die Schnecke bei Geburt ihre volle Grösse erreicht

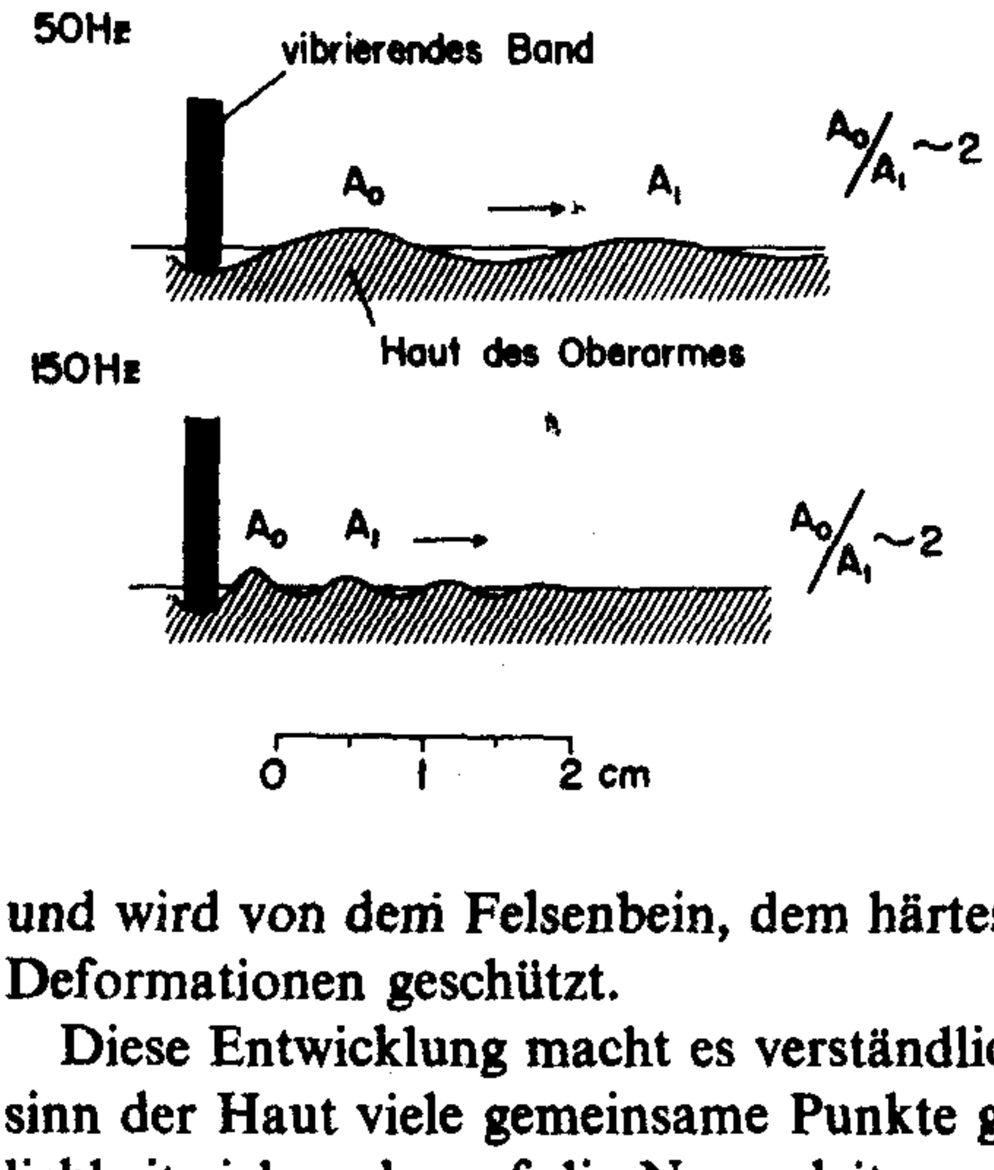


Abb. 2. Wanderwellen, die auf der Hautoberfläche beim Berühren mit einem schwingenden Körper entstehen.

und wird von dem Felsenbein, dem härtesten Knochen des Körpers, vor eventuellen Deformationen geschützt.

Diese Entwicklung macht es verständlich, dass für das Hören und den Vibrationssinn der Haut viele gemeinsame Punkte gefunden werden können, obwohl die Ähnlichkeit sich mehr auf die Nervenleitung und die höheren Nervenzentren erstrecken wird, während die Endorgane sich den speziellen Aufgaben angepasst haben.

Es besteht ein Unterschied zwischen dem Ohr und der Haut betreffend der physikalischen Reizung der Endorgane. Berührt ein schwingender Stift die Haut, so entstehen

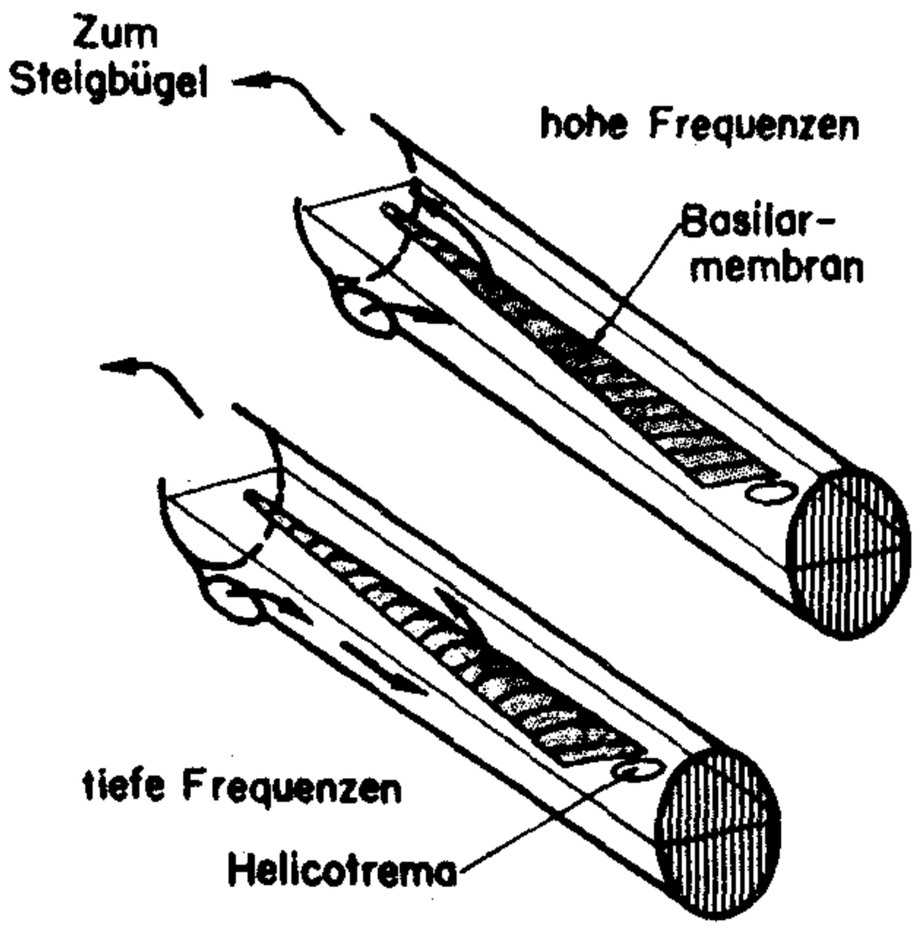


Abb. 3. Schematische Darstellung der ausgestreckten Cochlea. Die Stelle maximaler Schwingungsamplitude verschiebt sich bei einer Frequenzänderung der Schwingungen.

an der Oberfläche Wanderwellen, wie sie in Abb. 2 dargestellt sind. Mit zunehmender Frequenz nehmen die Wellenlängen ab, doch die maximale Schwingungsamplitude befindet sich immer unmittelbar unter dem vibrierenden Stift, was für das Ohr nicht zutrifft. Ändert sich die Schwingungsfrequenz des Steigbügels, so übertragen sich

seine Schwingungen durch Vermittlung der Schneckenflüssigkeit auf die Basilarmembran je nach der Frequenz mit verschiedener Stärke entlang der Membran. Ist die Frequenz hoch, so werden die engen Stellen der Basilarmembran in der Nähe des Steigbügels in Schwingungen versetzt, siehe Abb. 3, wogegen die tiefen Frequenzen mehr die Stellen in der Nähe des Helicotremas in Schwingungen versetzen. Beim Ohr ändert sich daher der Ort maximaler Schwingungen auf der Basilarmembran je nach der Tonhöhe. Man kann nun diesen Unterschied in der Reizverteilung entlang der Haut und entlang der Basilarmembran beseitigen, wenn man die Haut nicht mit einem vibrierenden Stift reizt, sondern die Haut des Unterarmes auf ein vergrössertes Modell der ausgestreckten Cochlea legt. Durch entsprechende Ausbildung der plastischen Membran, auf die man die Haut des Armes legt, kann man erreichen, dass die mechanische Reizverteilung entlang dem Arm und entlang der Basilarmembran innerhalb gewissen Oktavbereichen sich genau entspricht. Hat man diese rein mechanische Differenz in der räumlichen Reizverteilung beseitigt, so zeigen sich zwischen dem Hören und den Hautempfindungen auf dem Modell unerwartet viele Ähnlichkeiten, von denen einige erwähnt werden sollen.

Es ist eine der auffallendsten Fähigkeiten des Ohres, die Tonhöhe eines Tones schon nach zwei sinusformigen Druckschwankungen richtig zu empfinden. Diese schon seit 100 Jahren bekannte Fähigkeit erweckt besonders unser Interesse, da eine rasche Frequenzanalyse mit den Mitteln der Elektrotechnik auch noch heute schwer erreicht werden kann. Betrachten wir die obere Zeichnung in Abb. 4. Die Basilarmembran ist

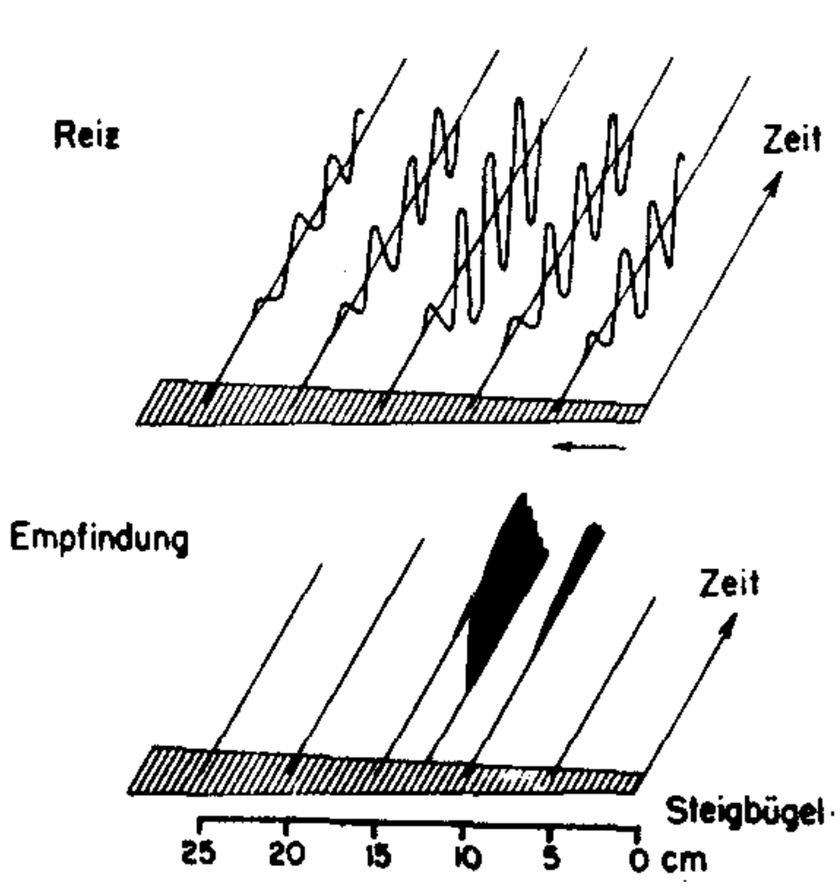


Abb. 4. Obere Zeichnung: Einschwingvorgang der Basilarmembran eines vergrösserten Modelles an verschiedenen Stellen beim plötzlichen Einschalten der Schwingungen. Untere Zeichnung: Räumliche Verteilung der Empfindungsstärke, wenn die Haut auf die obige Membran aufgelegt wird.

durch die schraffierte Fläche dargestellt und beim Einsetzen eines Tones entstehen Wanderwellen, die sich in der Richtung des Pfeiles fortpflanzen. Mit einem Kondensatormikrophon wurde an fünf verschiedenen Punkten der Membran der Einsatz der Schwingungen beim plötzlichen Einsatz des Tones aufgezeichnet. Es ist zu ersehen, dass die endgültige Verteilung der Schwingungsamplituden entlang der Membran bereits nach zwei Wellenzügen erreicht ist und sich ein Maximum 15 cm vom Steigbügel entfernt ausgebildet hat. Die rasche Frequenzanalyse wird durch die Wander wellen bewirkt. Unerwartet ist nun, dass, wenn man den Unterarm mit der Membran in Berührung bringt, an Stelle des flachen Maximums die Schwingungen nur an einer ganz eng umschriebenen Stelle empfunden werden, in der Art, wie es die untere Zeich-

nung darstellt. Die scharfe Zuspitzung der Empfindungsverteilung längs der Membran, welche die grosse Frequenzauflösung bewirkt, ist ein rein nervöser Vorgang.

Die nervöse Zuspitzung ist das Ergebnis von zwei Arten von nervöser Inhibition. Erstens ist aus der oberen Zeichnung ersichtlich, dass die Wanderwellen eine gewisse Laufzeit benötigen, um die breiteren Stellen der Basilarmembran zu erreichen. Es ist eine bekannte Erscheinung nervöser Prozesse, dass die nach einer eingetreten Reizung unmittelbar darauf eintreffenden neuen Reize nicht zur Geltung kommen. Zweitens besteht eine allgemeine Tendenz, die Empfindung unter der Reizstelle mit der maximalen Vibrationsamplitude zu konzentrieren. Beide Inhibitionsarten kommen auch in einer Situation, wie sie in Abb. 2 dargestellt wurde, vollkommen zur Geltung. Berührt man mit einer vibrierenden Spitze die Hautfläche des Unterarmes, so können unter stroboskopischer Beleuchtung ohne Schwierigkeiten Wellenzüge gesehen werden, die sich um den ganzen Arm herum ausbreiten und die ganze Armoberfläche in Schwingungen setzen. Trotzdem empfindet man die Schwingungen nur unmittelbar unter dem Vibrator.

Man kann nun am Modell den Mechanismus dieser Inhibitionsvorgänge besser kennen lernen, wenn man nicht auf einmal die ganze Haut auf die Membran legt, sondern nur eine oder mehrere Fingerspitzen, sodass gleichsam an Stelle einer Masseninhibition nur die Inhibition zwischen einzelnen diskreten Nervenenden analysiert wird.

Bringt man z.B. den Mittelfinger der linken Hand in Berührung mit der Membran des Modells an einer Stelle 13 cm entfernt vom Beginn der Membran (Abb. 4) und bringt gleichzeitig den Zeigefinger an die 10 cm entfernte Stelle, so wird die Schwellenkurve des Mittelfingers für die tiefen Frequenzen nicht geändert. Steigt jedoch die Frequenz, so wird ein Wert erreicht bei dem die Empfindung auf dem Mittelfinger verschwindet und auf den Zeigefinger übergeht. Vergrössert man die Schwingungsamplitude der Membran, so kann man die Empfindung bis zu einem gewissen Grade verbreitern, um noch etwas am Mittelfinger zu fühlen. Die Schwelle für den Mittelfinger nimmt jedoch mit steigender Frequenz rapid zu, wie es Kurve A in Abb. 5 zeigt.

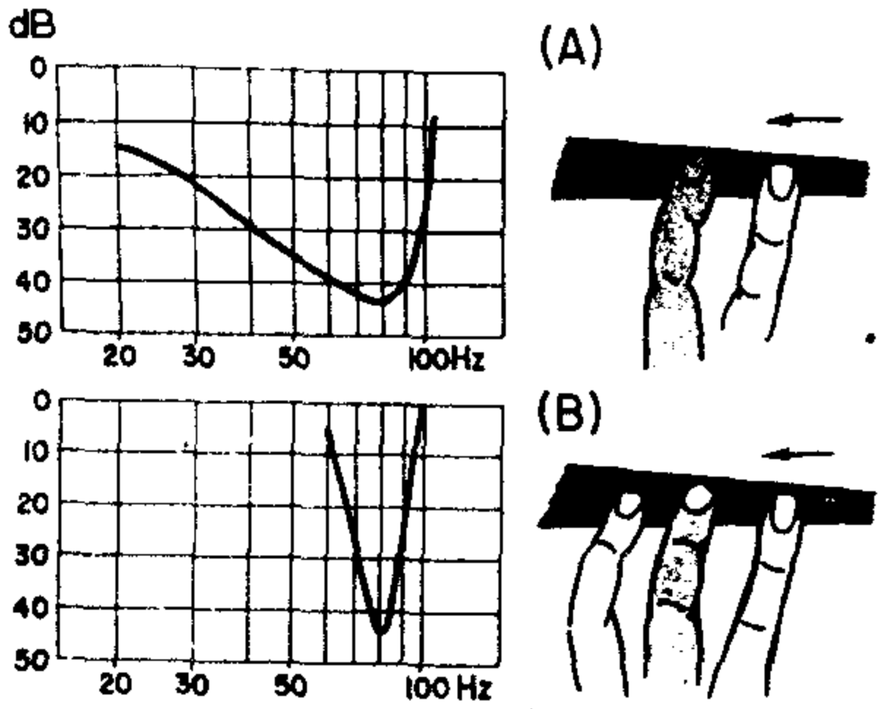


Abb. 5. (A) Schwellenamplituden des Mittelfingers beim Berühren der Modellmembran, wenn gleichzeitig die Modellmembran von dem Zeigefinger der linken Hand berührt wird und die Wanderwellen von rechts nach links laufen; (B) Schwellenamplituden des Mittelfingers, wenn gleichzeitig der Ringfinger und der Zeigefinger die Membran berühren. Dies zeigt, wie die seitliche Inhibition die Ansprechfrequenz des Mittelfingers eingrenzt.

Bringt man nun auch noch den Ringfinger an die Membran an einer etwa 16 cm entfernten Stelle, so wird der Mittelfinger von beiden Seiten lateral inhibiert und man empfindet daher die Vibrationen für tiefe Frequenzen im Ringfinger, für hohe im Zeigefinger und nur für ein ganz enges Frequenzband in dem Mittelfinger. Ein Erhöhen der Schwingungsamplitude hilft auch hier die Schwelle etwas entlang der Frequenzachse zu verbreitern und man findet die Schwellenkurve B in Abb. 5.

Während nun die Versuche am Modell mit der ganzen Fläche des Unterarmes als makroskopische Versuche beschrieben werden müssen, so können die Versuche mit den Fingerspitzen als eine Art Sondierung an einzelnen Punkten betrachtet werden, denen beim Hören der Erregungsvorgang in einzelnen Nervenelementen entspricht. Dieser Zusammenhang scheint sich schon zu bestätigen. GALAMBOS UND DAVIS[2], TASAKI[3] und KATSUKI[4] sind mit Mikroelektroden in einzelne Nervenzellen eingedrungen und haben die Schalldruckamplituden bestimmt für verschiedene Frequenzen bei denen sich eben eine elektrische Tätigkeit als Folge der Toneinwirkung nachweisen lässt. Wie Abb. 6 zeigt, tritt für ganz bestimmte Frequenzen ein scharfes Maximum der Empfindlichkeit auf. Die Frequenz, für die das Maximum auftritt, ist verschieden

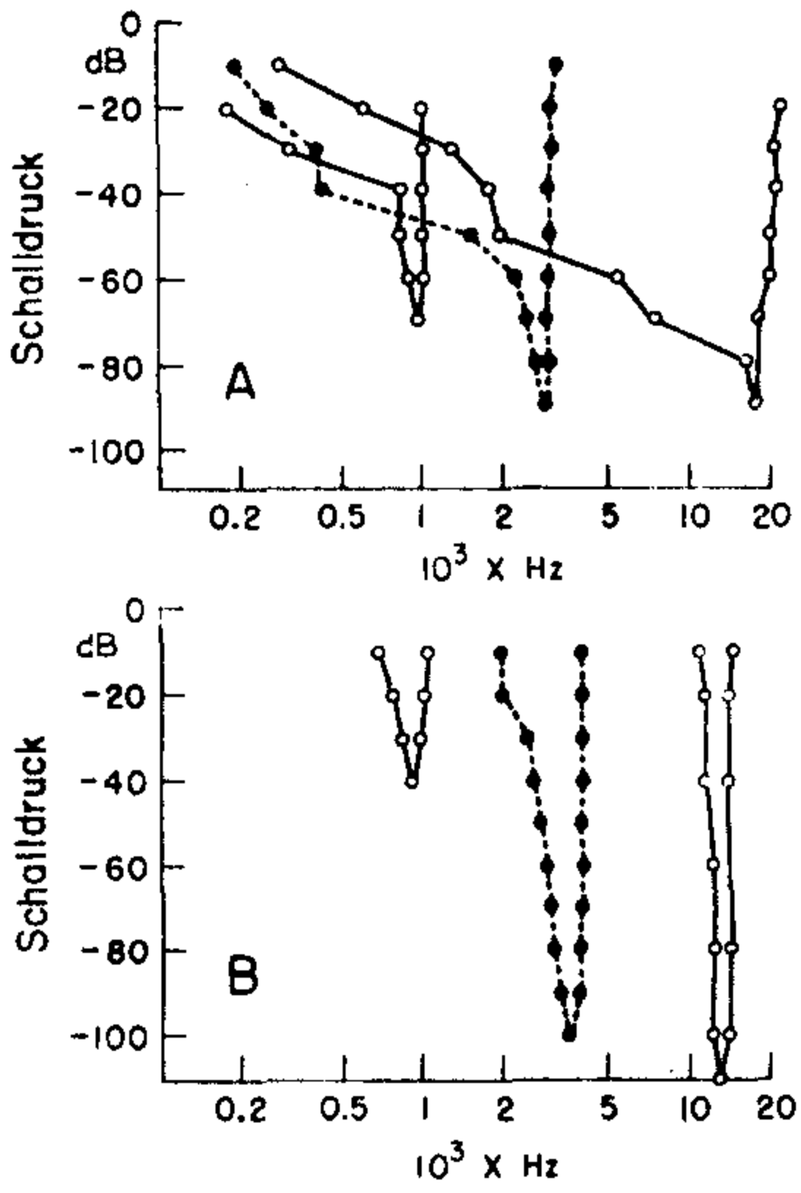


Abb. 6. Frequenzabhängigkeit der Schwellen einzelner Neuronen, (A) im nervus cochlearis und (B) im colliculus inferior. Die Ordinate gibt den Schalldruck an (nach KATSUKI[4]).

für verschiedene Nervenelemente, und es lassen sich in den Hörnerven gewisse Richtungen finden, entlang denen das Einführen der Mikroelektroden eine stätige Zunahme der Frequenz maximaler Empfindlichkeit ergibt. Es bleibt daher bis zu einem gewissen Grade die Ordnung der Endnerven entlang der Basilarmembran auch in den höheren Abschnitten des Hörnerven erhalten. Von besonderem Interesse ist dabei, dass die Zuschärfung der Schwellenkurve nicht auf einmal sondern in mehreren Stufen entlang der Hörbahn auftritt, denn die Kurven in der oberen Zeichnung A in Abb. 6 sind an Stellen in der Nähe der Schnecke erhalten worden, während die in der unteren Zeichnung B an mehr entfernteren Stellen. Es ist offensichtlich, dass zwischen den Ergebnissen in Abb. 6B und 5B grosse Ähnlichkeit besteht und die seitlichen Inhibitionsprozesse entlang dem Hörnerven den Inhibitionen ähnlich sind, die zwischen den benachbarten Fingerspitzen auftreten.

Ein anderes Problem wo die makroskopischen Empfindungen längs der Hautoberfläche dazu beitragen können die Zellstruktur des Innenohres verständlich zu machen, ist das Problem der inneren und äusseren Haarzellen im Cortischen Organ. In Abb. 7 ist der Querschnitt durch das Cortische Organ dargestellt in seiner Entwicklung vom Vogel bis zum Menschen. Es zeigt sich hier, dass während der Entwicklung sich die Zahl der Haarzellen, den Endorganen des Hörnerven, vermindert

und sich in zwei Gruppen differenziert, nämlich den äusseren und inneren Haarzellen. Die Frage ist, was für ein Vorteil mit dieser Entwicklung verbunden ist.

Vorversuche an Meerschweinchen zeigen, dass die inneren Haarzellen weniger empfindlich sind als die äusseren. Das Nervensystem der höher entwickelten Tiere

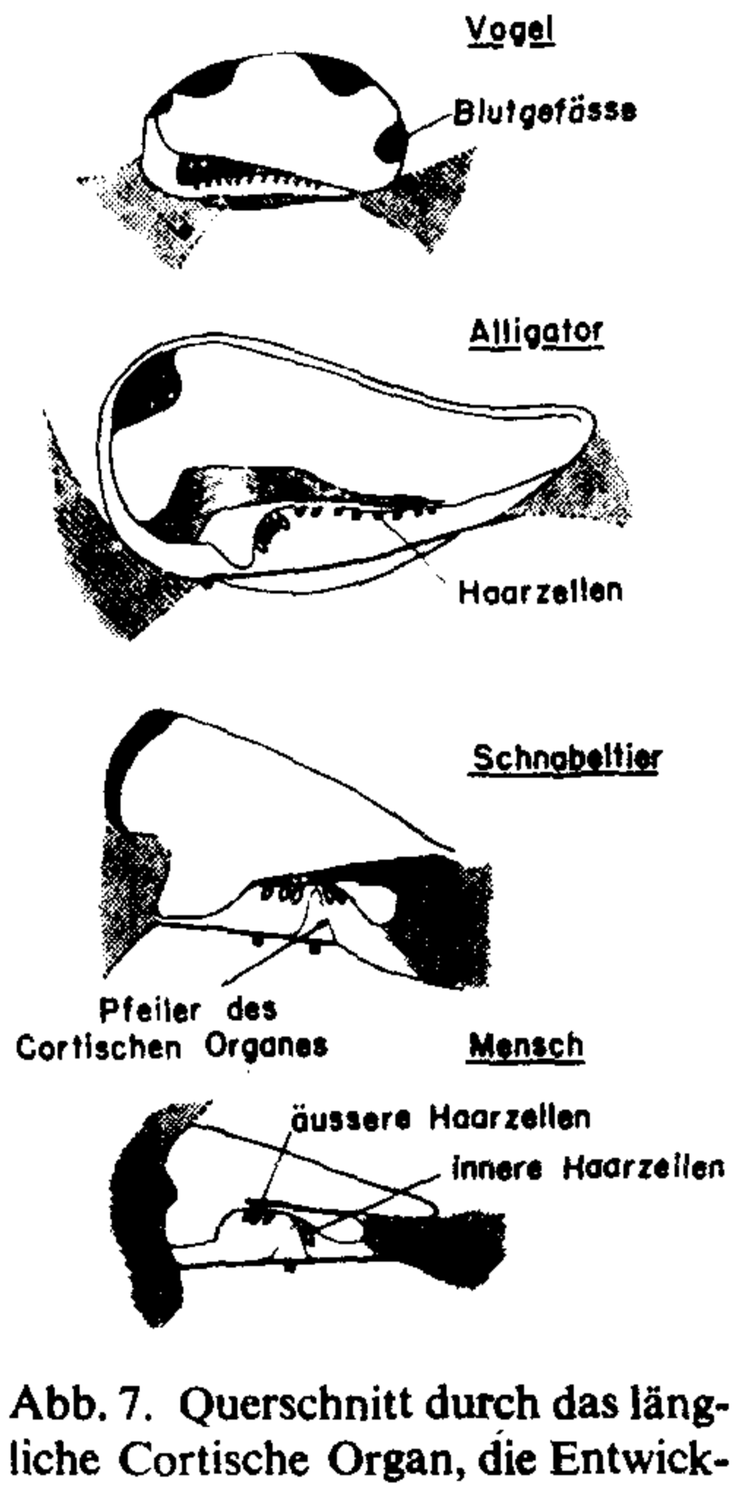


Abb. 7. Querschnitt durch das längliche Cortische Organ, die Entwicklung der Haarzellen vom Vogel bis zum Mensch zeigend.

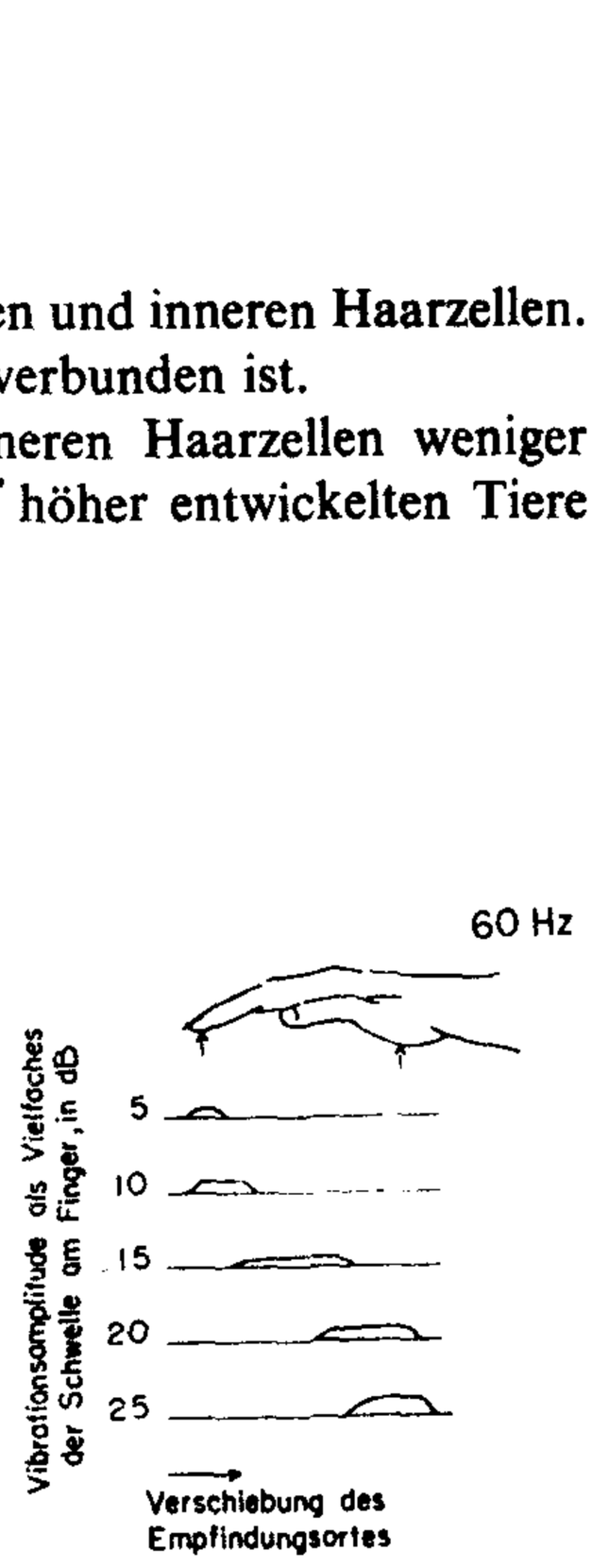


Abb. 8. Berühren die Fingerspitzen und der Handballen einen schwingenden Gegenstand, so wandert mit zunehmender Schwingungsamplitude der empfundene Schwingingsort von den Fingerspitzen zu dem Handballen. Es trennen sich daher die schwachen Vibrationsempfindungen von den starken.

zerfällt daher in zwei Systeme verschiedener Empfindlichkeit. Um heraus zu bringen was für einen Vorteil eine solche Zweiteilung besitzt, reproduziert man sie auf der Haut, indem man mit den Fingerspitzen und dem Handballen, siehe Abb. 8, einen vibrierenden Rahmen berührt. Erhöht man allmählich die Schwingungsamplitude, so fühlt man zuerst die Schwingungen ausschliesslich an den Fingerspitzen, da diese am empfindlichsten sind. Mit steigender Vibrationsamplitude verschiebt sich jedoch die Schwingungsempfindung stetig nach dem Handballen, wie es in der Abbildung dargestellt ist. Die Kombination der empfindlichen und unempfindlichen Endorgane im Cortischen Organ bewirkt daher eine räumliche Trennung der empfundenen Reize entsprechend ihrer Lautstärke.

Aus diesen makroskopischen Versuchen kommt man daher zum Ergebnis, dass entsprechend Abb. 3 eine Frequenzänderung des Tones eine Verschiebung der Erregungsstelle entlang der Basilarmembran bewirkt, während eine Schalldruckänderung die Erregungsstelle von den äusseren zu den inneren Haarzellen, d.h. quer zur Membran, verschiebt.

Es ist nun von Interesse, dass TUNTURI[5] an der Oberfläche des Cortex ein ganz ähnliches Koordinatensytem gefunden hat, indem sich bei einer Frequenzänderung die

Stelle maximaler elektrophysiologischer Tätigkeit entlang dem Rand der Gehirnwindung bewegt, während eine Lautstärkenänderung eine Verschiebung senkrecht dazu erzeugt, wie es aus Abb. 9 ersichtlich ist. Die Stellen maximaler elektrophysiologischer Tätigkeit wurde dabei nach der Strychnin-Methode erhalten. Diese räumliche Trennung der schwachen Töne von den starken hat einen grossen Einfluss auf

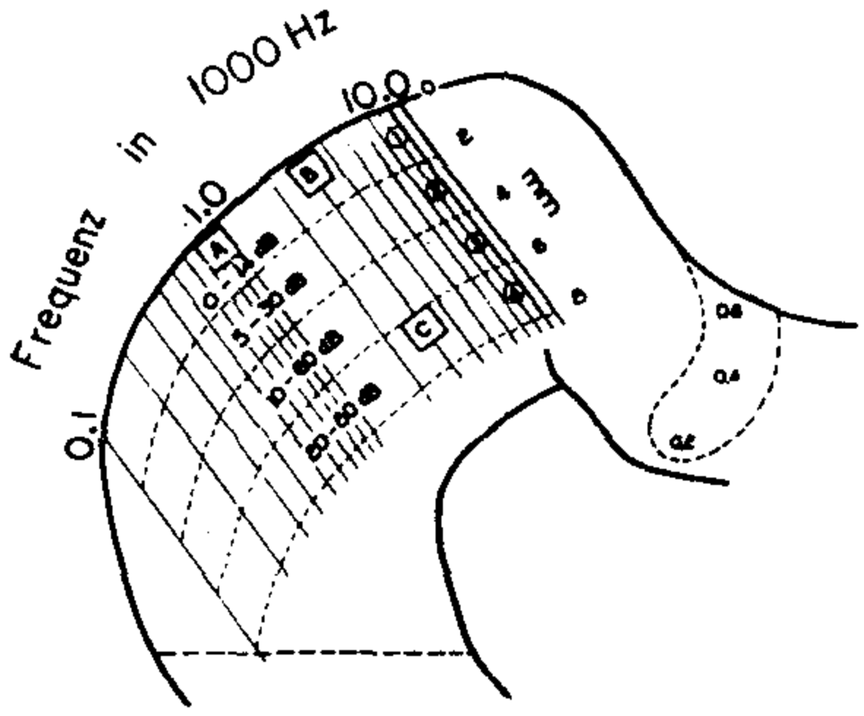


Abb. 9. Ähnlich Abb. 8 lässt sich eine räumliche Trennung der schwachen und lautstarken Tonempfindungen auch an der Oberfläche des Cortex nachweisen (*nach* TUNTURI[5]).

die Verdeckungserscheinungen, die auf diese Weise beim Hören ganz bedeutend vermindert sind, gegenüber den Verdeckungserscheinungen wie sie beim Vibrationssinn bei punktformiger Reizung erhalten werden.

Eine andere Detailfrage betreffend den inneren und äusseren Haarzellen ist die folgende: verfolgt man die Entwicklung der Haarzellen wie sie in Abb. 7 dargestellt ist, so findet man, dass während der Entwicklung vom Vogel zum Wirbeltier die beim Vogel zueinander parallel liegenden Haarzellen sich nicht nur in zwei Gruppen geteilt haben, sondern sich auch gegeneinander neigen, wie es in Abb. 10 dargestellt ist. Da

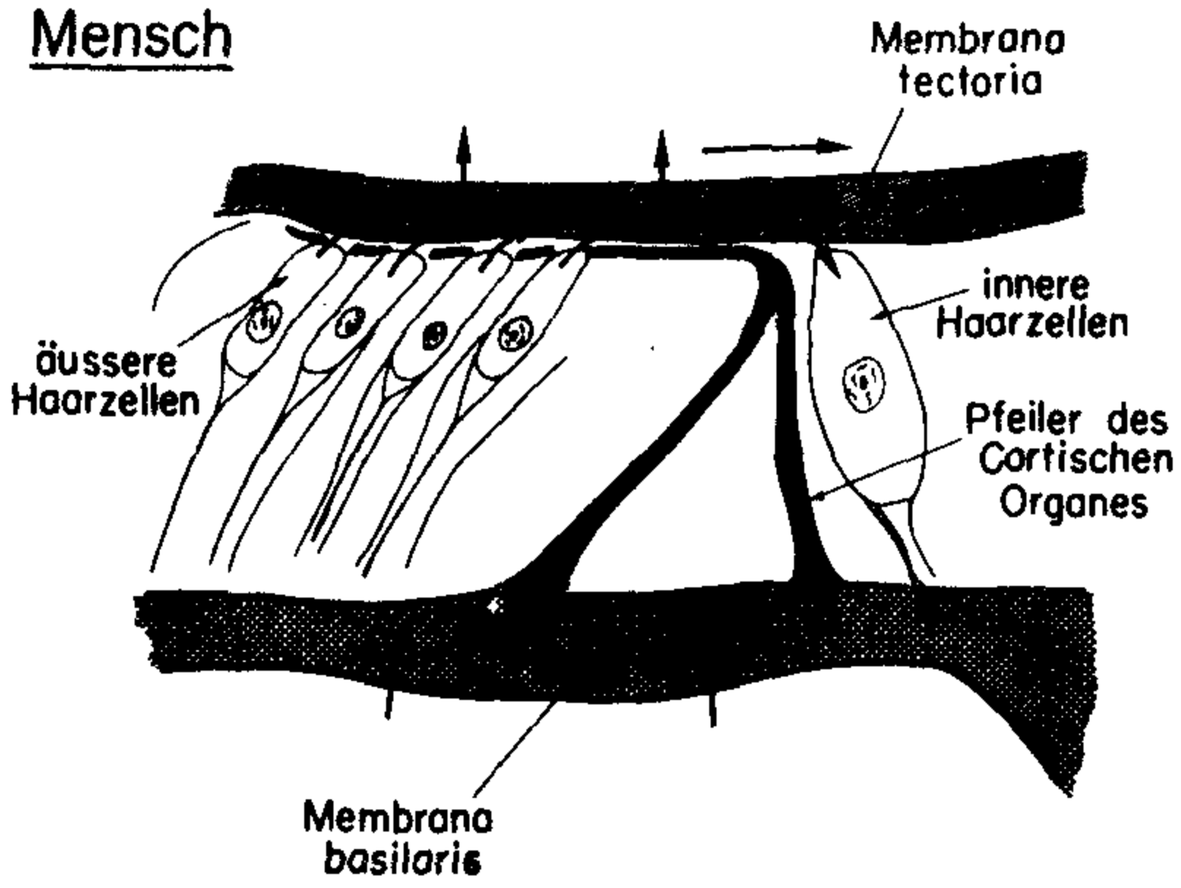


Abb. 10. Die inneren und äusseren Haarzellen der Wirbeltiere sind gegeneinander geneigt. Wegen der scherenden Wirkung der membrana tectoria sind die angreifenden Kräfte auf den inneren und äusseren Haarzellen während den Schwingungen der Basilarmembran 180° phasenverschoben. Dies vermindert die Tonverdeckung.

die direkte stroboskopische Beobachtung des Cortischen Organes eines lebenden Meerschweinchens es wahrscheinlich macht, dass die scherenden Bewegungen der membrana tectoria an den Haarzellen die Reizung bewirkt, so ist aus der Abbildung ersichtlich, dass bei einer Aufwärtsbewegung der Basilarmembran an den äusseren Haarzellen gezogen wird, während an den inneren Haarzellen ein Druck auftritt. Daher sind die reizenden Kräfte an den inneren und äusseren Haarzellen phasenverkehrt.

Es lässt sich leicht an dem Hautmodell zeigen, dass diese Anordnung weiter dazu beiträgt, die Tonverdeckungserscheinungen herabzusetzen. Denn berührt man mit den Fingerspitzen einen Vibrator und mit dem Handballen einen zweiten, vollkommen gleichartigen jedoch phasenverkehrten Vibrator (siehe Abb. 8) und lässt nun die Vibrationsamplitude ansteigen, so setzt die Verschiebung der Empfindungsortes schon bei viel kleineren Amplitudenänderungen ein.

Um zu zeigen bis zu welchem Grade die Analogie zwischen Haut und Ohr getrieben werden kann, soll ein raumakustisches Problem als Beispiel aus der Psychologie behandelt werden. Das Ohr scheint irgendwie eine Sonderstellung dadurch einzunehmen, dass Reize, z.B. Schallquellen beim stereophonischen Hören, nicht jeweils in die Cochlea lokalisiert werden, wo die Nerven endigen, sondern in den Aussenraum, oft weit vom Körper entfernt. Bei Reizung der Haut empfindet man meist den Reizort unmittelbar auf der Hautoberfläche oder innerhalb des Körpers, doch eine Projektion der Empfindungen nach aussen ist selten. Diese rein psychologische Einstellung kann jedoch innerhalb einigen Wochen bis zu einem gewissen Grade erlernt werden.

Zu diesem Zweck entladet man periodisch zwei gleich grosse Kondensatoren durch zwei ganz gleichartige elektrodynamische Vibratoren, die man mit je einem Zeigefinger berührt. Die Zeitdifferenz zwischen den Entladungen kann stetig verändert werden. Erreichen die Entladungen zuerst den linksseitigen Vibrator, so wird die Schwingung in den linken Zeigefinger lokalisiert. Wird die Zeitdifferenz zwischen Kondensatorentladungen kleiner, so wird die Schwingungsempfindung schwächer und springt dann auf die andere Seite über, wenn die Entladungen auf der anderen Seite zuerst dargeboten werden. Die Schwingungsempfindungen verlassen nicht die Hautoberfläche. Wiederholt man jedoch diese Versuche mehrmals und lässt die Zeitdifferenz zwischen den Kondensatorentladungen von positiven Werten über Null nach negativen Werten übergehen, so kann man erreichen, dass die Vibrationsempfindung nicht mehr plötzlich von dem einen Finger auf den anderen hinüber springt. Man erhält vielmehr auch eine Vibrationsempfindung in der Mitte zwischen beiden Fingern im freien Raume, wenn keine Zeitdifferenz vorhanden ist. Am Anfang beobachtet man dies nur, wenn die beiden Zeigefinger einige cm von einander entfernt sind, doch später lässt sich dieser Abstand vergrössern und die Vibrationsempfindung schwebt in dem freien Raum.

Im obigen wurden nur einige der vielen Erscheinungen beschrieben, die zeigen, wie die Hautempfindungen dazu beitragen können die Prozesse beim Hören besser zu verstehen.

LITERATUR

1. T.H. BAST AND B. J. ANSON, *The Temporal Bone and the Ear*, Charles C. Thomas Publ., Springfield, Ill., 1949.
2. R. GALAMBOS AND H. DAVIS, *J. Neurophysiol.*, 6 (1943) 39.
3. I. TASAKI, *J. Neurophysiol.*, 17 (1954) 97.
4. Y. KATSUKI, *J. Neurophysiol.*, 21 (1958) 569.
5. A. R. TUNTURI, *Am. J. Physiol.*, 168 (1952) 712.

Der Lautstärkeunterschied zwischen ebenem frontalen und diffusem Schalleinfall

G. JAHN

Technische Hochschule, Dresden (Deutschland)

EINLEITUNG

Es ist seit langem bekannt, dass die Form des äusseren Schallfeldes einen Einfluss auf die Lautstärke hat. Bisher waren aber weder genaue quantitative Angaben hierüber verfügbar noch wusste man, ob der Lautstärkeunterschied zwischen verschiedenen Schallfeldarten lediglich physikalisch, also durch unterschiedliche Schallfeldverzerrungen am menschlichen Kopf und Körper, verursacht wird, oder ob hier noch andere im Psychischen begründete Faktoren eine Rolle spielen. Die Klärung der zweiten Frage ist für das richtige Verständnis der Wirkungsweise unseres Hörorgans wichtig; genaue Werte für den Lautstärkeunterschied zwischen verschiedenen Schallfeldformen interessieren in der Praxis bei der Lautstärkemessung und ihrer Berechnung aus dem Spektrum eines Schalles. Beide Probleme werden im folgenden behandelt.

UNTERSUCHUNGSMETHODE

Es gibt zahlreiche Veröffentlichungen über Messungen der Kurven gleicher Lautstärke, die in verschiedenen Schallfeldern geschehen sind. Leider waren dabei aber auch die übrigen Versuchsbedingungen meist unterschiedlich, sodass es wenig aussichtsreich ist, aus diesem Material die hier gesuchten Unterschiede der Lautstärke bei verschiedenartiger Schallfeldform mit ausreichender Genauigkeit bestimmen zu wollen. Aber auch wenn verlässliche Ergebnisse subjektiver Messungen vorlägen, die mit den beiden hier interessierenden Beschallungsarten unter sonst völlig gleichen Versuchsbedingungen ausgeführt worden sind, könnte man daraus nur die gesuchten Lautstärkeunterschiede bestimmen, ohne eine Aufklärung der Frage zu erhalten, ob diese Unterschiede rein physikalisch bedingt sind oder noch andere Ursachen haben.

Aus diesem Grunde wurde ein anderer Weg gewählt. Zunächst wurde untersucht, ob eine leicht messbare Schallfeldgrösse im Aussenohr einen eindeutigen von der Beschallungsart unabhängigen Zusammenhang mit der Lautstärke hat. Diese Versuche sind bereits an anderer Stelle ausführlicher beschrieben worden[1]. Eine Gruppe von Versuchspersonen regelte zwei abwechselnd dargebotene Schalle, die sich lediglich durch die Schallfeldform unterschieden, auf gleiche Lautstärke ein. In dieser Einstellung wurden die von den beiden Reizen unmittelbar vor dem Trommelfell verursachten Schallpegel mit einem Sondenmikrofon gemessen. Zur Erzeugung der verschiedenen Schallfeldarten strahlte einmal eine Lautsprecherkombination eine ebene Welle bzw. ein diffuses Schallfeld ab und zum anderen wurde durch einen Spezial-

sender der Schall über eine Röhrchensonde unmittelbar vor dem Trommelfell erzeugt ohne dass sich durch das Einbringen der Sonde in den Gehörgang dort die geometrischen und akustischen Verhältnisse nennenswert veränderten. Abb. 1 zeigt diesen Röhrchensender und das Sondenmikrophon am Kopf einer Versuchsperson. Die Messungen geschahen mit Bandpassrauschen verschiedener Mittenfrequenzen und in der ebenen Welle auch mit Sinustönen. In Abb. 2 sind die Ergebnisse dieser Versuche dargestellt. Es ist dort der Unterschied zwischen den Schallpegeln aufgetragen, die für gleiche Lautstärke von Lautsprecher und Röhrchensender am Trommelfell erzeugt werden müssen. Man darf aus dem Untersuchungsergebnis schliessen, dass bei offenem Gehörgang unabhängig von der Beschallungsart für ein und denselben Schall



Abb. 1. Röhrchensender und Sondenmikrofon am Kopf einer Versuchsperson.

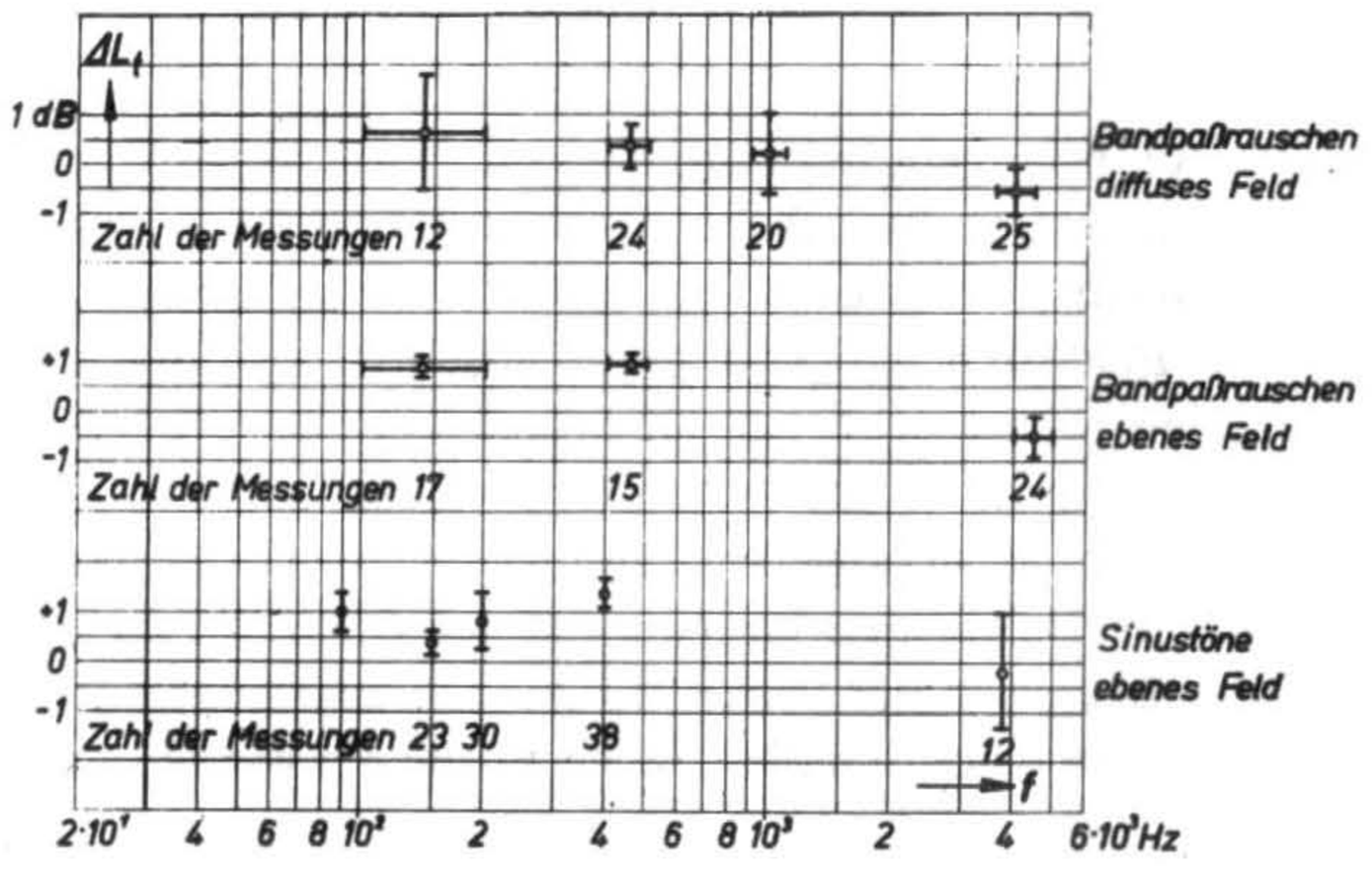


Abb. 2. Differenz $\Delta L_t = L_{t\mathrm{II}} - L_{t\mathrm{I}}$ zwischen den für gleiche Lautstärke bei Freifeldbeschallung (II) und bei Beschallung mit Röhrchensender (I) erforderlichen Schallpegeln am Trommelfell.

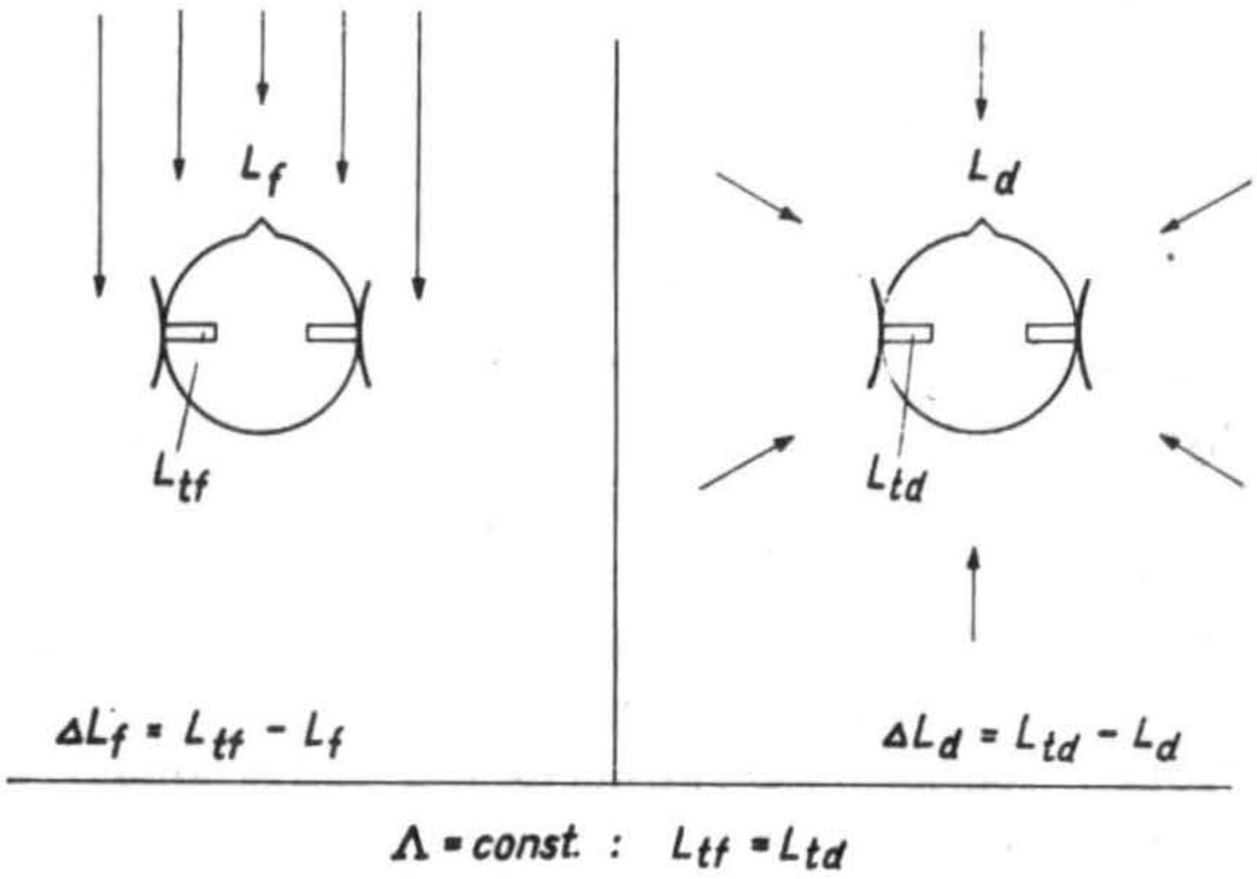


Abb. 3. Schema der Methode zur objektiven Ermittlung des Einflusses der Schallfeldform auf die Lautstärke.

ein bestimmter Schallpegel am Trommelfell immer zur gleichen Lautstärke führt.

Der Einfluss der Schallfeldform auf die Lautstärke ist also rein physikalisch durch die Schallfeldverzerrungen am menschlichen Kopf verursacht. Man kann ihn infolgedessen allein durch objektive Messungen nach dem in Abb. 3 schematisch dargestellten Verfahren ermitteln. Es werden zunächst Testschalle als auf die Versuchsperson frontal einfallende Welle erzeugt und die korrespondierenden Schallpegel im ungestörten Felfd L_f und unmittelbar vor dem Trommelfell L_{tf} gemessen. Hierauf werden dieselben Schalle als diffuses Schallfeld abgestrahlt und auch hier die Schallpegel im ungestörten diffusen Feld L_d und am Trommelfell L_{td} bestimmt. Aus diesen Wertepaaren lassen sich die Differenzen $\Delta L_f = L_{tf} - L_f$ und $\Delta L_d = L_{td} - L_d$ bilden. Sie geben an, um welchen Betrag der Schallpegel am Trommelfell für den jeweiligen Testschall höher ist als der Schallpegel im ungestörten ebenen bzw. diffusen Schallfeld.

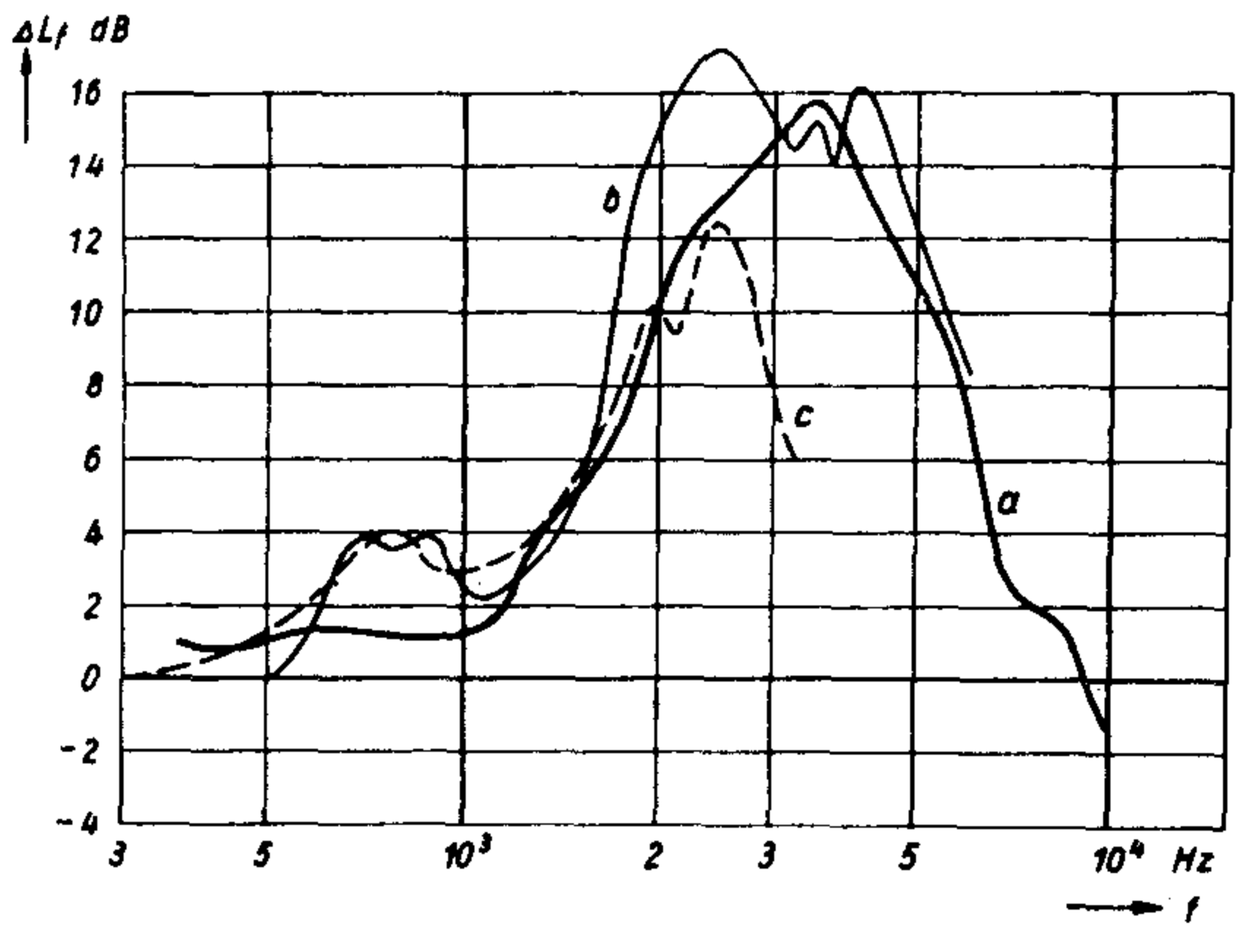


Abb. 4. Unterschied zwischen den Schallpegeln am Trommelfell und in der ungestörten ebenen Welle für gleiche Laufstärke
a) eigene Messergebnisse,
b) nach WIENER,
c) nach VON BÉKÉSY.

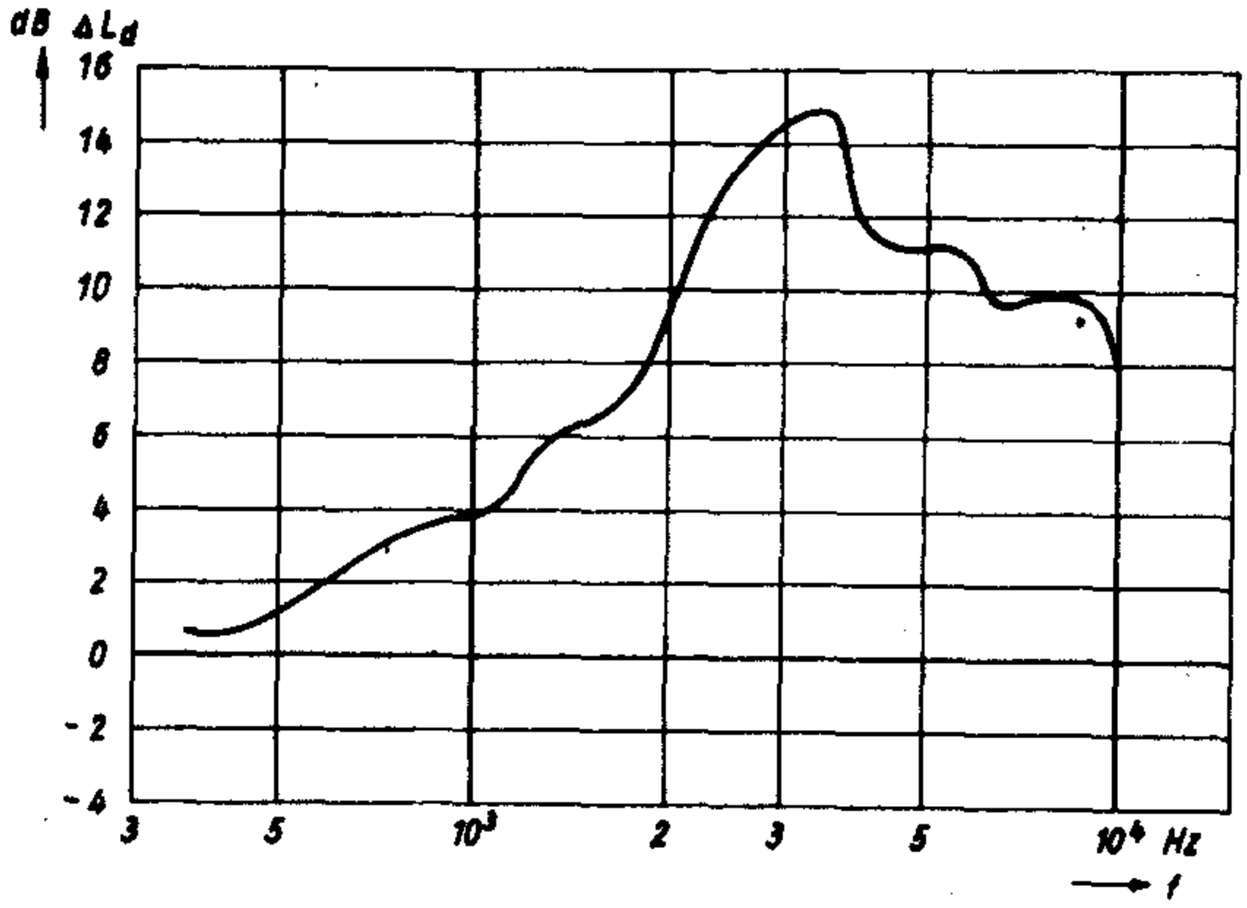


Abb. 5. Unterschied zwischen den Schallpegeln am Trommelfell und im ungestörten diffusen Schallfeld für gleiche Lautstärke.

Nach dem oben beschriebenen Ergebnis gilt für gleiche Lautstärke (Λ = const.) $L_{tf} = L_{td}$. Man kann nun aus den eben genannten Differenzen für diesen Fall eine Grösse $\Delta L_{df} = \Delta L_d - \Delta L_f = (L_f - L_d)_{\Lambda = const}$ berechnen. Um diesen Betrag muss der Schallpegel im ungestörten diffusen Feld geringer als in der ungestörten ebenen Welle sein, um für denselben Schall gleiche Lautstärke in beiden Schallfeldern hervorzurufen. Diese Grösse ist in Abhängigkeit von der Frequenz zu bestimmen.

ERGEBNISSE

Sämtliche Messungen wurden mit dem bereits erwähnten Sondenmikrofon ausgeführt. Als Testschall diente Terzbandpassrauschen veränderlicher Mittenfrequenz. Die in den Abb. 4, 5 und 6 dargestellten Ergebnisse sind Mittelwerte aus Messungen an 6 Personen. Abb. 4 zeigt die Differenz zwischen dem Schallpegel am Trommelfell und demjenigen in der ungestörten ebenen Welle, Abb. 5 die entsprechenden Ergebnisse für diffuse Beschallung. In Abb. 4 sind zum Vergleich ebenfalls die objektiv von WIENER[2] gemessenen sowie die rechnerisch durch VON BÉKÉSY[3] bestimmten Werte aufgenommen worden. Während die objektiv gemessenen Kurven zufriedenstellend übereinstimmen, weichen die Ergebnisse der Rechnung bei höheren Frequenzen stark ab, was wohl seinen Grund in den vereinfachenden Annahmen über die Geometrie des Schädels, die die Rechnung erfordert, haben wird.

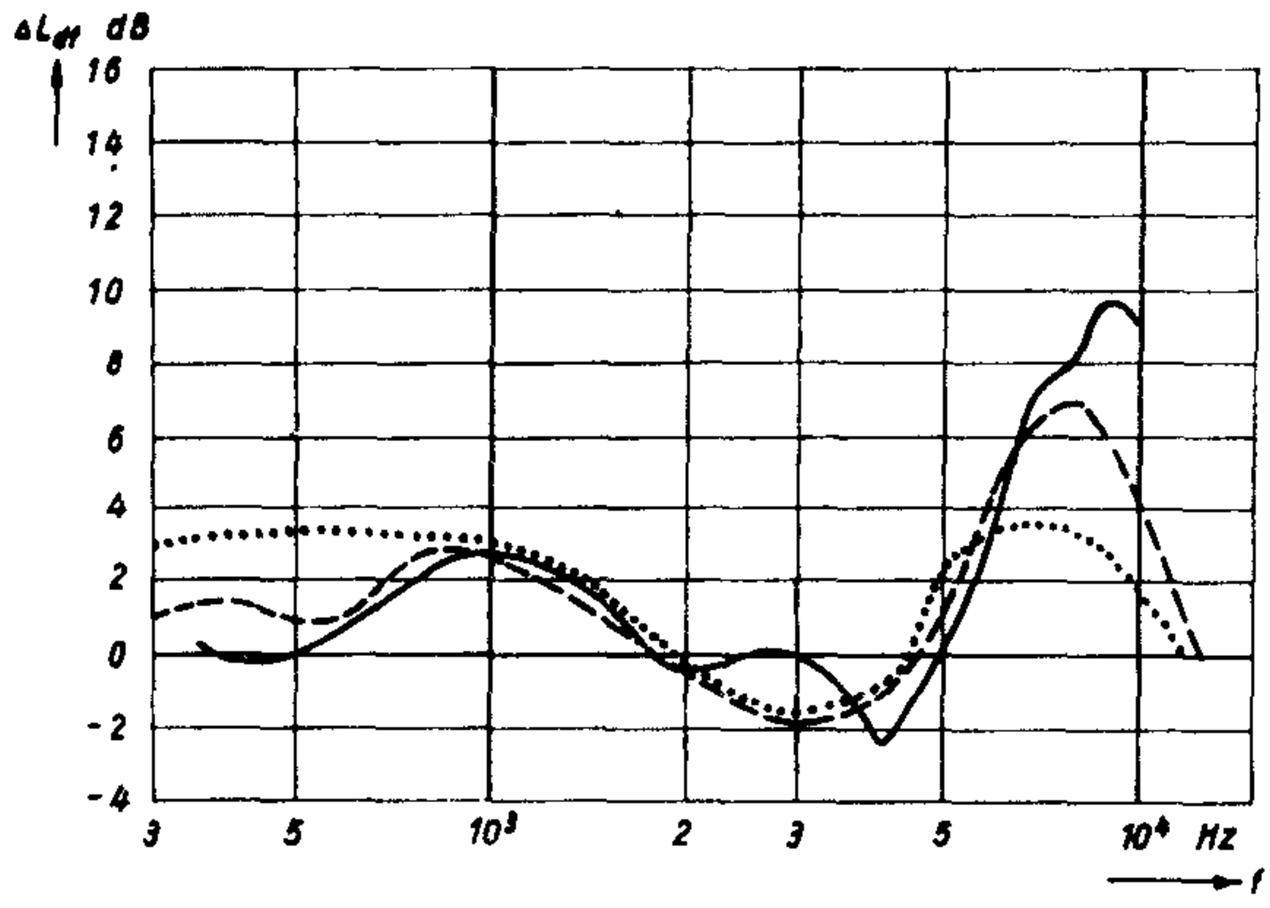


Abb. 6. Unterschied $\Delta L_{df} = L_f - L_d$ zwischen den Schallpegeln in der ebenen Welle L_f und im diffusen Schallfeld L_d, die zu gleicher Lautstärke führen.
——— eigene Ergebnisse,
— — — nach KUHL UND WESTPHAL[4],
· · · · · · nach N.T.I. Stuttgart[5].

Der Pegelunterschied zwischen beiden Schallfeldern für gleiche Lautstärke ergibt sich als Differenz der in den Abb. 4 und 5 dargestellten Kurven. Er ist in Abb. 6 als Funktion der Frequenz aufgetragen. Die Kurve gibt an, um welchen Betrag für gleiche Lautstärke der Schallpegel im ungestörten diffusen Schallfeld geringer sein muss als in der ebenen Welle. Unterhalb 5 kHz beträgt dieser Unterschied nur ± 3 dB. Bei höheren Frequenzen ist unser Ohr im diffusen Schallfeld empfindlicher als in der ebenen Welle.

Ein Vergleich mit in jüngster Zeit ausgeführten subjektiven Untersuchungen von KUHL UND WESTPHAL[4] sowie des Nachrichtentechnischen Institutes der Technischen Hochschule Stuttgart[5], deren Ergebnisse dem Verfasser freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurden, zeigt wieder recht gute Übereinstimmung. Nur bei sehr hohen Frequenzen, bei denen bei beiden Verfahren schon grössere messtechnische Schwierigkeiten bestehen, findet man stärkere Abweichungen.

LITERATUR

1. G. JAHN, *Hochfreq. tech. Elek.akust.*, 67 (1958) 69.
2. F. M. WIENER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 143.
3. G. VON BÉKÉSY, *Ann. Physik*, 5 (1932) 51.
4. W. KUHL UND W. WESTPHAL, *Acustica*, 9 (1959) 407.
5. Persönlicher Hinweis von Dr. Ing. E. ZWICKER, Stuttgart.

Über die akustische Eingangsimpedanz künstlicher und menschlicher Ohren

I. NÁBĚLEK

Physikalisches Laboratorium der Slowakischen Akademie der Wissenschaften, Bratislava (ČSR)

Um die akustischen Eigenschaften, namentlich die akustische Eingangsimpedanz künstlicher und menschlicher Ohren vergleichen zu können, wurden diese bei einigen künstlichen sowie menschlichen Ohren gemessen.

Die Messungen wurden mittels der Methode stehender Wellen in einem Kundtschen Rohre von quadratischem Querschnitt in der Hall'schen Anordnung[1] durchgeführt. Das Rohr war mit einer, der tschechoslowakischen Norm entsprechenden Hörmuschel, die mit einer Öffnung von 1,25 cm im Durchmesser versehen war, abgeschlossen. Die akustische Impedanz dieser Öffnung ist in den Angaben der akustischen Eingangsimpedanz der Ohren mit inbegriffen. Bei Beginn der Messungen wurde zunächst die Person, deren Ohr gemessen werden sollte, dazu aufgefordert, sich so auf einen Stuhl zu setzen, dass sie beim Anlegen der Hörmuschel einen bestimmten reinen, tiefen Ton am besten hören konnte. Gleichzeitig wurde die Versuchsperson aufgefordert, die Hörmuschel in gleicher Weise, wie beim fernsprechen, ans Ohr zu pressen. In dieser Lage wurde dann der Kopf der Versuchsperson derart gestützt, dass im Verlauf der Messungen dessen Lage unverändert bleiben musste. Die Impedanz wurde für durchschnittlich zwanzig bis fünfundzwanzig Frequenzen im 300–7500 Hz Band bestimmt.

Ein Beispiel des Verlaufes der normierten akustischen Impedanz eines menschlichen Ohres ist in der Abb. 1 dargestellt.

$$z_r = r_r + \mathrm{j}x_r = Z_a \frac{S}{\varrho c_0}$$

mit Z_a akustische Impedanz, S Querschnitt des Rohres und ϱc_0 Schallwiderstand. Die volle Kurve stellt den Realteil dar, die gestrichelte hingegen den Imaginärteil. Da der Querschnitt S des Rohres 4,71 cm² betrug, ist das Ergebnis mit 8,77 zu multiplizieren, um die Werte in akustischer Impedanz ausgedrückt zu erhalten. Bei den niedrigsten Frequenzen sinkt zuerst der Imaginärteil, erreicht ein Minimum und steigt dann wieder. Der Realteil hingegen weist ein Maximum auf. Dieser eine Resonanz aufweisende Verlauf der Impedanz ist durch den paralellen Resonanzkreis gegeben, der durch die Undichtheit zwischen der Hörmuschel und der Ohrmuschel und durch die Nachgiebigkeit des Volumes des geschlossenen Ohres gebildet ist.

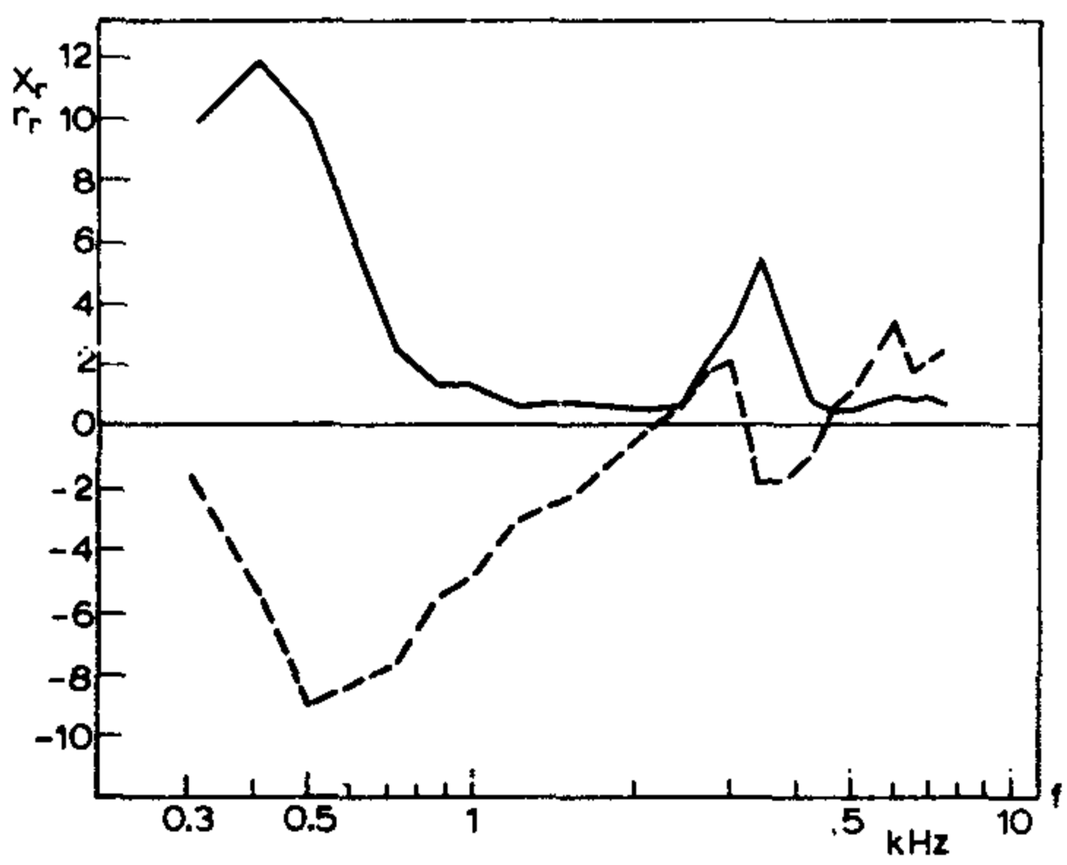


Abb. 1. Normierte akustische Eingangsimpedanz $z_r = r_r + \mathrm{j}x_r$ eines typischen menschlichen Ohres.
Volle Kurve: Realteil, gestrichelte Kurve: Imaginärteil.

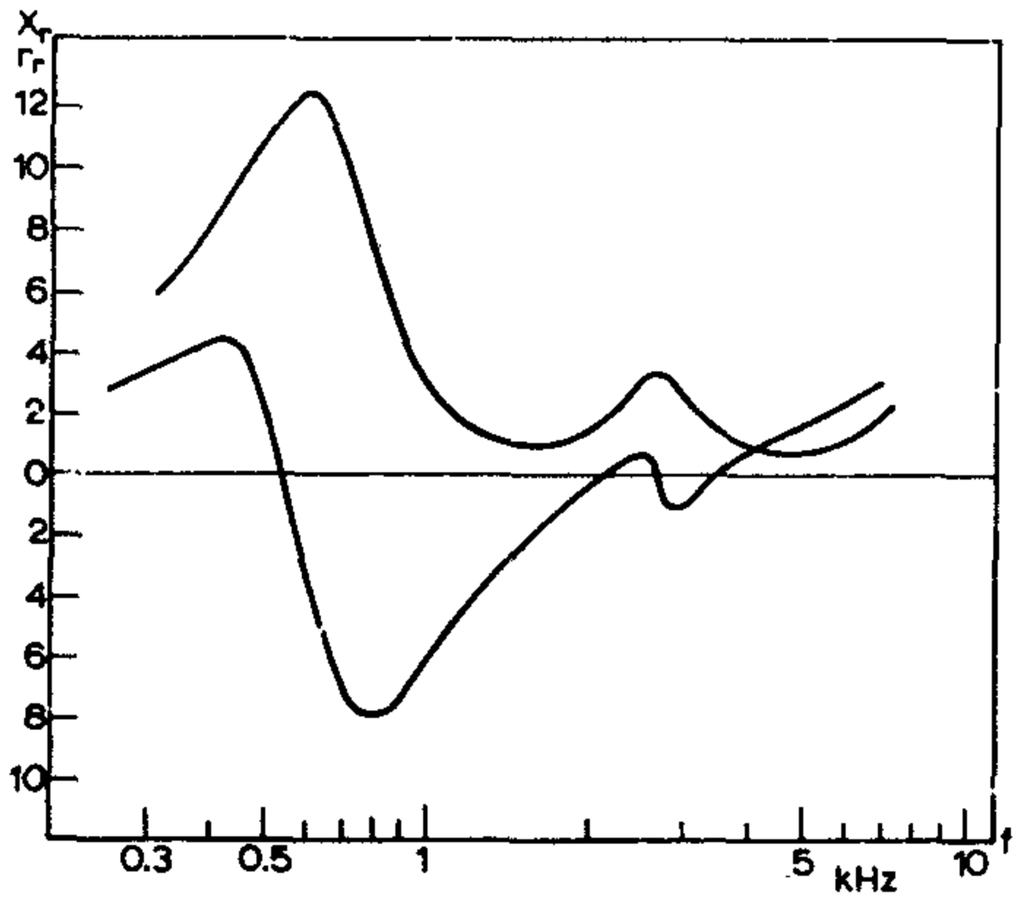


Abb. 2. Mittlerer Verlauf der normierten akustischen Eingangsimpedanz menschlicher Ohren.

Im weiteren Verlauf geht die negative Reaktanz in eine weitere Resonanz über und erreicht zuletzt positive Werte. Diese zweite Resonanz ist durch die Abschlusslänge des äusseren Gehörganges des Ohres, der mit der Impedanz des Trommelfelles abgeschlossen ist, gegeben. Diese Resonanz liegt im 2000–3500 Hz Band. Beinahe bei allen menschlichen Ohren, die gemessen wurden, zeigte sich dieser Verlauf ganz deutlich.

Auf Grund von Messungen an 23 Ohren wurde ein mittlerer Verlauf der Impedanz des menschlichen Ohres berechnet, welcher der Abb. 2 zu entnehmen ist. Bei der Berechnung dieses Verlaufes wurden nicht die mittleren Werte der einzelnen Frequenzen direkt benutzt, da wir sonst einen Verlauf erhalten hätten, der keineswegs dem typischen Verlauf der Impedanz des menschlichen Ohres entsprochen hätte. Bei der Bestimmung des mittleren Verlaufes wurden die mittleren Werte der einzelnen Extreme und die dazugehörigen Werte der Frequenzen berechnet. Dies wurde für die Extreme sowohl der ersten, als auch der zweiten Resonanz durchgeführt.

Der Verlauf der Impedanz, der auf diese Weise erhalten wurde, war vom Verlaufe der Impedanz der normalerweise verwendeten künstlichen Ohren, z.B. des CCITT Ohres, sehr verschieden. Der Unterschied in der Belastungsimpedanz des Hörers muss sich natürlich auch auf den Verlauf des akustischen Druckes, gemessen am menschlichen sowie am künstlichen Ohre, auswirken. Mit dem Vergleich der Frequenzcharakteristik des Hörers bei künstlichen und menschlichen Ohren befassten sich schon mehrere Autoren, z.B. BURKHARD, CORLISS, BARDUCCI, DEGANO[2] u.a. Aus ihren Messungen geht hervor, dass die grössten Abweichungen in diesen Charakteristiken an zwei Punkten des Frequenzbereiches auftreten. Die Abweichung bei niedrigen Frequenzen ist offensichtlich durch die Undichtheit gegeben. Die zweite Abweichung tritt im Bereiche 2000–4000 Hz auf, also im Bereiche, wo sich die zweite Resonanz in der Impedanz des menschlichen Ohres befindet. Es wäre darum richtig, wenn im künstlichen Ohre sowohl ein akustisches Element für die Undichtheit, als auch weitere zur Erzeugung der zweiten Resonanz eingebaut würden.

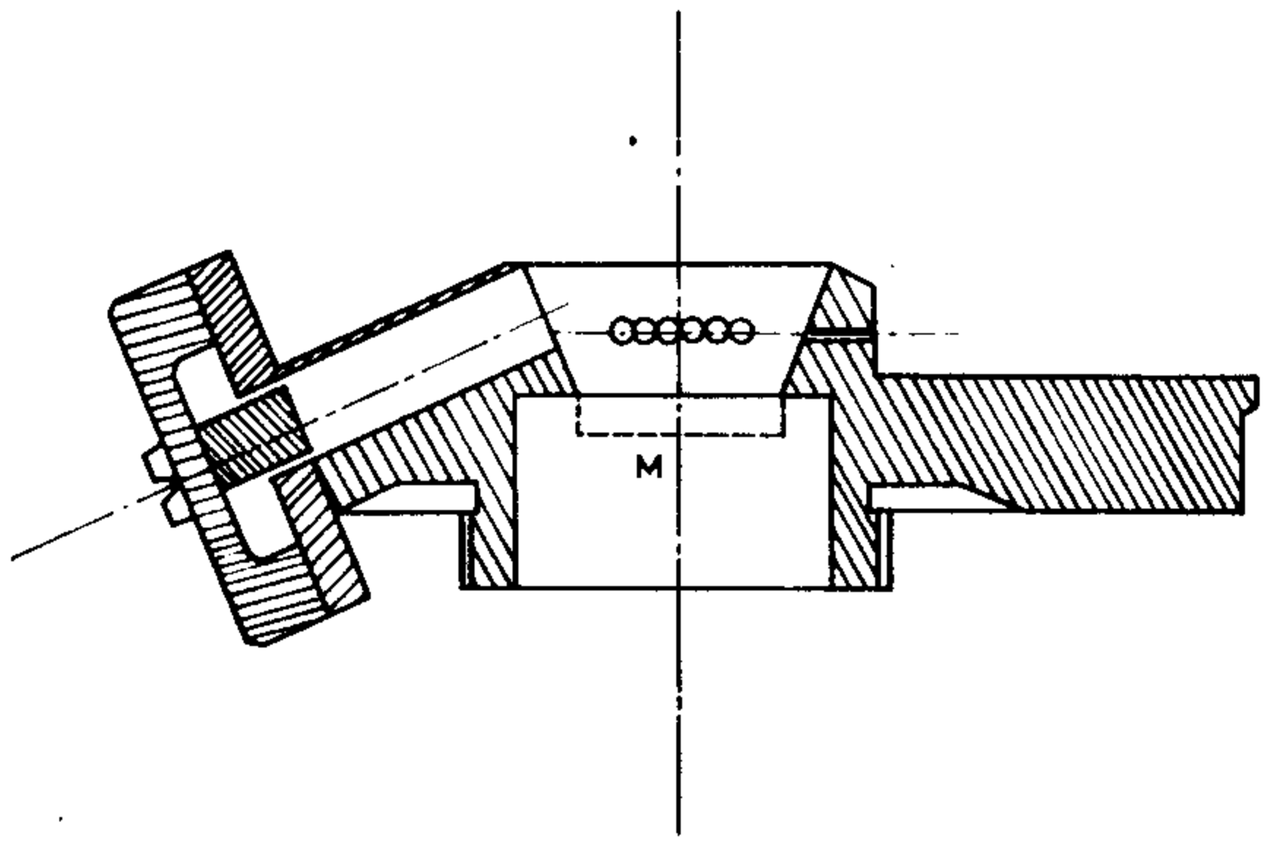


Abb. 3. Querschnitt durch das künstliche Ohr (*M:* Mikrophon)

Auf Grund dieser Ergebnisse konnte ein künstliches Ohr entworfen werden, das diesen Anforderungen weitgehend entspricht, d.h. ein solches, das den gewünschten Verlauf der akustischen Eingangsimpedanz besitzt. Die Grösse der einzelnen Bestandteile wurden mittels eines elektrischen Modells ermittelt. Bei der Anfertigung des künstlichen Ohres wurde darauf geachtet, dass die gewünschte Impedanz schon durch die Konstruktion allein sichergestellt wird. Es wurde die Verwendung jeglichen Materials, dessen akustische Eigenschaften sich im Laufe der Zeit ändern könnten, z.B. durch Feuchtigkeit, ausgeschlossen. Einige der existierenden künstlichen Ohren ent-

halten jedoch solche Werkstoffe. Weiterhin wurde eine solche Anordnung gewählt, die es erübrigt, einzelne Bestandteile des künstlichen Ohres auf Grund verschiedener, verhältnissmässig komplizierter Messungen, einzustellen. Es wurde auch kein Mikrophon mit Sonde verwendet, da die Frequenzcharakteristik eines solchen ziemlich wellig ist und seine Empfindlichkeit bei höheren Frequenzen sinkt, was wiederum das Verhältnis des Signales zum Rauschen verschlechtert. Der Querschnitt des Ohres ist im Abb. 3 dargestellt.

Das gesammte Volumen des künstlichen Ohres ist 5,00 cm³. Das Mikrophon ist in einem Hohlraum angebracht, der dem Ohrmuschelhohlraum entspricht. Die Impedanz des Trommelfelles wird durch die Impedanz eines gewöhnlichen Hohlraumes ersetzt, vor dem ein akustischer Widerstand angebracht ist. Dieser Widerstand wird durch einen Schlitz gebildet. Die Länge des nachgebildeten Gehörganges ist 2,1 cm und sein Durchmesser 0,7 cm. Die akustische Undichtheit ist durch 21 Öffnungen, deren Länge 0,57 cm beträgt und die eine Durchmesser von 0,6 mm haben, analog dargestellt.

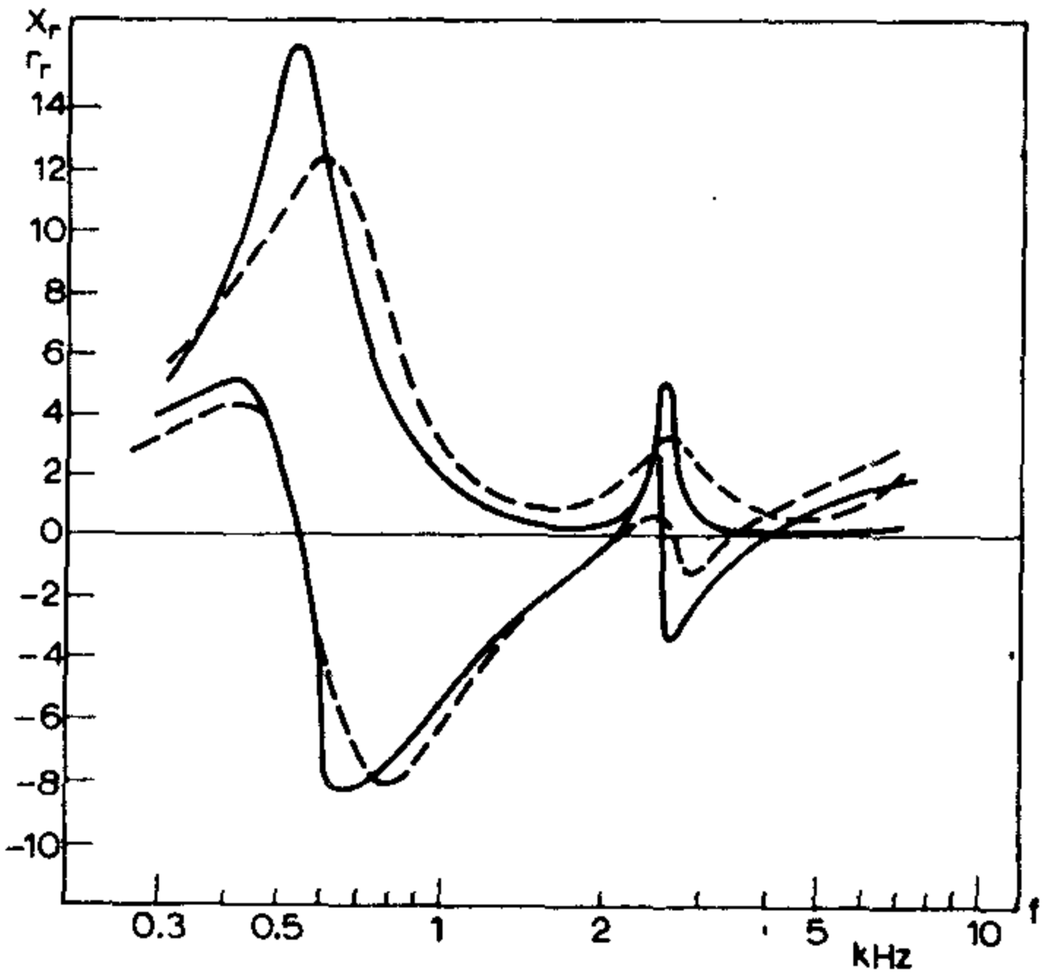


Abb. 4. Normierte akustische Eingangsimpedanz $z_r = r_r + jx_r$ des künstlichen Ohres (volle Kurven).
Mittlerer Verlauf der normierten akustische Eingangsimpedanz menschlicher Ohren (gestrichelte Kurven).

Der Verlauf der normierten akustischen Eingangsimpedanz dieses künstlichen Ohres (Abb. 4) nähert sich weitgehendst den gewünschten Anforderungen, bis auf die Tatsache, dass die Resonanzen besser gedämpft werden sollten. Konstruktionsänderungen die darauf abzielen sollen später noch vorgenommen werden.

LITERATUR

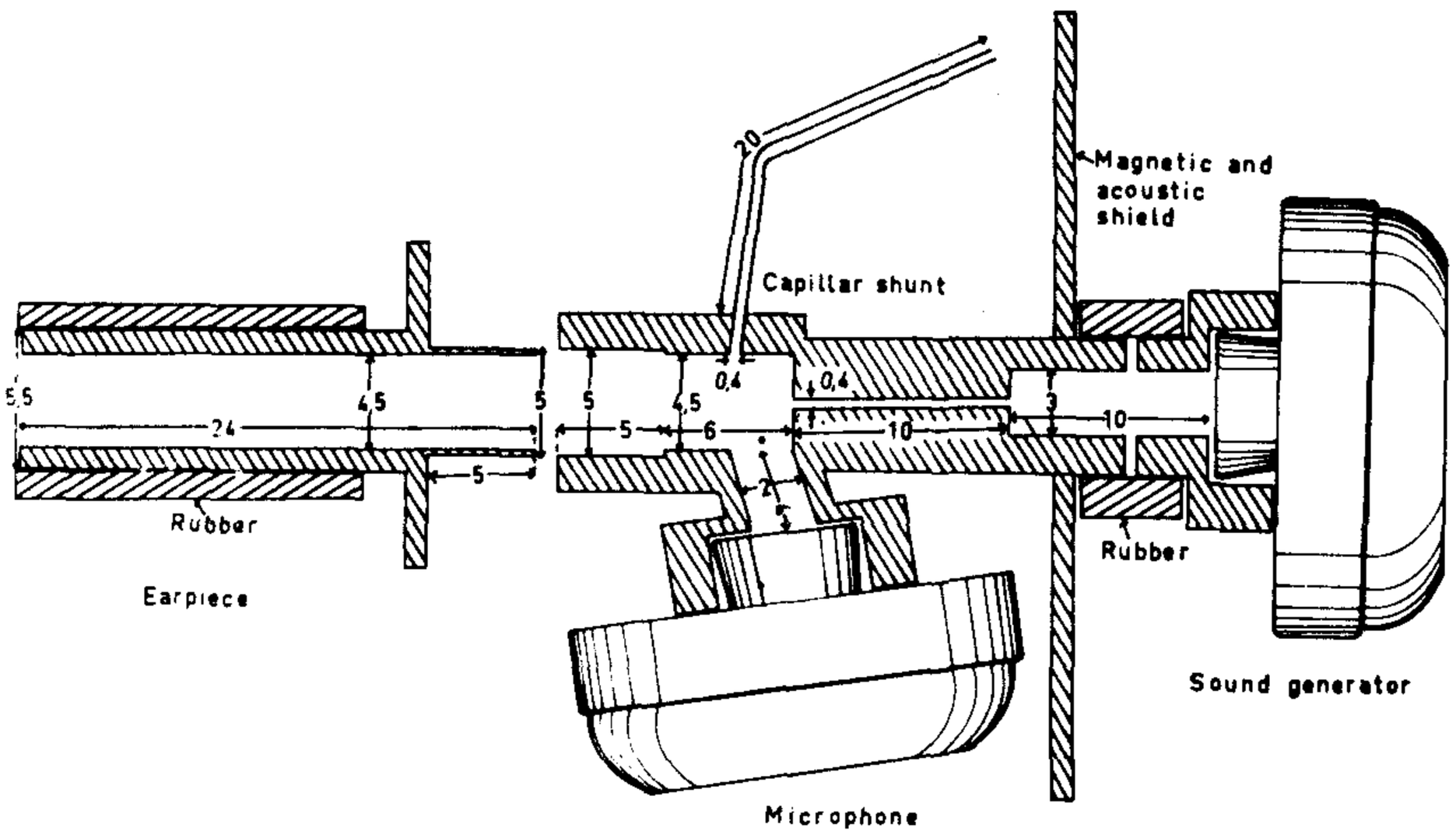
1. W. HALL, *J. Acoust. Soc. Am.*, 11 (1939) 140.
2. M. BURKHARD UND E. CORLISS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 26 (1954) 679.
   I. BARDUCCI, *Arch. elek. Ubertragung*, 7 (1953) 155.
   C. DEGANO, *Alta Frequenza*, 24 (1955) 178.

An Apparatus for Measuring Acoustic Impedance of the Ear

A. R. MØLLER

Royal Institute of Technology, Division of Telegraphy and Telephony, Stockholm (Sweden)

The choice of a measuring method is dictated, first and foremost, by the desire to have the part of the unit that is mechanically coupled to the ear of the experimental subject as small and as light as possible, so it can be fixed to the subject's head and



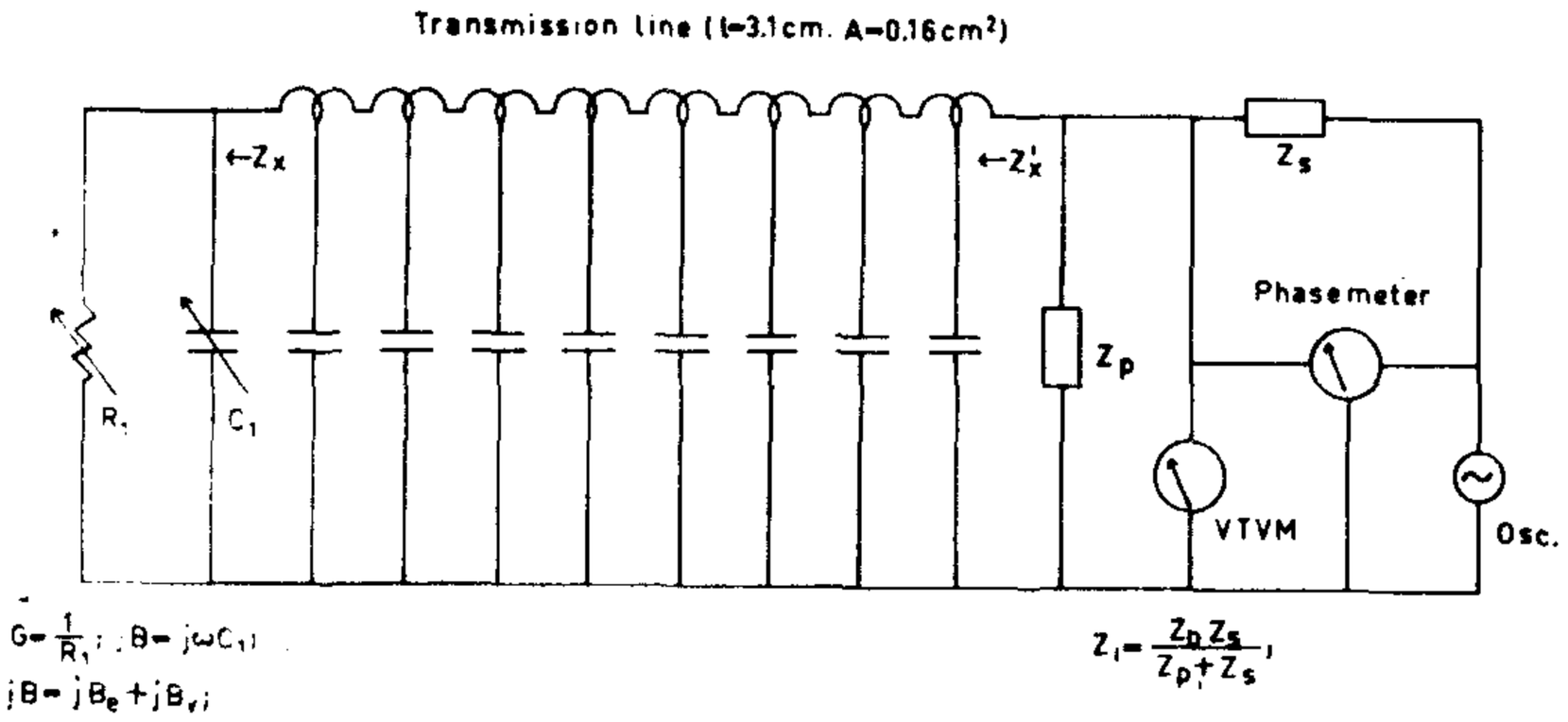


Fig. 1. The impedance-measuring apparatus together with its electrical analog, such as is used for calculating the impedance in the plane of the tympanic membrane from the measured electrical output of the probe.

still allow him to move his head freely without causing any change in the connection between the impedance-measuring unit and the ear. In addition, care is taken to make the reading of the measurements as simple and easy as possible in order to avoid prolonging the measuring operation too long, which would tire and discomfort the experimental subject and consequently increase the risk of a change in the connection between the measuring unit and the ear.

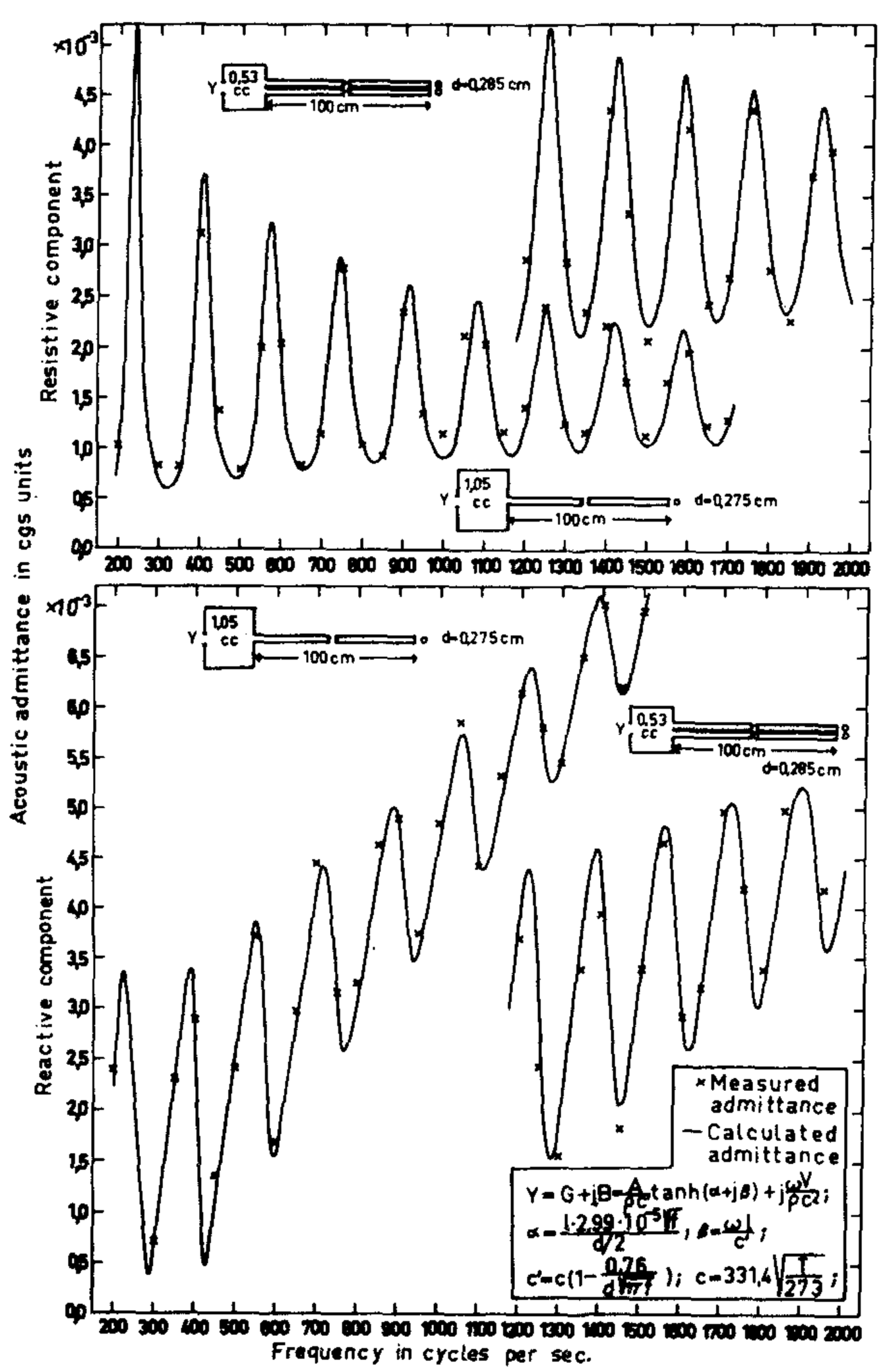


Fig. 2. Calculated and measured admittance for two different tube systems.

The upper part of Fig. 1 shows the construction of the impedance-measuring apparatus. The sound generator used is a hearing-aid telephone, type Oticon AMO. It is connected by a tube, 0.4 mm in diameter and 10 mm long, to the end of the tube that is introduced into the auricular canal. The indicator, which consists of a hearing-aid telephone type Oticon A 21, with a resonance frequency of 3 kc/s, is also mounted on the tube introduced into the ear. A capillary shunt, 0.4 mm in diameter and 20 mm in length equalizes the pressure in the tube after it is inserted in the ear. The magnitude of the

output voltage of the indicator is measured with a tube voltmeter, and the phase relation between the microphone's output and the voltage applied to the telephone is measured with an electronic phase meter. The signal is delivered by a tone generator with great precision and stability.

The end of the tube on which the telephone and the probe microphone are mounted can be removed and introduced separately into the auricular canal (see Fig. 1). To insure an air-tight connection between the tube and the subject's ear, vaseline is applied to the tube. The magnitude and phase of the output of the probe microphone is read for each 50 c/s in the range from 200 to 2000 c/s. The time required for such a series of measurements is about ten minutes.

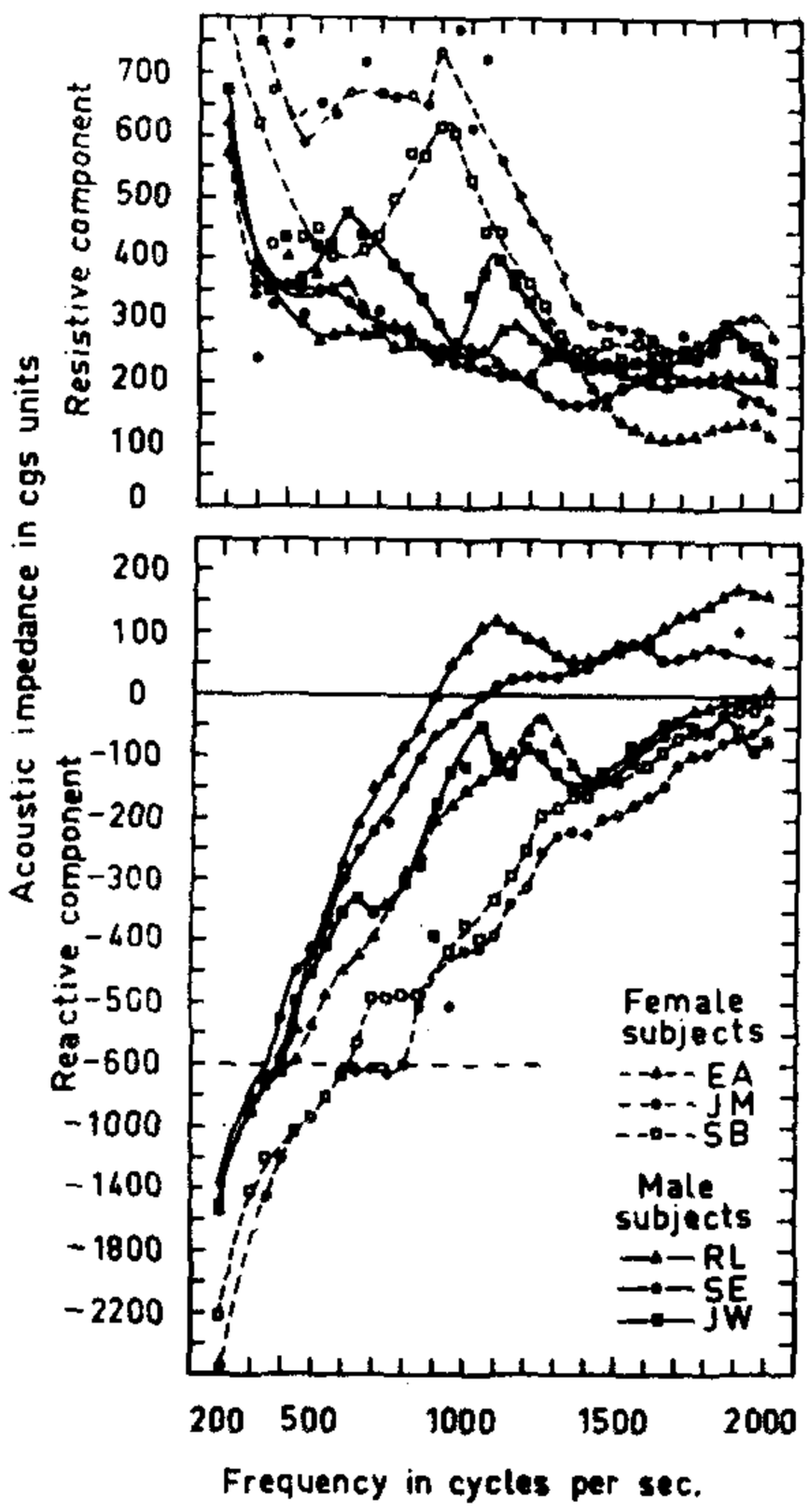


Fig. 3. Acoustic impedance at the tympanic membrane (left ear) for three male and three female subjects.

To facilitate the laborious work involved in transforming the measured voltage and the phase values to impedance in the plane of the tympanic membrane, this operation was performed with the aid of an electrical analog to the impedance-measuring apparatus (Fig. 1). C_1 and R_2 are adjusted so that the magnitude and phase angle of the voltage at the driving point are the same as those determined from the measurements on the human subjects with the addition of a frequency dependent calibration constant.

To check the calibration of the apparatus, performed by means of a cavity with a volume of 1.0 cm^3, assumed to be ideal, a known complex impedance in a normal ear range was connected to the apparatus instead of the ear. Two impedance systems were

used, one consisting of a tube one meter long with a diameter of 2.75 mm, closed with a hard wall in one end and connected to a cavity of 1.05 cm^3 at the other end, the other consisting of two tubes in parallel, each with a diameter of 2.85 mm, connected to a cavity of 0.53 cm^3 (Fig. 2).

Fig. 3 shows the impedance of six individuals. The impedance is given in cgs units and was calculated for the plane of the tympanic membrane. The threshold of hearing was checked with continuous audiometry (von Békésy) and was found to be normal in all subjects. The tympanic membranes were otologically without pathologic lesions, and the experimental subjects had no ear diseases. All the subjects were between 17 and 29 years of age.

It may be seen that the spread is large both for the real part and for the reactive

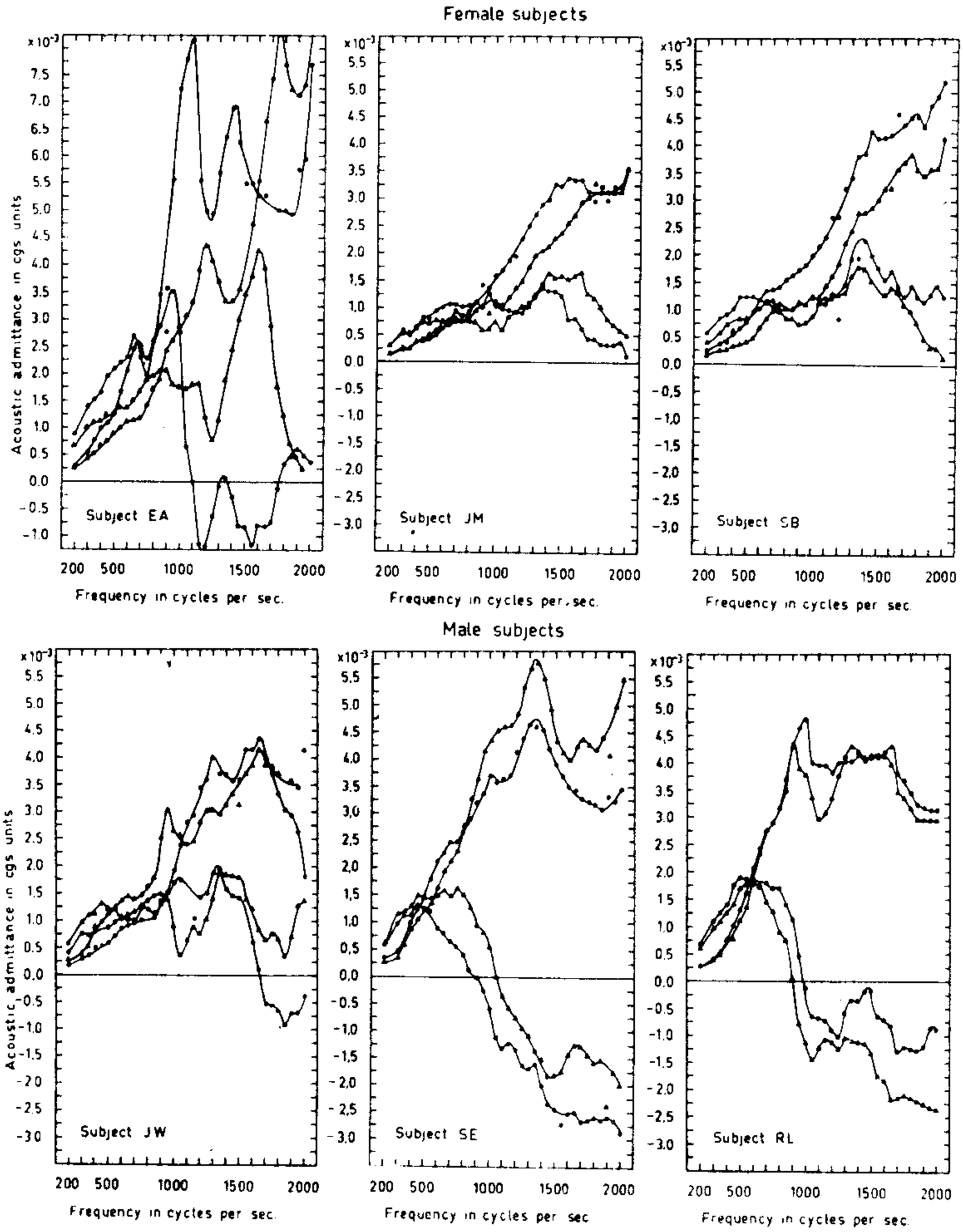


Fig. 4. Admittance of the right and left ears at the tympanic membrane of three male and three female subjects. Left ear is indicated by triangles and the right ear by circles. Filled circles and triangles indicate the real part of the admittance and open circles and triangles the reactive part.

part of the impedance. At low frequencies the impedance of the ear is comprised almost exclusively of pure stiffness, and the shape of that part is therefore uninteresting to study in detail since it supplies no information on the structure of the middle ear. Study of the shape of the impedance curve at higher frequencies is of considerably greater importance as it affords information on the frequency and damping of the resonances occurring in the middle ear.

Fig. 4 shows the admittance for six subjects. Results from measurements on the right and left ears are shown. It may be seen that there is not one but several resonance peaks in the studied frequency range. It is seen that the spread from one person to another is greater than the difference between a person's right and left ear. It is also apparent that it is necessary to measure the admittance in steps as small as 50 c/s in order to obtain a sufficient number of points to reveal the detailed structure of the ear's admittance.

REFERENCE

A. R. MØLLER, *Roy. Inst. Technol. Stockholm*, Div. Telegraphy Telephony, Rept. No. 16, (1959).

Dimensional Analysis of Cochlear Models

J. TONNDORF

*Department of Otolaryngology, University Hospitals, Iowa City, Iowa (U.S.A.)**

Cochlear models have been employed for the study of cochlear function for quite some time. Their use gained importance, when VON BÉKÉSY[1] first began to incorporate into such models structural properties which had been obtained by direct measurement in actual cochleae. However, many people not familiar with general modeling procedures are still somewhat skeptical in accepting results obtained from model experimentation, especially when being informed of the sound pressure levels employed in driving such models. The models used by the author[2] are driven by a loudspeaker driver unit in a closed system. Sound pressure levels of 120 db and higher are measured in the small coupler between the driver and the oval window. Matters are getting worse when one considers the smallest fluid displacement, which can be detected within these models under the microscope. It is 5.5×10^{-4} cm. Such an amplitude corresponds to approximately 150 db above the amplitude of the basilar membrane at the threshold of hearing according to VON BÉKÉSY's published data.[3]

Such superficial comparison of course is fallacious. A valid comparison can be made only by means of a dimensional analysis. Dimensional Analysis, a branch of Applied Mathematics, has been utilized successfully for a long time with regard to modeling problems in airplane and ship building.

According to BRIDGMAN[4], the principle involved in Dimensional Analysis is that of deriving a dynamic equation which describes the phenomenon under consideration and is made up in such a way as to yield a dimensionless constant. Therefore it is valid regardless of the size of the system. All systems which obey such an equation are considered physically similar. This physical similitude can only be obtained at the expense of structural similarity. Structurally, models often differ markedly from the original system.

A dimensional analysis of cochlear models in the amplitude domain has to be based upon three premises: (1) that frequency alters with model size (a fact which in itself has been proved by a dimensional analysis in the frequency domain); (2) that the volume displacement of the cochlear fluids be made the point of comparison; and (3) that certain structural differences between the model and the cochlea exist. The models used most commonly by the present author are five times natural size, while the basilar membranes as a rule are not quite twice natural size.

(1) Fig. 1 gives, according to VON BÉKÉSY[5], the location of some frequencies in a human cadaver ear and that of frequencies at corresponding points within the model. (VON BÉKÉSY had originally executed a dimensional analysis in the frequency domain.[1]

* This research was supported by the United States Air Force, contract number AF 41(657)-148, monitored by the School of Aviation Medicine, USAF, Randolph Air Force Base, Texas and a grant from the U.S. Public Health Service, Number B-1909.

The deviation between predicted and observed values cannot be discussed here.) From Fig. 1, "equivalent" frequencies may be selected. For example, 2000 c/s in the ear and 50 c/s in the model are such a pair of "equivalent" frequencies. Their numerical

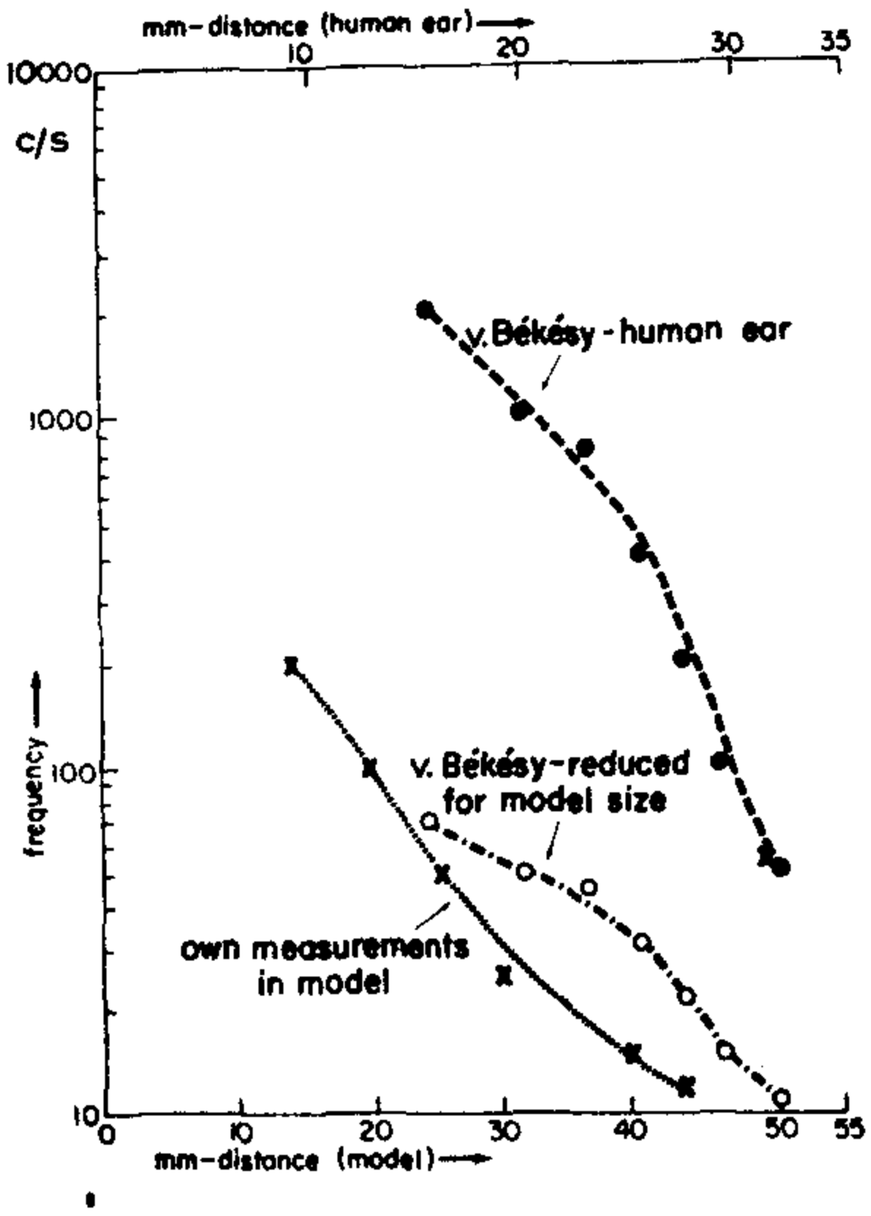


Fig. 1. Location of frequency along the cochlear partitions of a human cadaver ear (after VON BÉKÉSY[5]) and of a cochlear model. Both sets of values are plotted against a common distance scale of percentage length of both partitions.

difference necessitates an adjustment of amplitude because of the inverse relationship between frequency and amplitude expressed in

$$a \times 2\pi f = v.$$

For each pair of "equivalent" frequencies selected, this amplitude difference was expressed as a db ratio.

(2) The ratio of volume displacement to the total volume of fluid being moved yields a dimensionless constant

$$\frac{Ad}{V} = \frac{[L^3]}{[L^3]} = \text{constant}$$

or

$$\frac{d}{l} = \frac{[L]}{[L]} = \text{constant}$$

(A area; d displacement; V volume; l length of the fluid column; [L] dimension of length). As indicated this equation can be reduced to the ratio between the degree of displacement to the total length of the fluid column.

In the model, the required values were readily obtainable. For the case of the ear, a few simple calculations were carried out using data by WILSKA[6] on the displacement amplitude of the human eardrum and by DAHMANN[7] on the amplitude ratio eardrum to stapes footplate.

(3) Small numerical corrections had to be made for two reasons: (a) the stapes footplate moves like a door around its hinge (VON BÉKÉSY[8]) and (b) the area of the

stapes footplate is 3.2 mm², while the cross sectional area of *scala vestibuli* is 1.0 mm² on the average (KEITH[9]). The total of these two corrections was +4 db.

TABLE I

Equivalent frequencies [*c/s*]		*Volume displacement (cochlea) equivalent to just detectable fluid motion (model) in terms of sensation level* [*db*]	*Same, re 0.0002 dyne/cm²* [*db*]
Ear	*Model*		
2000	50	65	70
500	25	53	67
100	15	21	65
50	10	—12	50

By means of these simple calculations the displacement amplitude of the perilymphatic fluids was obtained at the cochlear entrance. The results of the dimensional analysis are presented in Table I. It is seen that in terms of sensation levels the "equivalent" amplitude of the cochlear fluids within the model at the level of visible detection is moderate for high frequencies and very small for the low ones. Thus the use of enlarged cochlear models turns out to be an advantage: The frequency–amplitude area is converted to one of lower frequencies and of higher amplitudes and therefore more readily accessible to experimentation.

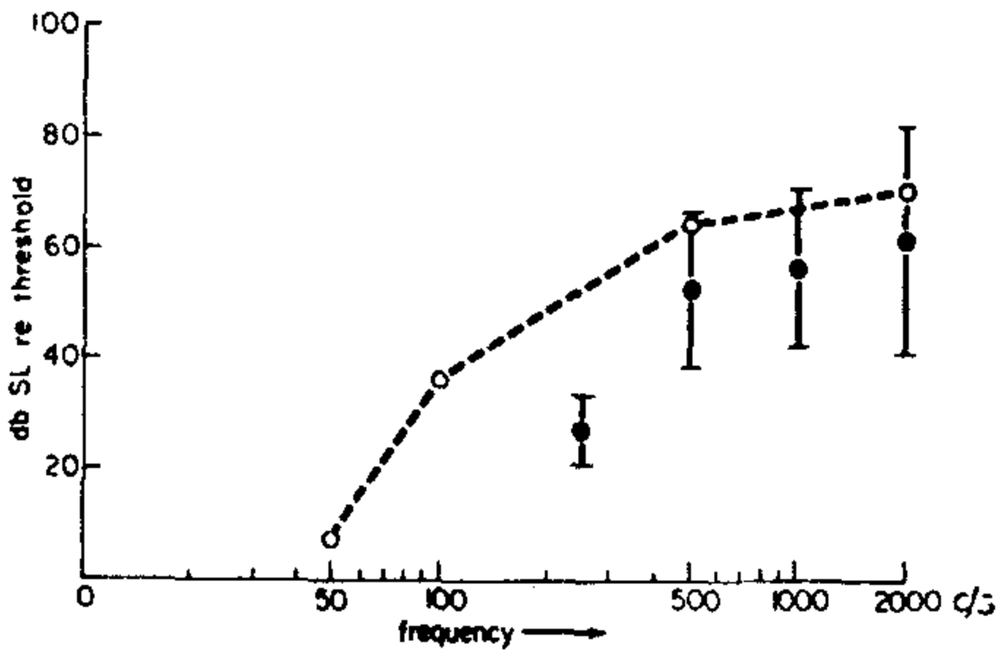


Fig. 2. The audible onset of harmonic distortion in the ear, sensation levels in db. Shown are averages and one standard deviation for several test frequencies (after LAWRENCE[11]). Also shown is the visible onset of VON BÉKÉSY's eddies in cochlear models expressed in terms of a dimensional analysis described earlier (dashed line).

It was interesting to carry out a further comparison. The hypothesis has been put forward[10] that intra-cochlear distortion is a product of VON BÉKÉSY's eddies, *i.e.* a hydrodynamic phenomenon. Intracochlear distortion is commonly considered the cause of the well-known low-level harmonic distortion of the ear. Plotted in Fig. 2 is the audible onset of harmonic distortion after LAWRENCE[11] for several frequencies in terms of sensation levels. Also given is the visible onset of eddy motion within the model for several "equivalent" frequencies obtained by the dimensional analysis just described. The agreement is quite satisfactory, adding further support to the hypothesis of hydrodynamic orgin of intracochlear distortion.

REFERENCES

1. G. VON BÉKÉSY, *Physik. Z.*, 27 (1928) 793.
2. J. TONNDORF, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 558.
3. G. VON BÉKÉSY AND W. A. ROSENBLITH, *The mechanical properties of the ear*, in S. S. STEVENS (ed.) *Handbook of experimental psychology*, Wiley, New York, 1951.
4. P. W. BRIDGMAN, *Dimensional analysis*, Yale University Press, New Haven, 1956.
5. G. VON BÉKÉSY, *Akust. Z.*, 7 (1942) 173.
6. A. WILSKA, *Scand. Arch. Physiol.*, 72 (1935) 161.
7. H. DAHMANN, *Z. Hals-Nasen-Ohrenheilk.*, 24 (1929) 462, 27 (1930) 329.
8. G. VON BÉKÉSY, *Akust. Z.*, 1 (1936) 13.
9. A. KEITH, Appendix to T. WRIGHTSON, *Enquiry into the analytical mechanism of the internal ear* Macmillan, London, 1918.
10. J. TONNDORF, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 929.
11. M. LAWRENCE, *Trans. Am. Acad. Ophthalmol. and Otolaryngol.*, 62 (1958) 104.

Vorschlag eines elektrischen Ersatzschaltbildes für das menschliche Gehör

H. VÖLZ

Greifswald (Deutschland)

Wie lange bekannt ist, bestehen zwischen mechanischen, akustischen und elektrischen Gebilden weitgehende Analogien. Durch sie gelingt es hierfür fast immer ein elektrisches Ersatzschaltbild anzugeben. Durch die in der Elektrotechnik vielgeübte Praxis umgeht man so die direkte Lösung von Differentialgleichungen und hat man auch meist anschauliche Vorstellungen über Frequenzgänge und dergleichen. Dieses soll hier für das Ohr genutzt werden. Aus rein praktischen Gründen sei die Analogie der Tabelle benutzt. Es entsprechen sich also Schalldruck p und elektrische Spannung u. der Schallfluss q (Produkt aus Schnelle s und durchdrungener Fläche F) und elekrischer Strom i. Für die Blindwiderstände gilt dann

	akustisch	*mechanisch*	*elektrisch*
$p \sim u$ $q = s \cdot F \sim i$	Hohlraum	Feder	Kapazität
	Rohr	Masse	Induktivität

Für die akustische Analogie ist dabei zu beachten, dass alle räumlichen Abmessungen zumindest kleiner als $\lambda/4$ sind, da sonst stehende Wellen und dergleichen auftreten. Daraus ergibt sich eine obere Grenze durch die grösste Ausdehnung, beim Gehörgang etwa 25 mm, zu rund 3 kHz. Praktisch wird diese Frequenz jedoch noch durch die Grenzfrequenz der Gehörknöchelchenkette auf 2,4 kHz eingeschränkt. Overhalb erfolgt unseres Hören vermutlich ausschliesslich über Knochenleitung, wodurch das zu beschreibende Schaltbild ohnehin sinnlos wird.

Wie üblich sei die Lymphe als inkompressibel und fest in der Schnecke eingeschlossen angenommen. Sie hat dann nur die reziproken Ausweichmöglickheiten an den beiden Fenstern. Wird von ihrem geringen Flächenunterschied abgesehen, so kann dieser Teil durch die Abb. 1 dargestellt werden. Die Schalldrücke an den beiden

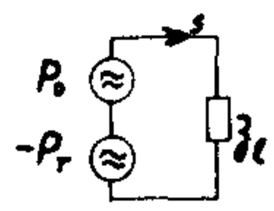


Abb. 1. Ersatzschaltbild der Lymphe.

Fenstern sind entgegengesetzt in Reihe geschaltet und schicken so einen Schallfluss i durch den Lymphewiderstand $\mathfrak{z}_l$. Ist durch Erkrankung eines der Fenster nicht mehr schwingfähig, so hilft der Kliniker durch Schaffung eines neuen Fensters an den Bogengängen. Auch für dieses und das noch bewegliche gilt dann die Abbildung. Zum weiteren Aufbau des Schaltbildes wird zunächst durch einen idealen Transformator das Schalldruckübersetzungsverhältnis vom Trommelfell zum ovalen Fenster berücksichtigt. Es setzt sich aus dem Flächenverhältnis und der Hebelübersetzung zusammen und beträgt etwa 20 : 1. Davor werden die mechanischen Impedanzen der Knöchelchenkette geschaltet. Nach RANCKE bilden sie einen dreigliedrigen Tiefpass. Die Masse der Teilchen entspricht den Längsinduktivitäten, die elastischen Bindungen den Querkapazitäten. Verluste sind durch Widerstände berücksichtigt. So entsteht

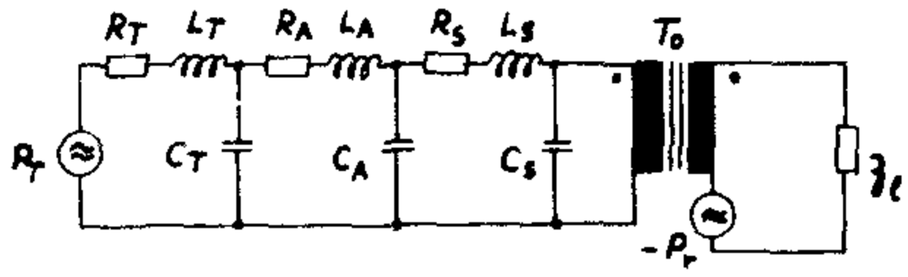


Abb. 2. Die Schalleitungskette.

die Abb. 2. Die mit s (Steigbügel) indizierten Grössen enthalten auch Eigenschaften des ovalen Fensters; ebenso die mit t (Trommelfell) bezeichneten solche des Hammers und der Pauke.

Der Schalldruck am runden Fenster ist gleich dem Druck in der Pauke. Dort entstehende Verluste durch Reflexionen usw. seien ebenfalls durch einen Transformator berücksichtigt, der zugleich das Vorzeichen aufhebt. Der Paukendruck entsteht nun aber durch die Schwingungen des Trommelfelles. Die Pauke wirkt dabei wie eine Kapazität und ist somit in Reihe mit C_t zu schalten. Da anderseits das Paukenvolumen nur sehr gering die Rückstellkraft des Trommelfelles bestimmt, kann die eventuell notwendige Korrektur an C_t unterbleiben. Es entsteht Abb. 3.

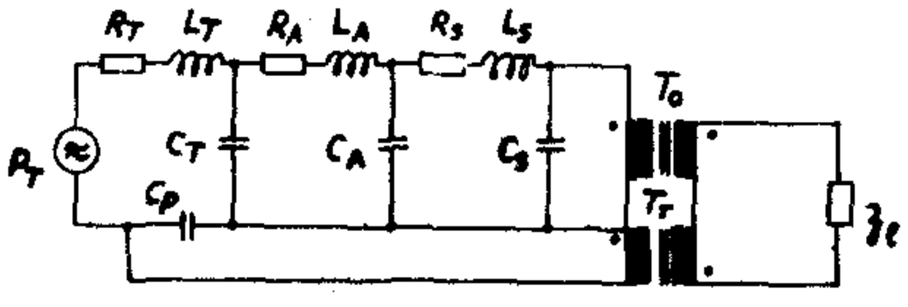


Abb. 3. Einfluss der Pauke.

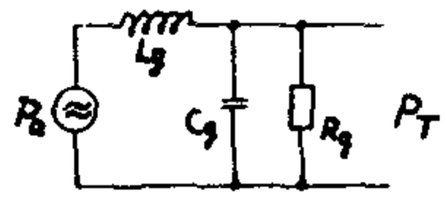


Abb. 4. Der Gehörgang.

Der Gehörgang bringt bei der oberen Grenzfrequenz eine geringe Drucküberhöhung. Dieses kann (allerdings nicht ganz einwandfrei) durch einen Schwingkreis nach Abb. 4

beschrieben werden. Die Resonanzfrequenz liegt bei etwa 3 kHz und der Dämpfungswiderstand R_g ist zo zu bemessen, dass die notwendige Drucküberhöhung von wenigen dB auftritt.

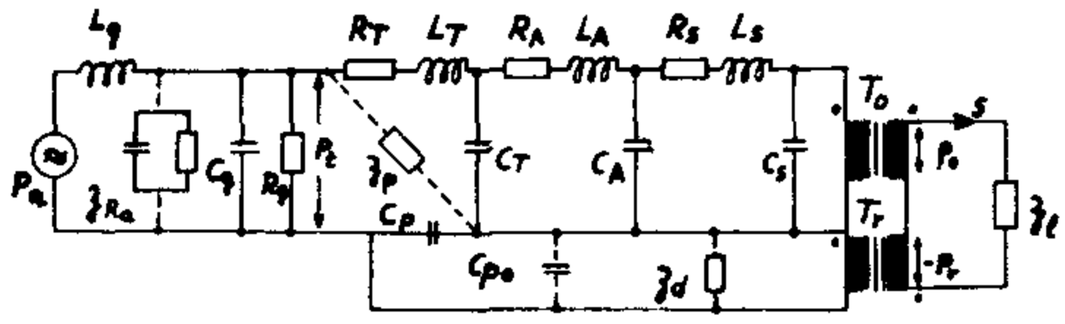


Abb. 5. Das Gesamtschaltbild.

Durch Zusammenfügen dieser Teile entsteht das Gesamtbild (Abb. 5). Auf die gestrichelten Grössen wird noch einzugehen sein. Ideal wäre dieses Schaltbild, wenn die einzelnen Grössen auch quantitativ anzugeben wären. Dieses stösst einstweilen noch auf Schwierigkeiten, und ist für die Hauptanwendung auch gar nicht nötig. Entwickelt wurde es nämlich zur Deutung verschiedener Einflüsse auf den Frequenzgang und die Empfindlichkeit des Ohres. Diese Einflüsse können von Krankheiten, Operationen oder auch Erbanlagen herrühren. Gross ist seine Bedeutung für die hörverbessernden Operationen. Hier wurde es bereits zur Klärung erfolgreich herangezogen.

Der Einfachkeit halber seien hier Messungen an Felsenbeinen diskutiert. Ein einfacher Eingriff besteht in der Perforation des Trommelfelles. Diese kann je nach Lochgrösse durch einen Zusatzwiderstand (mit induktiver Komponente) $\mathfrak{z}_p$ dargestellt werden. Für tiefe Frequenzen entsteht dadurch ein Druckausgleich zwischen Pauke und Gehörgang. Das Trommelfell schwingt weniger (Spannung an C_t kleiner) und der Druck in der Pauke (Spannung an C_p) ist grösser. Da so der Schalldruck am ovalen Fenster fällt und am runden steigt, sinkt die Empfindlichkeit bei tiefen Frequenzen beträchtlich. Für höhere Frequenzen sinkt die Impedanz von C_p, und dadurch wird der Druckausgleich geringer. Insgesamt wurden Verluste um etwa 10 dB/Oktave bei den Tiefen gemessen. Wird das Loch grösser, so sinkt die Impedanz von $\mathfrak{z}_p$. Durch den Verlust an Trommelfellfläche ändert sich zusätzlich noch ein wenig das Übersetzumgsverhältnis des Trafos.

In dieses Übersetzungsverhältnis geht ausserdem der Schwingungsmechanismus des Trommelfelles ein. Die normal kolbenförmige Schwingung kann u.a. durch Krankheit membranförmig werden, wobei weniger Energie aufgenommen wird. Reibungsverluste durch verknöcherte Bindungen der Knöchelchenkette sind durch grössere Verlustwiderstände in Ansatz zu bringen. Bei Entfernung des Amboss entfallen einfach die zu ihm gehörenden Schaltelemente, und es sind sehr interessante Messungen in der Pauke möglich. Zu hörverbessernden Massnahmen zählt die Abschirmung des runden Fensters, sie kann durch einen Widerstand $\mathfrak{z}_d$ berücksichtigt werden. Wichtige Ergebnisse liefert die Verbindung der Pauke mit der Aussenwelt (Vergrösserung von C_p)

Da diese Aufzählung keineswegs vollständig werden kann, sei nur noch kurz der erweiterte Gehörgang besprochen, wie er bei verschiedenen Operationen durch Erschaffung einer Radikalhöhle entsteht. Die dadurch bedingte Volumenvergrösserung bedeutet ein grösseres C_g und somit tiefere Resonanz des Gehörganges. Beim Anlegen eines neuen Fensters hat dieses Bedeutung, weil die Resonanz dann im Hauptsprachbereich liegen möchte.

Abschliessend möchte der Autor Herrn Dr.-med. habil. MEHMKE und Herrn TEGTMEYER für die gute Zusammenarbeit danken.

Beitrag zur Theorie der Schwingungsmechanik des Innenohrs

H. HAUSER

Institut für Nachrichtentechnik der Technischen Hochschule Stuttgart (Deutschland)

Alle bisher veröffentlichen Methoden zur Berechnung der Schwingungsform der Basilarmembran ergaben auf der einen Seite sehr unhandliche Ausdrücke, falls eine Lösung in mathematischer Form gegeben wurde. Andererseits ist die Übereinstimmung mit den physiologischen und psychologischen Befunden nicht in jeder Beziehung befriedigend. Die eindimensionale Behandlung der Schwingungsvorgänge im Schneckenkanal ist eine zu grobe Näherung, als dass man von ihr eine befriedigende Lösung erwarten dürfte. Da die Basilarmembran nur über einen Teil der Kanalbreite gespannt ist, bringt eine zweidimensionale Behandlung des Problems nicht die gewünschte Verbesserung, falls man überhaupt von der Vereinfachung abgeht, die der eindimensionale Ansatz fordert.

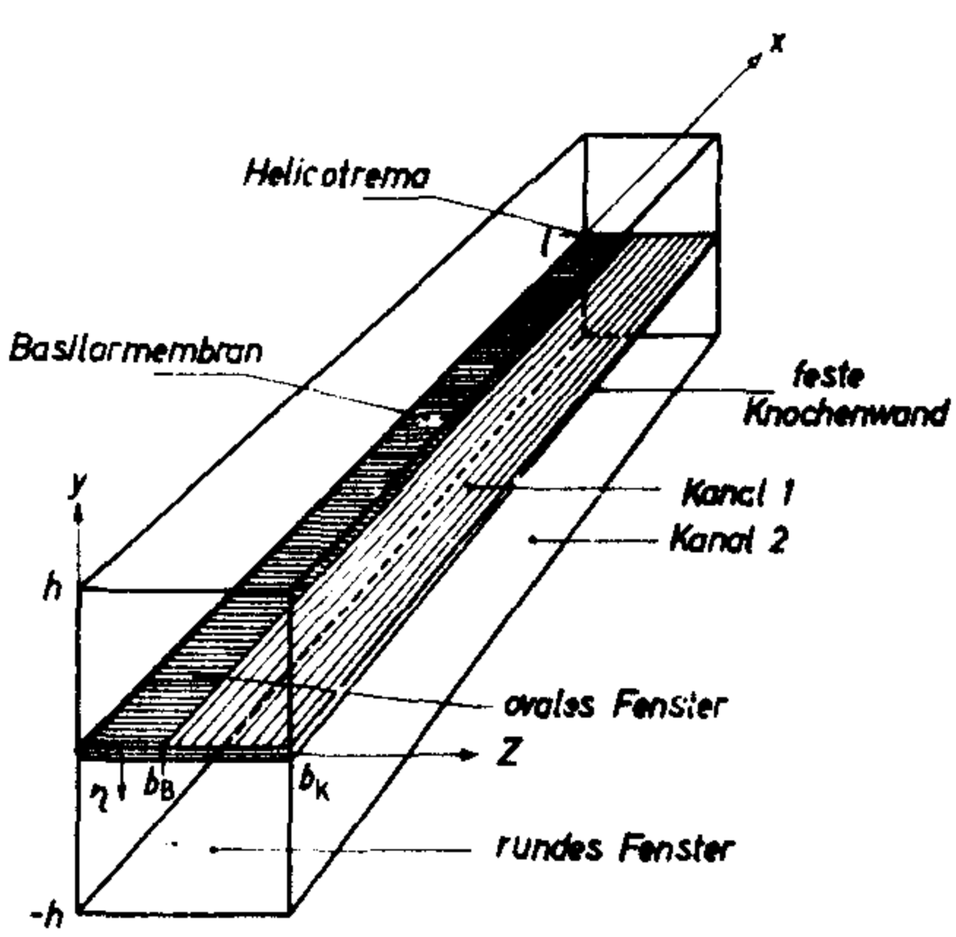


Abb. 1. Vereinfachtes Modell des Schneckenkanals, η bezeichnet die Auslenkung der Membran in —y-Richtung.

Wir gingen deshalb bei unserer Berechnung von den dreidimensionalen Gleichungen eines vereinfachten Modells des Schneckenkanals aus, das in Abb. 1 dargestellt ist. Die Abmessungen sind den Angaben von ZWISLOCKI[1] entnommen. Zunächst setzen wir die Kontinuitätsgleichung und die Bewegungsgleichungen für die Koordinaten x, y und z an, wobei wir annehmen, dass die Kanalflüssigkeit inkompressibel sei. Da wir den ungeheuren Aufwand einer elektrischen Nachbildung unserer dreidimensionalen Gleichungen nicht treiben wollen, müssen wir versuchen, diese mit erlaubten Näherungen auf eindimensionale zu reduzieren. Dies ist nicht etwa dasselbe, wie wenn man von einem eindimensionalen Ansatz ausgeht. Unsere Bemühungen zielen darauf hin, in unseren reduzierten eindimensionalen Gleichungen auch den Einfluss der in y- und z-Richtung schwingenden Kanalflüssigkeit zu berücksichtigen.

Um vereinfachen zu können, müssen wir Voraussagen über das Verhalten in y-

und z-Richtung machen. Dazu wählen wir die Geschwindigkeiten der Flüssigkeit, da hier die Randbedingungen an der Stelle x bekannt sind. Ihr Verlauf lässt sich nach der Theorie der Kanalwellen näherungsweise angeben. Die z-Komponente der Geschwindigkeit ist klein gegenüber der y-Komponente, sodass wir ihren Einfluss hier nicht diskutieren. Für die y-Komponente schreiben wir an der Stelle x folgenden Verlauf vor: Für den Bereich $0 \leqslant z \leqslant b_B$ nehme v_y als Funktion von y vom Maximalwert $-\dot{\eta}$ an der Basilarmembran linear bis auf Null an der Kanalwand bei $y = \pm h$ ab. Für den Bereich $b_B < z \leqslant b_K$ nehme sie von Null bei $y = \pm$h linear bis $h/2$ zu. Als Funktion von z sei v_y konstant über der Basilarmembran, und nehme linear bis auf Null an der Kanalwand bei $z = b_K$ ab. Diese Festlegung der Geschwindigkeit hat Ecken und eine Unstetigkeitsstelle zur Folge, die tatsächlich nicht auftreten. Dies ist aber unkritisch, da bei den nachfolgenden Operationen zur Vereinfachung eine zweimalige Integration über die Geschwindigkeit auftritt. Definiert man für die Impedanz der Basilarmembran pro Längeneinheit $Z = \frac{p_1 - p_2}{\dot{\eta}}$ wobei p_1 den Druck auf die Basilarmembran im Kanal 1, p_2 im Kanal 2 und $\dot{\eta}$ die Auslenkungsgeschwindigkeit in $-y$-Richtung bedeutet, dann erhält man, falls man am Helicotrema $p_1 = p_2 = p_H$ setzt, mit den angedeuteten Näherungen aus den Bewegungsgleichungen für sinusförmige Vorgänge

$$(R + j\omega\varrho)\, v_x + \frac{\partial}{\partial x}\left\{\left(1 + \alpha\, \frac{R + j\omega\varrho}{Z}\right)(p_1 - p_H)\right\} = 0 \quad \text{für Kanal 1}$$

$$(R + j\omega\varrho)\, v_x - \frac{\partial}{\partial x}\left\{\left(1 + \alpha\, \frac{R + j\omega\varrho}{Z}\right)(p_2 - p_H)\right\} = 0 \quad \text{für Kanal 2}$$

und aus der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial x}\, v_x + \frac{\beta}{Z}\,(p_1 - p_H) = 0 \quad \text{für Kanal 1}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\, v_x - \frac{\beta}{Z}\,(p_2 - p_H) = 0 \quad \text{für Kanal 2.}$$

Dabei ist ϱ die Dichte und R der Reibungswiderstand pro Volumeneinheit der Perilymphe, v_x ist der Mittelwert der Geschwindigkeit in x-Richtung. In α und β stehen die Querschnittsabmessungen des Schneckenkanals. Für diese Gleichungen suchen wir uns ein elektrisches Netzwerk, das formal dieselben Gleichungen hat. Bei der elektro-mechanischen Analogie, bei der die Spannung dem Druck und der Strom der Geschwindigkeit entspricht, ergibt sich als Realisierung eine stark gedämpfte Leitung mit variablem Wellenwiderstand. Sie wird durch den in Abb. 2 dargestellten Kettenleiter angenähert, der in x-Richtung pro Glied 0,5 mm realisiert. Die Grösse der Schaltelemente lässt sich bis auf R_{qB} aus dem Koeffizientenvergleich bestimmen, weil die Reibung der Membran explizit nicht bekannt ist. L_l und L_{qK} repräsentieren das Geschehen der Flüssigkeit in den Kanälen; L_{qB}, C_{qB} und R_{qB} realisieren die Impedanz der Membran. Der Bestimmung von C_{qB} liegen die Angaben über die Volumenelastizität der Basilarmembran von VON BÉKÉSY[2] zugrunde. C_o und C_r realisieren die Elastizität des ovalen und des runden Fensters. R_i ist die Impedanz zwischen Trommelfell und ovalem Fenster, wobei die Drucktransformation vom Trommelfell zum

ovalen Fenster noch nicht berücksichtigt ist. Wie der Gang der Rechnung zeigt, ist dieses Netzwerk nicht etwa ein vereinfachtes elektrisches Modell des Schneckenkanals, sondern eine Nachbildung der vereinfachten Differentialgleichungen. Im Netzwerk sind nur der Längsstrom, der Querstrom und die Spannung von A und B gegen Masse proportional den entsprechenden Grössen im Schneckenkanal.

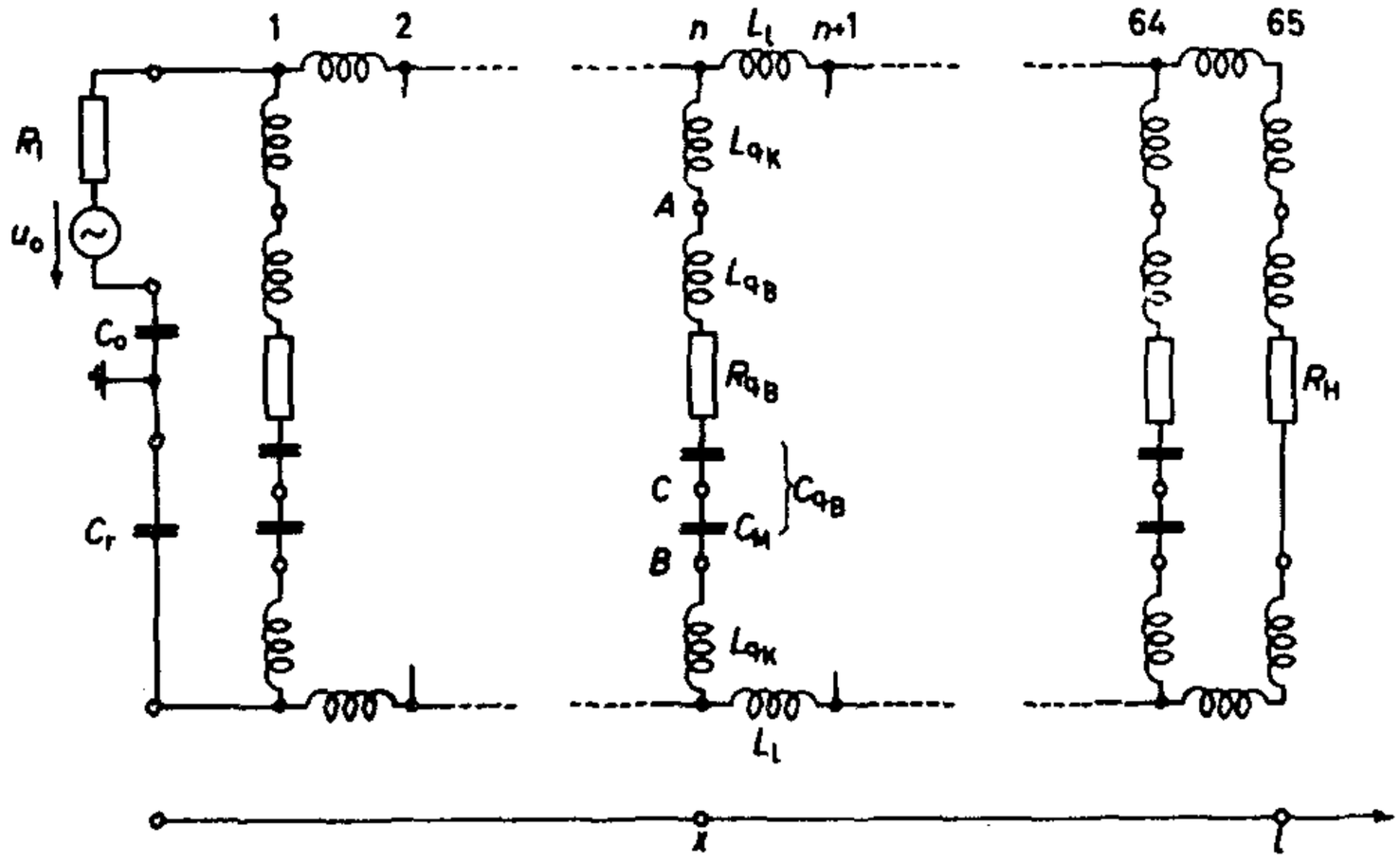
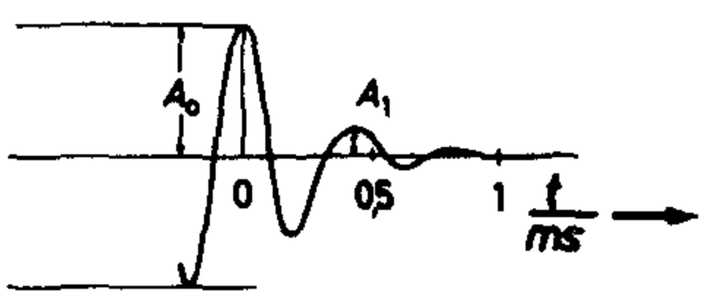


Abb. 2. Elektrisches Netzwerk, das die reduzierten Differentialgleichungen des Schneckenmodells nachbildet.

Der Messung am Netzwerk sind die Stellen A, B und C zugänglich. Die Spannung von A gegen Masse – hier Knochenwand – entspricht dem Druck p_1, von B nach Masse dem Druck p_2. Der Querstrom entspricht der Auslenkungsgeschwindigkeit der Membran. Da uns besonders die Auslenkung der Membran interessiert, die proportional dem Integral über die Geschwindigkeit ist, spalten wir die Querkapazität C_{qB} auf in eine Messkapazität C_M, die wir überall gleich gross machen, und die verbleibende Restkapazität. Die Spannung über C_M ist proportional dem Integral über den Querstrom, also ist die Spannung von C nach B proportional der Auslenkung der Membran an der entsprechenden Stelle.



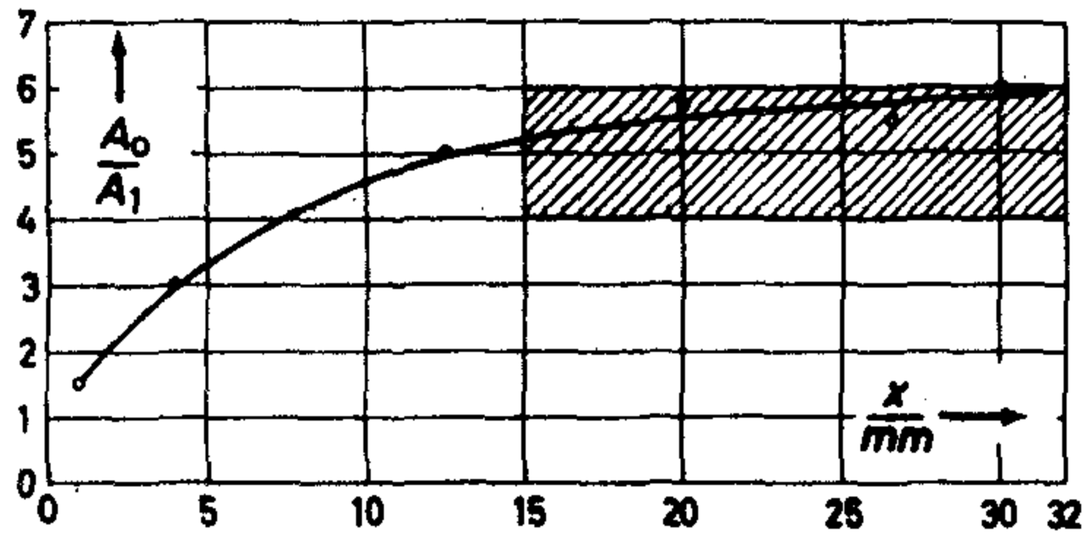


Abb. 3. Ausschwingverhalten der Basilarmembran bei Erregung mit Tonimpulsen. Der dargestellte Ausschwingvorgang wurde an der Stelle $x = 12{,}5$ mm gemessen. Im gestrichelten Bereich liegen die Angaben von VON BÉKÉSY[4].

Damit sind wir in der Lage, zunächst orientierende Messungen bei sinusförmiger Erregung zu machen. Sie dienen dazu, die Widerstandswerte in den Querzweigen zu bestimmen und die Brauchbarkeit des Netzwerks zu prüfen. Am fertigen Netzwerk ergab sich maximal eine Abweichung um 2 mm der Orte der Maximalauslenkung von dem Verlauf nach psychologischen Messungen von ZWICKER[3]. Dabei stimmt die Hüllkurve der Auslenkung gut mit der von VON BÉKÉSY[4] gemessenen Form überein. Die Auslenkung der Membran läuft als Wanderwelle vom Steigbügel zum Helicotrema, und bildet erst bei Frequenzen kleiner als 100 Hz durch Reflexion am Helicotrema stehende Wellen aus. Dabei ist die Wellenlänge auf der Steigbügelseite zunächst gross, und nimmt dann ab, um nach der Stelle, wo die Resonanzfrequenz des Quergliedes mit der erregenden Frequenz übereinstimmt, wieder grösser zu werden. Das erneute Ansteigen der Wellenlänge lässt sich aber nicht mehr messen, da hier die Amplitude bereits Null geworden ist. Erregt man das Netzwerk nicht wie üblich am ovalen Fenster, sondern irgendwo über der Kanallänge, so stellt sich im wesentlichen dieselbe Hüllkurve der Membranauslenkung ein.

Das Verhalten der Membran bei Tonimpulsen ist in Abb. 3 gezeigt. Wir erregen unser Netzwerk mit getastetem Sinus und messen für jede Tonfrequenz jeweils an der Stelle der Maximalauslenkung das Ausschwingverhalten der Membran. Die Ausschwingfrequenz stimmt überall gut mit der erregenden Frequenz überein. Dies ist auch bei den Messungen von VON BÉKÉSY[4] zu sehen.

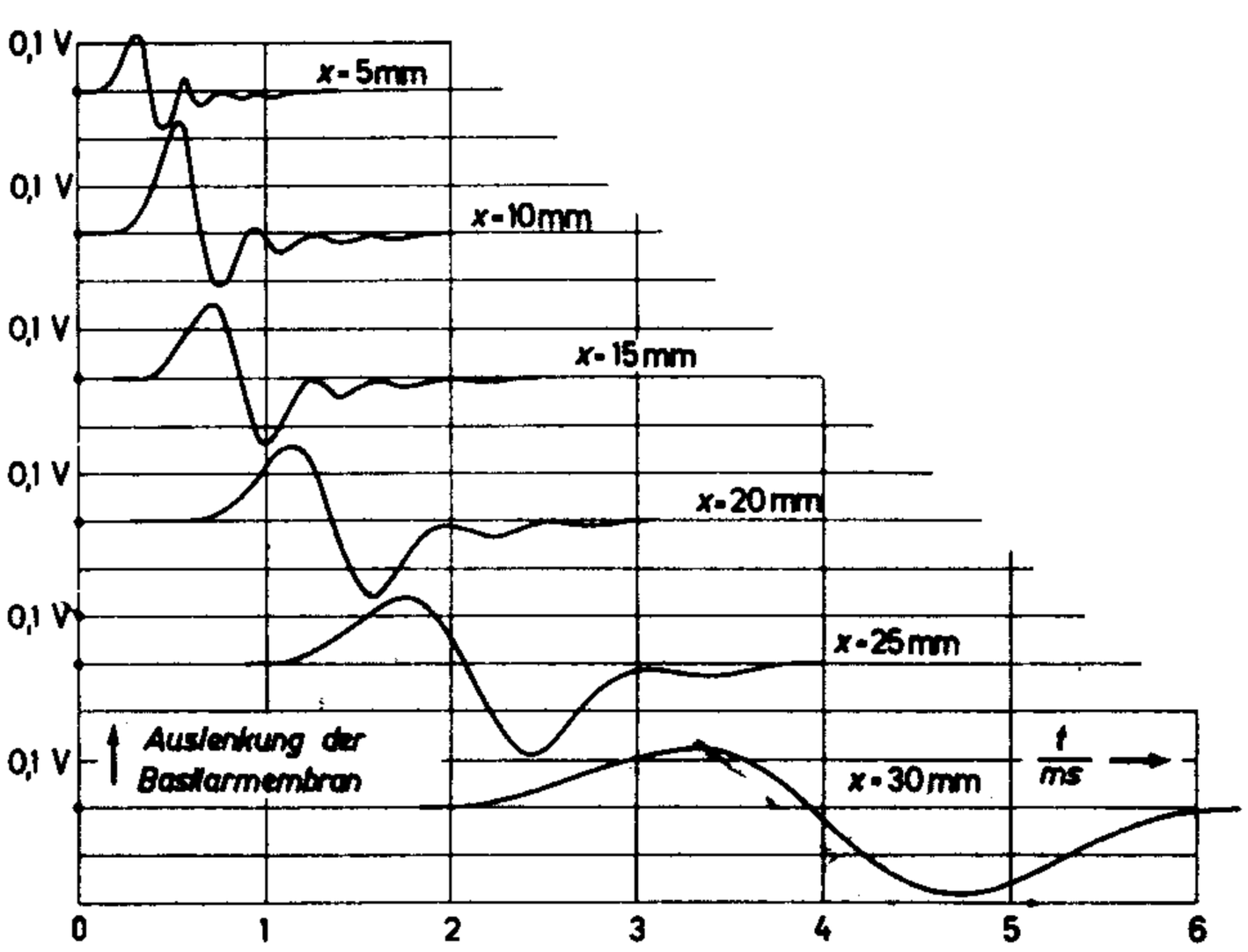


Abb. 4. Auslenkung der Basilarmembran bei Erregung mit Gaussimpulsen der effektiven Breite $t_i = 55\,\mu$Sek.

In Abb. 4 ist das Verhalten der Membran bei Erregung mit Gaussimpulsen der effektiven Breite $t_i = 55\mu$Sek. gezeigt. Es läuft eine Welle über die ganze Membran hinweg, deren Breite zunimmt, da ihr am Anfang Energie bei hohen Frequenzen entzogen wird. Die Amplitude der ersten Auslenkung durchläuft ein Maximum das bei breiteren Impulsen wesentlich stärker ausgeprägt ist, und für zunehmende Breite der Impulse zum Helicotrema wandert. Die Frequenz des Ausschwingens ist etwa gleich der zu dieser Stelle gehörenden Frequenz. Die überlagerte e-Funktion rührt vom Entladevorgang

von R_i und C_0 am Anfang her. Die Laufzeit der Impulse beträgt je nach Breite 2 bis 3,5 mSek., was recht gut mit physiologischen Messungen übereinstimmt.

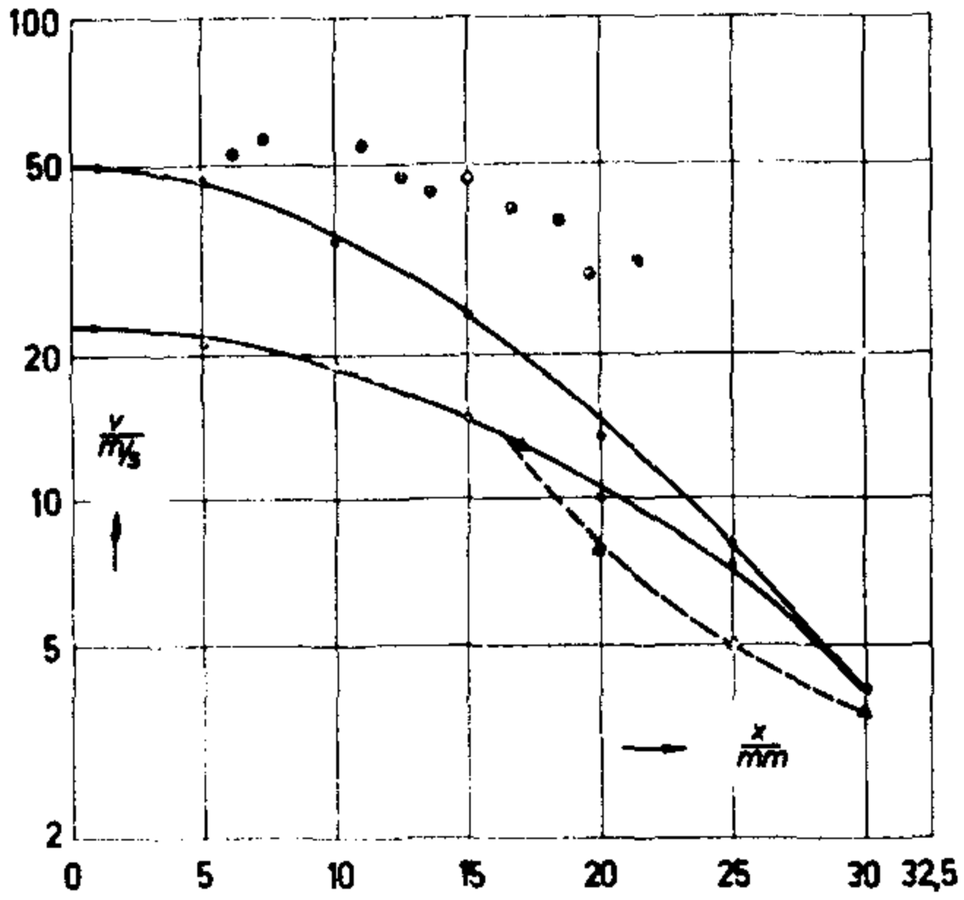


Abb. 5. Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen auf der Basilarmembran bei Erregung mit Impulsen. Die obere ausgezogene Kurve gilt für Erregung mit Gaussimpulsen der effektiven Breite $t_i = 55\,\mu$Sek., die untere für solche der effektiven Breite $t_i = 570\,\mu$Sek. Die gestrichelte Kurve ist nach Messungen von VON BÉKÉSY[4] berechnet. Die eingezeichneten Punkte sind Messergebnisse von SCHUBERT UND ELPERN[5].

Als einzige Auswertung dieser Messung ist in Abb. 5 die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Impulse gezeigt. Die obere ausgezogene Kurve gilt für schmale Impulse ($t_i = 55\,\mu$Sek.), die untere für breite ($t_i = 570\,\mu$Sek.). Die gestrichelte Kurve ist aus den Angaben von VON BÉKÉSY[4] über die Laufzeit eines Funkenknalls auf der Basilarmembran errechnet worden. Die eingezeichneten Punkte sind Messergebnisse von SCHUBERT UND ELPERN[5], die durch psychologische Messungen mit Impulsen von etwa 90 μSek. Breite gewonnen wurden.

Man darf also feststellen, dass die Ergebnisse an unserem Netzwerk, das die vereinfachten Differentialgleichungen unseres Modells nachbildet, einigermassen gut mit der Wirklichkeit übereinstimmen. Es ist damit als leicht zu handhabendes Gerät geeignet, Aufschluss über das Verhalten der Basilarmembran bei beliebigen Schallereignissen zu geben.

LITERATUR

1. J. ZWISLOCKI, *Theorie der Schneckenmechanik*, Dissertation an der E.T.H., Zürich, 1948.
2. G. V. BÉKÉSY, *Akust. Z.*, 6 (1941) 265.
3. E. ZWICKER, *Acustica*, 8 (1958) Beih. 1.
4. G. V. BÉKÉSY, *Akust. Z.*, 8 (1943) 66.
5. E. SCHUBERT UND B. ELPERN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 990.

Appareillage Amélioré pour la Mesure des Courants Microphoniques de l'Oreille

M. BURGEAT ET R. LEHMANN

Faculté de Médecine de Paris et Centre National d'Études des Télécommunications, Paris (France)

GÉNÉRALITÉS

Cet exposé se rapporte exclusivement à la description, à l'étude et à l'utilisation d'un spéculum-sonde acoustique destiné à mesurer de façon permanente la pression sonore effective dans le conduit auditif externe de l'animal testé. Cet appareil permet une étude comparative instantanée et simultanée de la pression sonore efficace agissant en un plan très proche du tympan et des variations de la tension électrique recueillie dans la cochlée.

En effet, jusqu'à maintenant, les divers auteurs qui ont étudié les tensions électriques produites dans l'oreille interne sous l'action de stimuli acoustiques extérieurs, ne connaissaient que très imparfaitement les niveaux acoustiques produits près du tympan et il a semblé intéressant d'étudier une méthode d'application facile[1, 2].

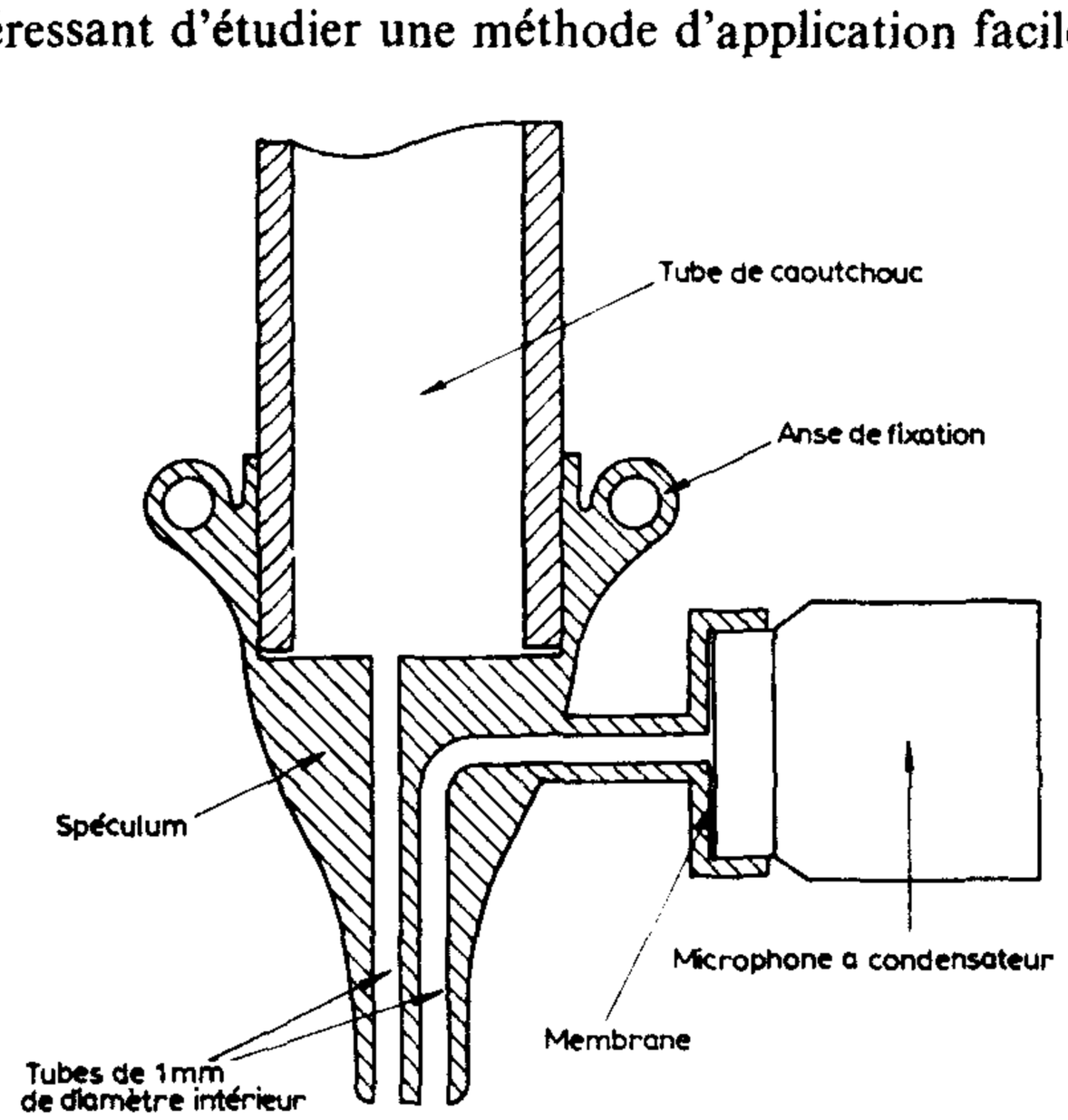


Fig. 1. Vue générale en coupe du spéculum réalisé.

DESCRIPTION DU SPÉCULUM

C'est un spéculum auriculaire à l'intérieur duquel sont soudés deux petits tubes en laiton ayant un diamètre intérieur de 1 mm et de très courte longueur (35 mm environ).

L'un de ces tubes aboutit à une petite chambre acoustique située à la base du spéculum, et sur laquelle se couple de façon étanche un tuyau de caoutchouc utilisé pour l'arrivée du son.

L'autre de ces tubes ressort du spéculum et aboutit au microphone utilisé pour la mesure des niveaux de pression acoustique produits.

Les deux tubes aboutissent côte à côte à l'extrémité inférieure du spéculum.

Le spéculum est muni de deux anses latérales permettant une fixation par ligatures à a peau dans le conduit auditif externe (voir la Fig. 1 donnant une vue générale en coupe du spéculum réalisé).

MANUEL OPÉRATOIRE ET MISE EN PLACE DU SPÉCULUM

Opération

Le cobaye est anesthésié par une injection intrapéritonale de dial (0,3 ml par kg). On pratique une incision sus- et retro-auriculaire permettant d'ouvrir la bulle au-dessus de la base de la cochlée, au niveau de la fenêtre ronde.

A l'aide d'un petit foret à trois facettes, on fait à la main un orifice punctiforme dans le tour basal de la cochlée, au voisinage de la fenêtre ronde.

On place ensuite le spéculum dans le conduit auditif externe et on le fixe par ligature aux tissus superficiels voisins. Le spéculum étant solidement mis en place, on introduit dans l'orifice cochléaire l'extrémité désémaillée d'un fil de nickel-chrome de 50 microns de diamètre, suivant la technique utilisée par le Laboratoire d'Electro-Physiologie du 'Central Institute for the Deaf' de Saint Louis, U.S.A.[2, 3]. L'électrode est cimentée au rebord de l'orifice de la bulle.

Mise en place de la préparation

La préparation est placée à l'intérieur d'un caisson insonore faradisé, lui-même

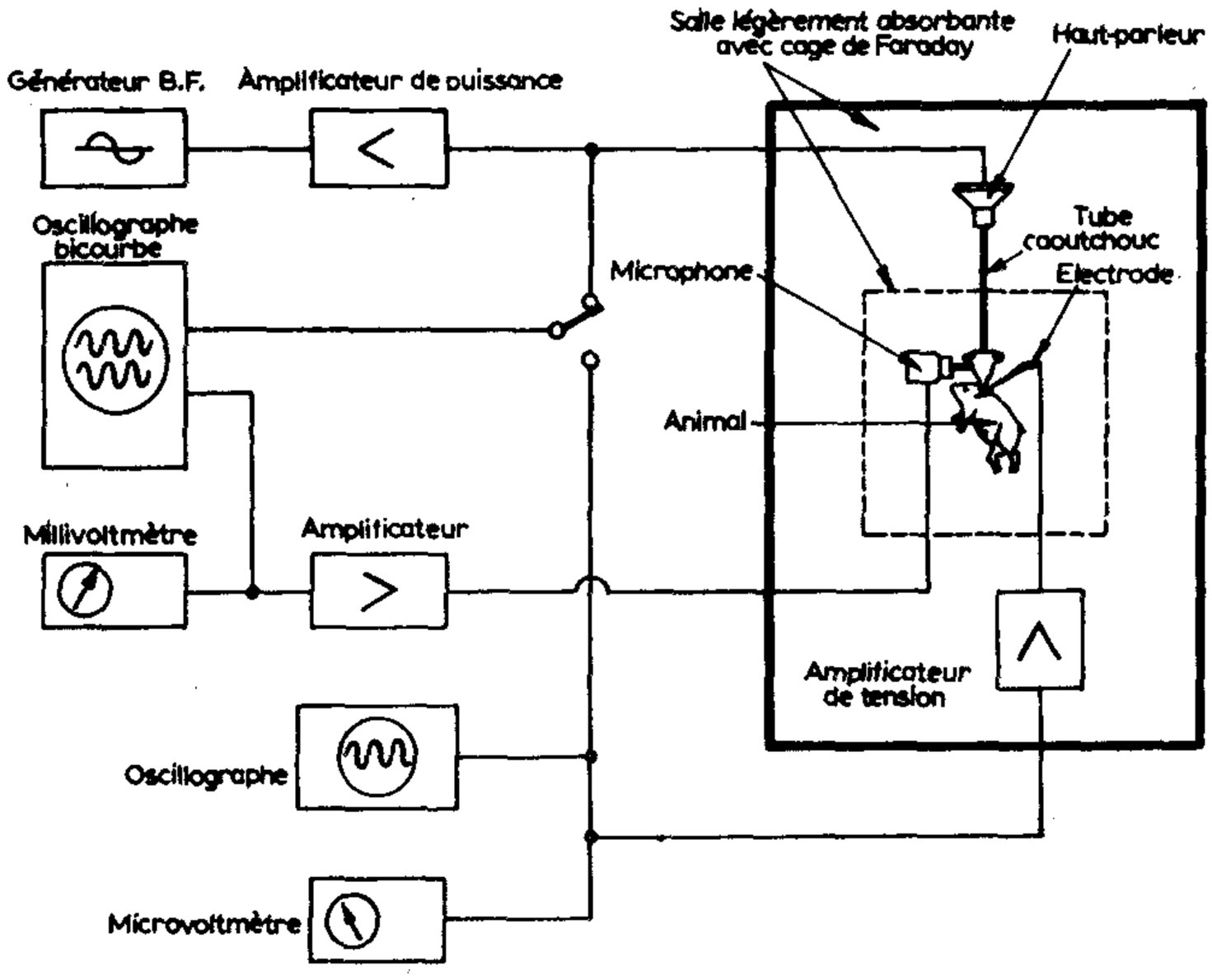


Fig. 2. Schéma simplifié du montage utilisé pour les mesures.

situé, ainsi que le premier étage de préamplification des courants cochléaires, dans une grande cage de Faraday, afin de diminuer l'influence des champs électriques et magnétiques extérieurs.

Connections

L'électrode active est connectée à un préamplificateur alimenté en courant continu afin de diminuer les bruits de ronflement.

L'électrode passive est placée dans le tissu musculaire voisin.

La sortie du préamplificateur est envoyée à l'un des deux canaux d'un oscilloscope bicourbe, tandis que les tensions microphoniques cochléaires sont mesurées à l'aide d'un microvoltmètre à lampes classique.

LES TRANSDUCTEURS ACOUSTIQUES

L'émetteur

La membrane du haut-parleur à chambre de compression utilisé est recouverte d'une cavité métallique conduisant le son dans un tube de caoutchouc d'une longueur de 23 cm, d'une épaisseur de 3 mm et dont le diamètre intérieur est de 15 mm.

L'extrémité de ce tube s'adapte parfaitement à la chambre acoustique du spéculum.

Le récepteur

Il est constitutué par un microphone électrostatique qui s'adapte sur le spéculum à l'aide d'un système spécial de façon que le volume compris entre sa membrane et l'extrémité du petit tube-sonde soit très réduit (inférieur à 0,5 cm^3). Le microphone, sans le spéculum, peut ainsi être facilement étalonné par une méthode primaire. On peut également l'étalonner en champ acoustique libre, avec et sans spéculum, ce qui permet de déterminer, avec une précision semblant suffisante pour cette expérimentation, l'influence de ce spéculum sur la caractéristique du microphone.

MESURES

Le circuit

La Fig. 2 donne un schéma simplifié du montage utilisé pour ces mesures. On peut y distinguer principalement l'oscilloscope bicourbe qui permet simplement et rapidement de contrôler, d'une part si la tension électrique aux bornes de l'émetteur et la pression acoustique produite sont sinusoïdales et en phase, d'autre part les formes respectives de la pression acoustique produite et de la tension microphonique cochléaire, afin de vérifier les distorsions[4]. On a ainsi également un contrôle permanent du fonctionnement de l'électrode active et de l'état de l'animal expérimenté.

Protocole des mesures

Étude acoustique du spéculum

Le spéculum a été préliminairement étudié en laboratoire comme cela a déjà été précisé au paragraphe précédent. Aux fréquences inférieures à 5000 Hz, le système fonctionne parfaitement et les erreurs de mesure sont faibles. Aux fréquences supé-

rieures à 5000 Hz, des difficultés apparaissent, tant pour l'émission du son que pour sa mesure à l'aide de la sonde acoustique, principalement lorsqu'on utilise des pressions inférieures à 90 dB, étant donné l'atténuation dans les petits tubes métalliques. Aux niveaux supérieurs à 90 dB, d'autre part, semble généralement apparaître une distorsion notable dans les courants microphoniques cochléaires.

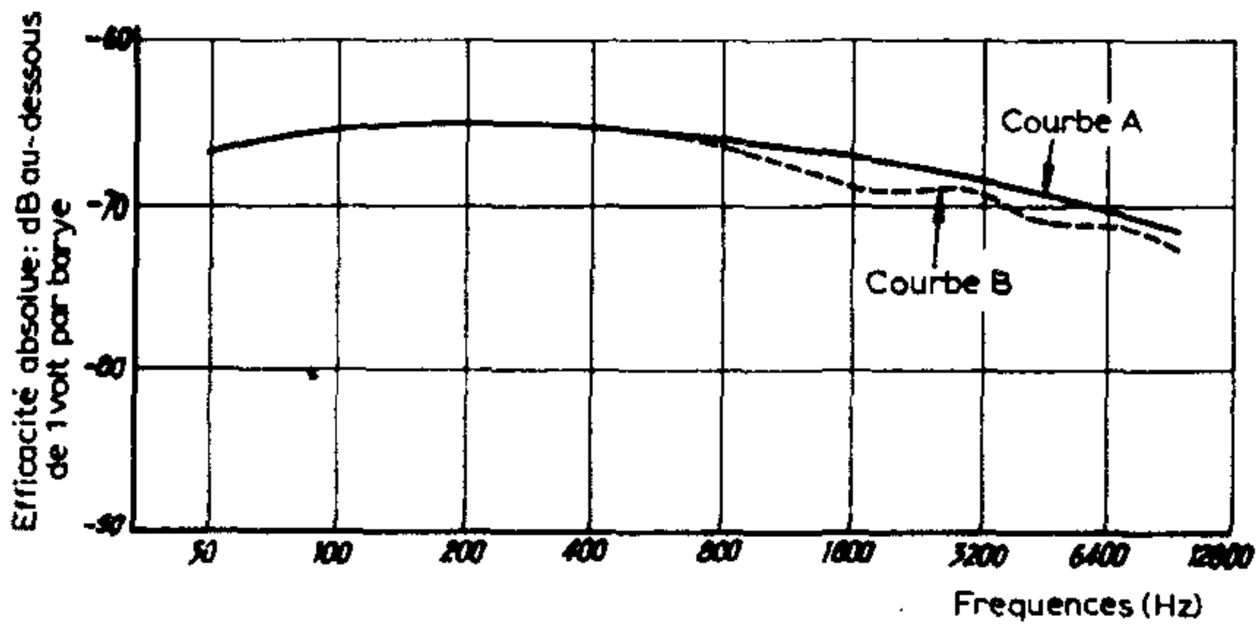


Fig. 3. Influence du spéculum sur la réponse du microphone à condensateur.

La Fig. 3 montre, d'une part la courbe de réponse du microphone entre 100 et 10.000 Hz relevée à l'aide de la méthode de la grille électrostatique (courbe *A*), d'autre part la courbe du même microphone muni du spéculum (courbe *B*), la correction du spéculum ayant été déterminée comme cela a été précisé au paragraphe précédent.

Mesures sur l'animal

Une application directe du dispositif précédemment décrit a été faite pour la mesure des courants microphoniques cochléaires en introduisant le spéculum dans le pavillon de l'oreille d'un cobaye à une distance du tympan qui n'a pas été déterminée avec

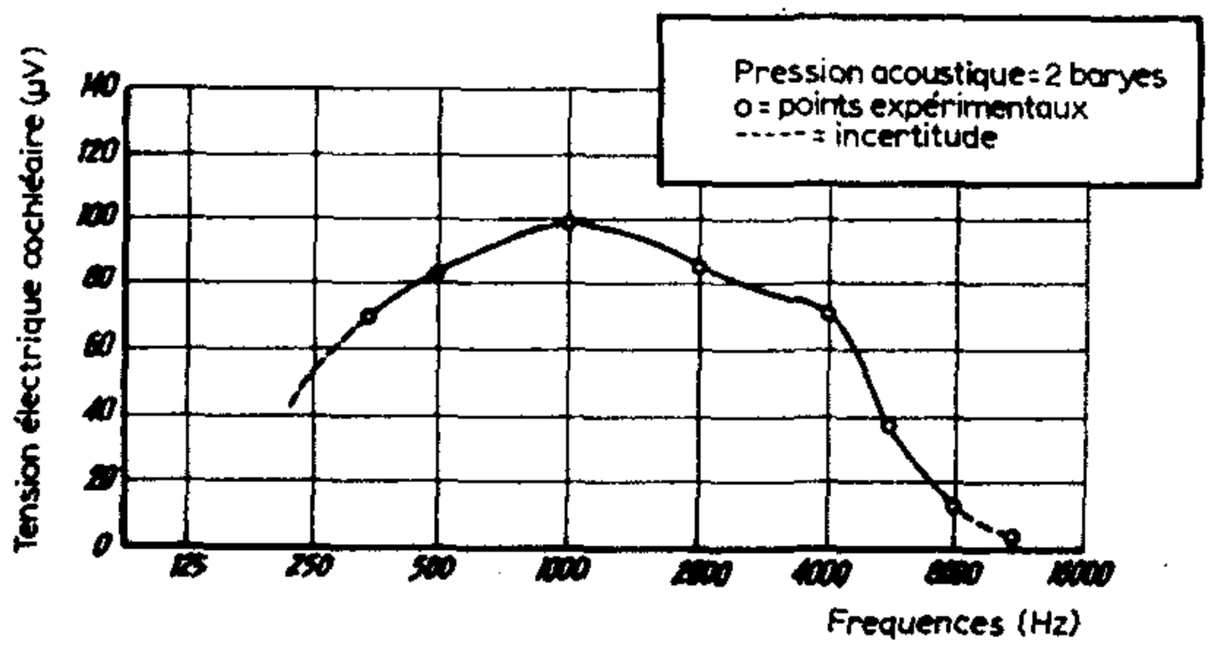


Fig. 4. Courbe de variation de la tension microphonique cochléaire en fonction de la fréquence.

précision. La Fig. 4 montre la courbe obtenue dans ces conditions et qui met en évidence la variation de la tension électrique cochléaire en fonction de la fréquence pour une pression acoustique constante et égale à 2 baryes à la sortie du spéculum.

CONCLUSIONS

Le dispositif décrit et l'appareillage utilisé ne présentent pas d'originalité propre, mais ils permettent cependant d'exécuter des mesures d'électrophysiologie acoustique avec le maximum de sécurité.

Ils pourront être étendus, dans l'avenir, à des mesures analogues dans le but de rechercher l'action de stimuli acoustiques de formes diverses sur les animaux, tant sur l'audition que sur leur comportement général. En particulier, il pourra être intéressant de déterminer la variation du coefficient d'absorption acoustique des animaux en fonction de leur constitution et de la nature de leur peau[5].

BIBLIOGRAPHIE

1. H. DAVIS, B. E. GERNANDT, J. S. RIESCO-MACLURE ET W. P. COVELL, *J. Acoust. Soc. Am.*, 21 (1949) 502.
2. M. VAN EYCK, *Acta Clin. Belg.*, 6 (1951) 24.
3. H. DAVIS, C. FERNANDEZ ET D. R. MAC AULIFE, *Ann. télécommun.*, 6 (1951) 197.
4. E. G. WEVER ET M. LAWRENCE, *J. Acoust. Soc. Am.*, 21 (1949) 127.
5. E. ACKERMAN, R. W. FARWELL, F. ODA ET A. ANTHONY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 1105.

Simulation of the External Spiral Innervation of the Cochlea

W. A. VAN BERGEIJK

Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, N. J. (U.S.A)

The innervation of the cochlea can be divided into four groups. One group is formed by the external spiral fibers which cross the arch of Corti, course underneath the external hair cells and connect through side branches to numerous outer hair cells. Very little seems to be known about the external fibers, both as to anatomy and function. The anatomists are not in agreement on the length or direction of these fibers, and they are even less definite about the number of side branches or of hair cells innervated. About the function of this type of innervation, no more than speculation is extant.

In this paper I will trace a line of thought and present some model experiments, which lead to a theory of the function of the spiral innervation. Consider the junction point *J* in Fig. 1. Here branch-fibers *A* and *B* join to form fiber *C*. Suppose an impulse

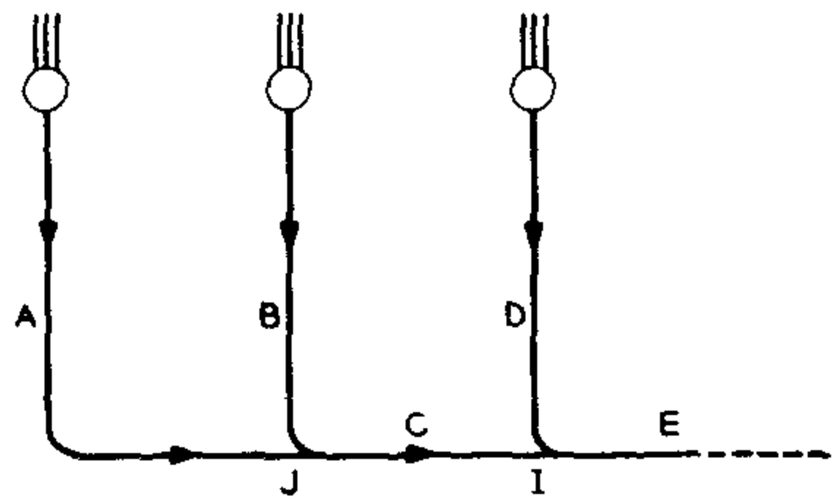


Fig. 1. Diagram of spiral nerve. At the junctions *J* and *I* impulses from *A* and *B*, respectively *C* and *D*, may be blocked because of refractoriness of the junctions in the wake of a preceding impulse.

from *A* has just passed through *J*; now *J* will be refractory for a short time, and an impulse arriving at *J* from *B* will be blocked. It will also lengthen the refractory time, such that the next impulse from *A* may be blocked, and so forth. Clearly, the amount of blocking at *J* is closely tied to the frequency of impulses in *A* and *B*. If both branches are firing at a very low rate, say around five per second, and the firing epochs are randomly distributed, the probability of interference is small. I would rather express this reciprocally, and say that the probability of addition of *A* and *B* into *C* is great. At the other end of the scale, *A* may be firing at saturation level, *i.e.* impulses are conducted in as high a frequency as the refractory time constant will allow. In that case it would be impossible for the other branch *B* to interpolate impulses, and the probability of addition reaches zero. However, as pointed out earlier, impulses in *B* may lengthen the refractory time of *J*, and so block impulses from *A*. Thus, the probability of addition may become negative, *i.e.* subtraction takes place. Although this mechanism seems to lend itself quite naturally to formal analysis, there does not appear to be a mathematical tool to handle it conveniently; especially long chains of these junctions, where *C* and another branch *D* converge at junction *I* to form *E*, etc. may be difficult to manage. For this reason, I decided to simulate the external spiral

innervation by means of simple nerve analogs. HARMON[1] recently described such an analog. By making long chains of these units, and connecting them to an analog network of the cochlea[2] the spiral innervation is simulated.

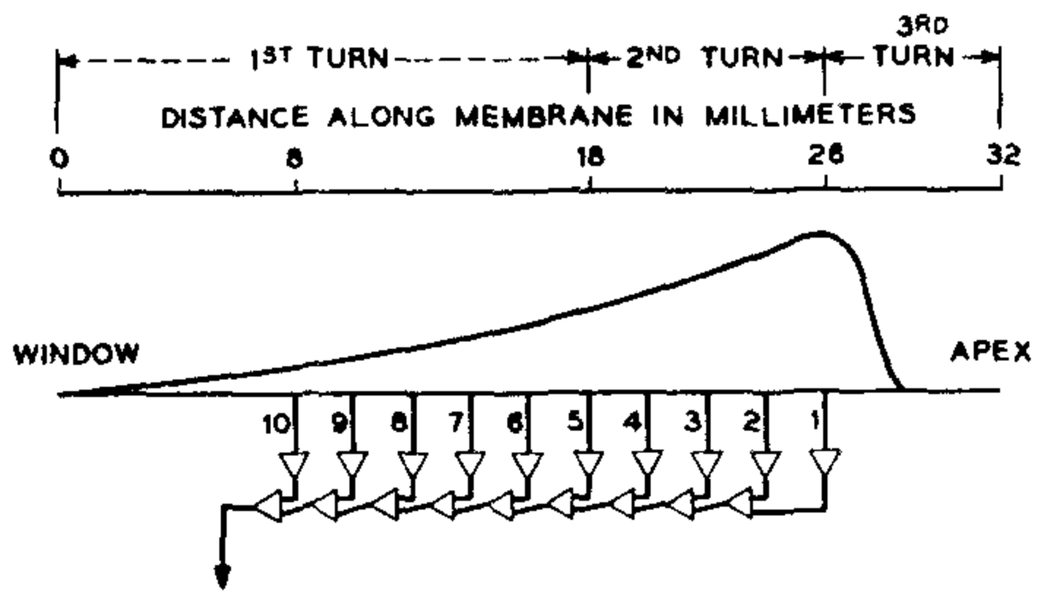


Fig. 2. Diagram of experiment. The cochlear analog network is calibrated in steps corresponding to position along the real membrane in millimeters. The displacement envelope of a 1 kc/s sine wave is indicated; numbering of neurons discussed in text.

Let me consider one of the several experiments that were done. Suppose the nerve runs toward the apex, and its branches are ten in number, evenly spaced at 2 mm intervals (Fig. 2). The output of an artificial neuron is a train of pulses; the frequency of the train is proportional to the input voltage. Since neuron 1 in Fig. 2 is closest to the envelope maximum, it will be stimulated supraliminally before any of the others, as the intensity of the stimulus (1 kc/s sine wave) is increased. As intensity is further increased, all neurons in turn become activated, but by the time threshold is reached for neuron 10, neuron 1 is reaching saturation, *i.e.* it fires at its maximum frequency.

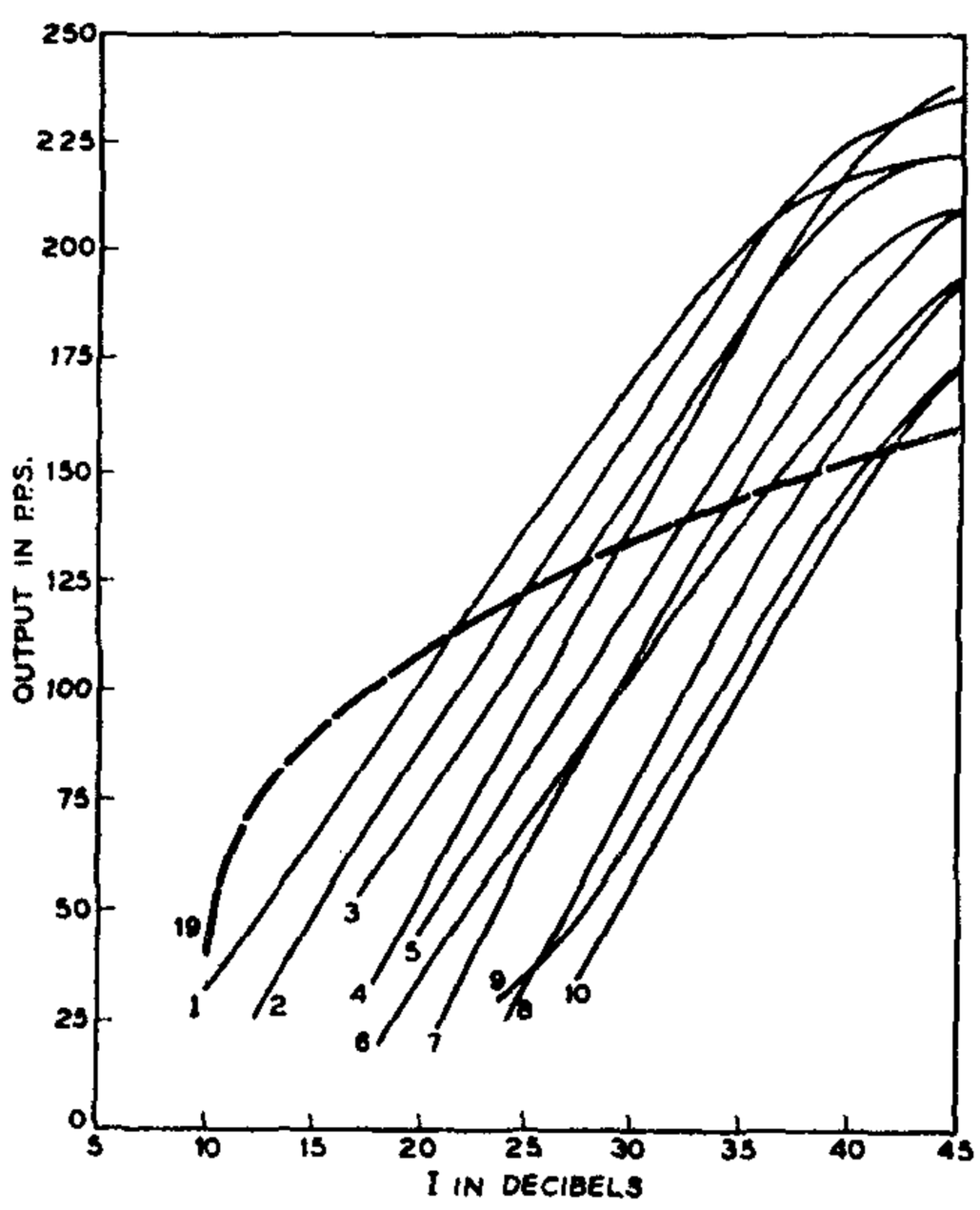


Fig. 3. Results of experiment outlined in Fig. 2. Numbers correspond to neuron numbers in Fig. 2; neuron 19 is the last neuron in the chain, the one at far left in Fig. 2.

Fig. 3 illustrates the process; intensity in decibels is plotted *vs* output frequency in pulses per second. Typically a single neuron goes from threshold firing to saturation firing in about a 20 db range. When we look at the output of the composite 10-branch fiber (here the output of neuron 19), we see that the response is graded over a much larger range. In other words, the dynamic range of the system has been extended. In our model it is possible to look at intermediate locations of the "fiber" as well as at the

last output. Fig. 4 shows the results of such an experiment; the shorter the chain of sidebranches, the steeper is the slope of the line relating input intensity and output frequency, until, of course, the limit is reached when there is only one sidebranch left. From this result we may draw the conclusion that the dynamic range of a spiral nerve fiber is directly related to its number of side branches or to the number of sensory cells innervated by the fiber. Conversely, then, it might be possible to estimate the number of side branches from the slope of the intensity-frequency curve. Experiments were done also with the fiber running in different directions (to apex, base, or both). This leads to the conclusion that the dynamic range of the fiber is invariant under topological distortion of its course.

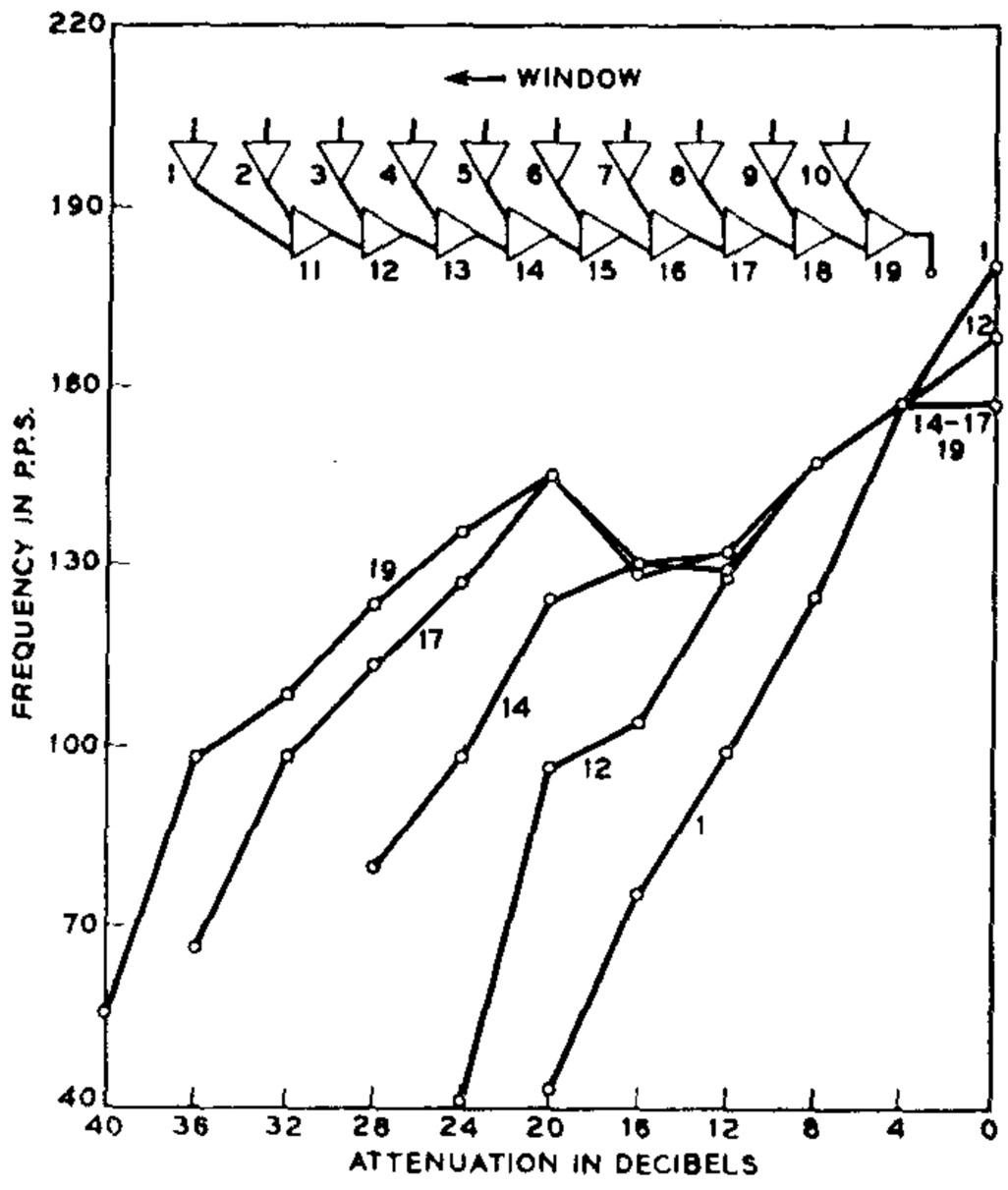


Fig. 4. Spiral fiber running towards base of cochlea. When the number of effective sidebranches is reduced by taking readings at points other than neuron 19, the steepness of the function relating intensity to output frequency (in pulses per second) increases. Numbers on curves refer to the neurons from which the curves were obtained.

Of the many speculations which could be made on the basis of these experiments, I would like to mention one. It concerns the phenomenon of recruitment. If the total number of nerve impulses emerging through the eighth nerve is a measure of loudness[3], then our curves may be interpreted as loudness curves. If some side branches of the nerve fibers become incapacitated as a result of pathology or trauma, the slope of the loudness function becomes steeper, especially near threshold. The curves of Fig. 4 resemble the classical recruitment curves. This explanation of recruitment does not require the assumption that sensory cells are divided in classes of different sensitivities, for which no physiological evidence exists. Random elimination of sensory cells will result in recruitment, as long as part of the nerve fiber and its associated hair cells is still intact. When the whole fiber degenerates, recruitment will vanish; there is clinical evidence to support the latter contention.

REFERENCES

1. L. D. HARMON, *Science*, 129 (1959) 962.
2. B. P. BOGERT, *J. Acoust. Soc. Am.*, 23 (1951) 151.
3. H. FLETCHER, *Speech and Hearing in Communication*, Van Nostrand, Princeton, 1953, p. 269.

Hearing by Bone Conduction

E. L. R. CORLISS, E. L. SMITH AND J. O. MAGRUDER
National Bureau of Standards, Washington, D.C. (U.S.A.)

Threshold of hearing by bone conduction, for vibrations applied at the center of the forehead and also for vibrations applied at each mastoid have been measured on a small group of young people whose hearing showed no clinically observable defects. The results have been obtained in quantitative physical terms, for a flat driving tip of 2 cm diameter. A coupling force of 1 kilogram was used.

On each subject, the mechanical load presented to the driving tip was measured simultaneously with the threshold determination, by a method similar to that described

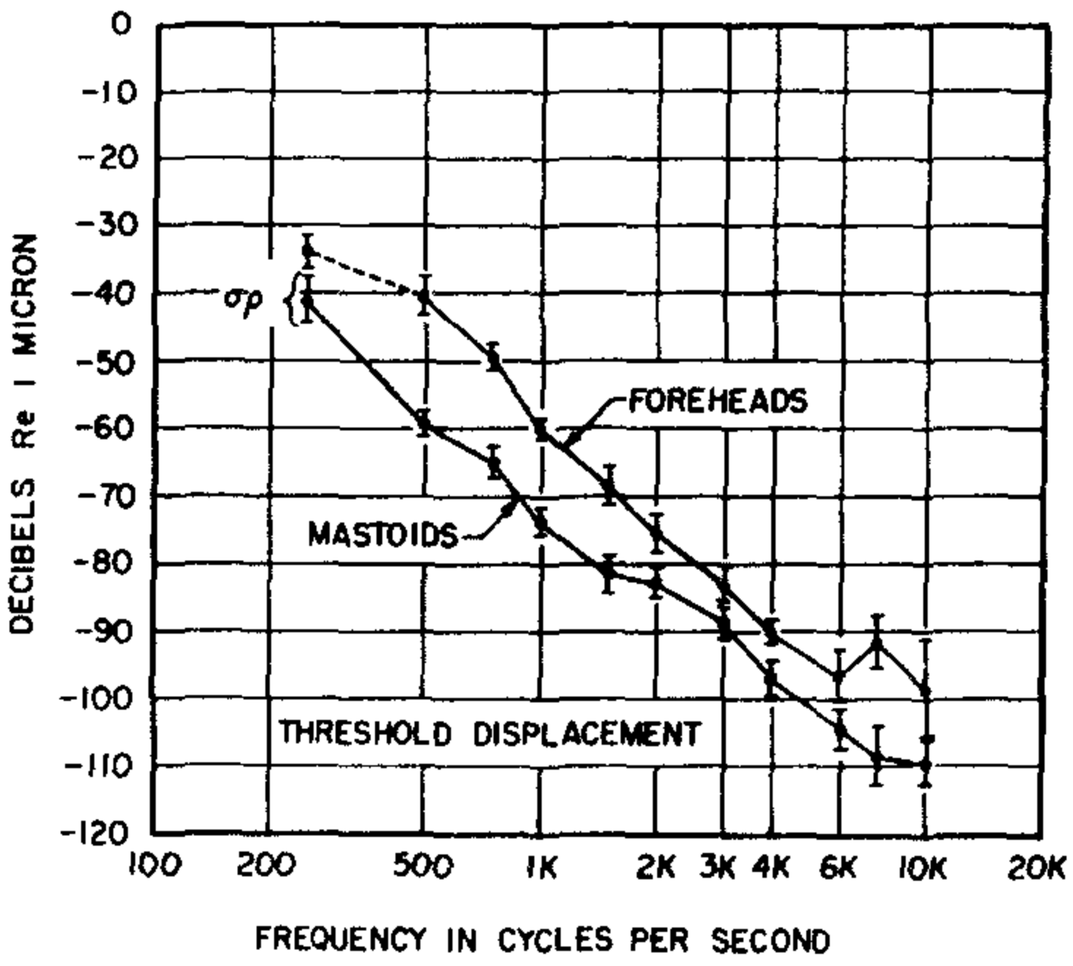


Fig. 1. Rms displacement amplitude of driving tip at threshold of hearing, modal for 12 subjects. Bars indicate estimated standard deviation of individual thresholds.

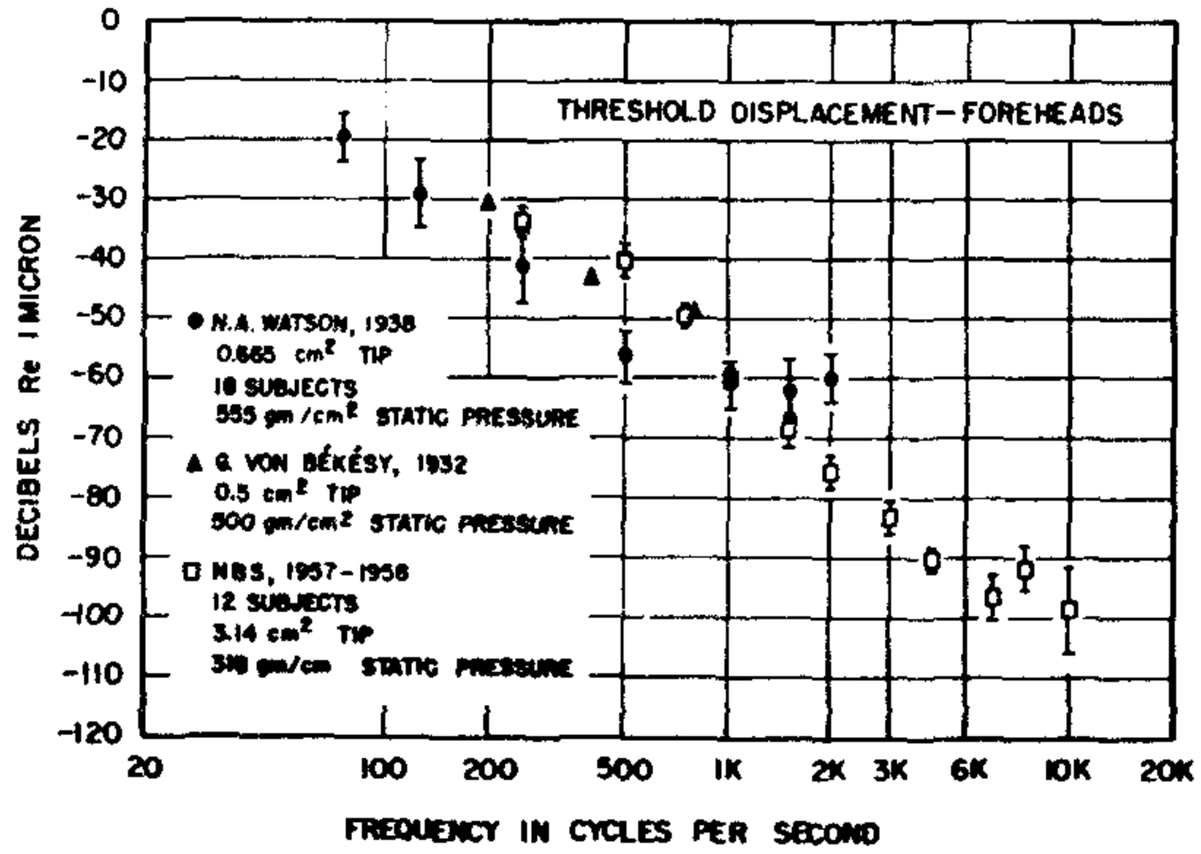


Fig. 2. Rms displacement amplitude of driving tip on forehead at threshold of hearing: comparison with previous investigators.

by CORLISS AND KOIDAN[1]. From these measurements, the threshold may be expressed in several ways. In terms of the least rms amplitude of the driving tip giving rise to a sensation of hearing, the results are presented in Fig. 1. These are the median values for 12 subjects. As the mean values agree within 1 db with the median values, the

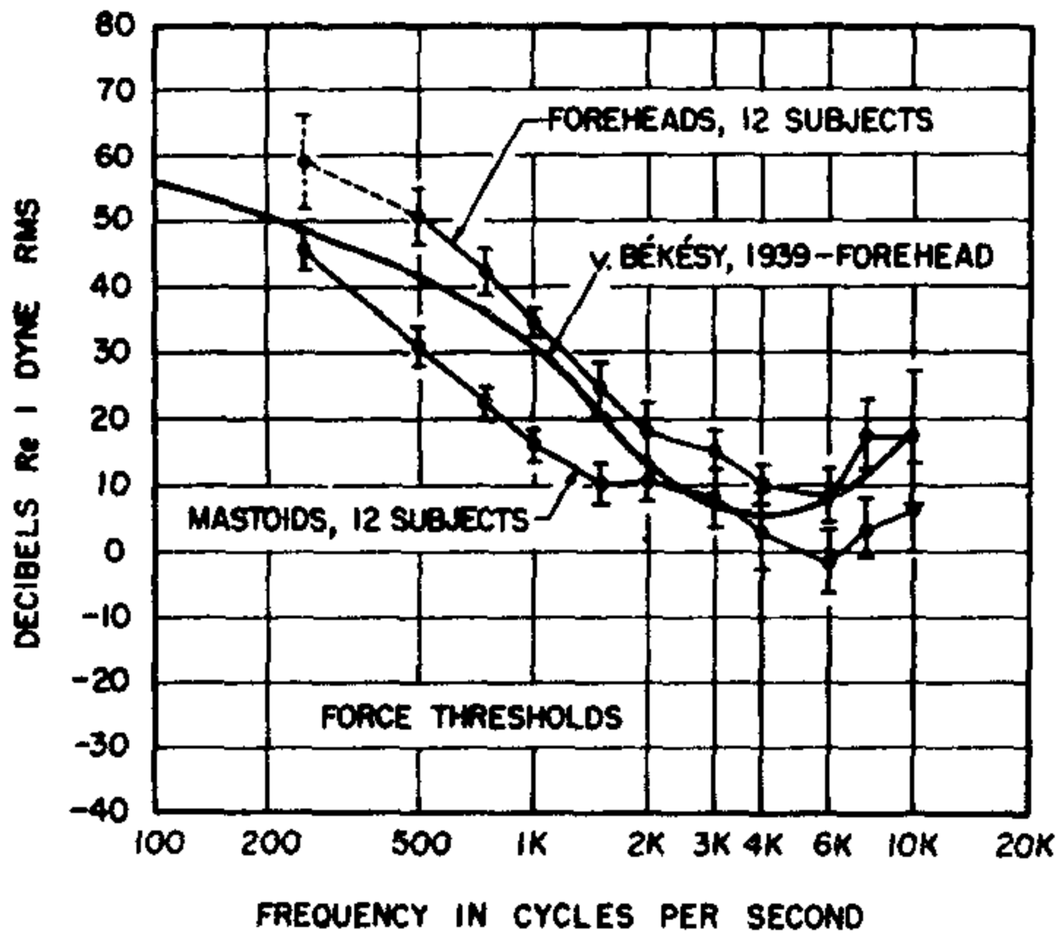


Fig. 3. Rms force amplitude at threshold of hearing, median for 12 subjects.

values presented in Fig. 1 may be inferred to be within 1 db of the modal values representing the group. These data are in a form comparable to results obtained by previous investigators.

A comparison with some previous investigations is shown in Fig. 2. The threshold displacement amplitude decreases with frequency at a slope of 12 db per octave, thus the magnitude of the acceleration imparted to the head at the threshold of sensation is very nearly independent of frequency.

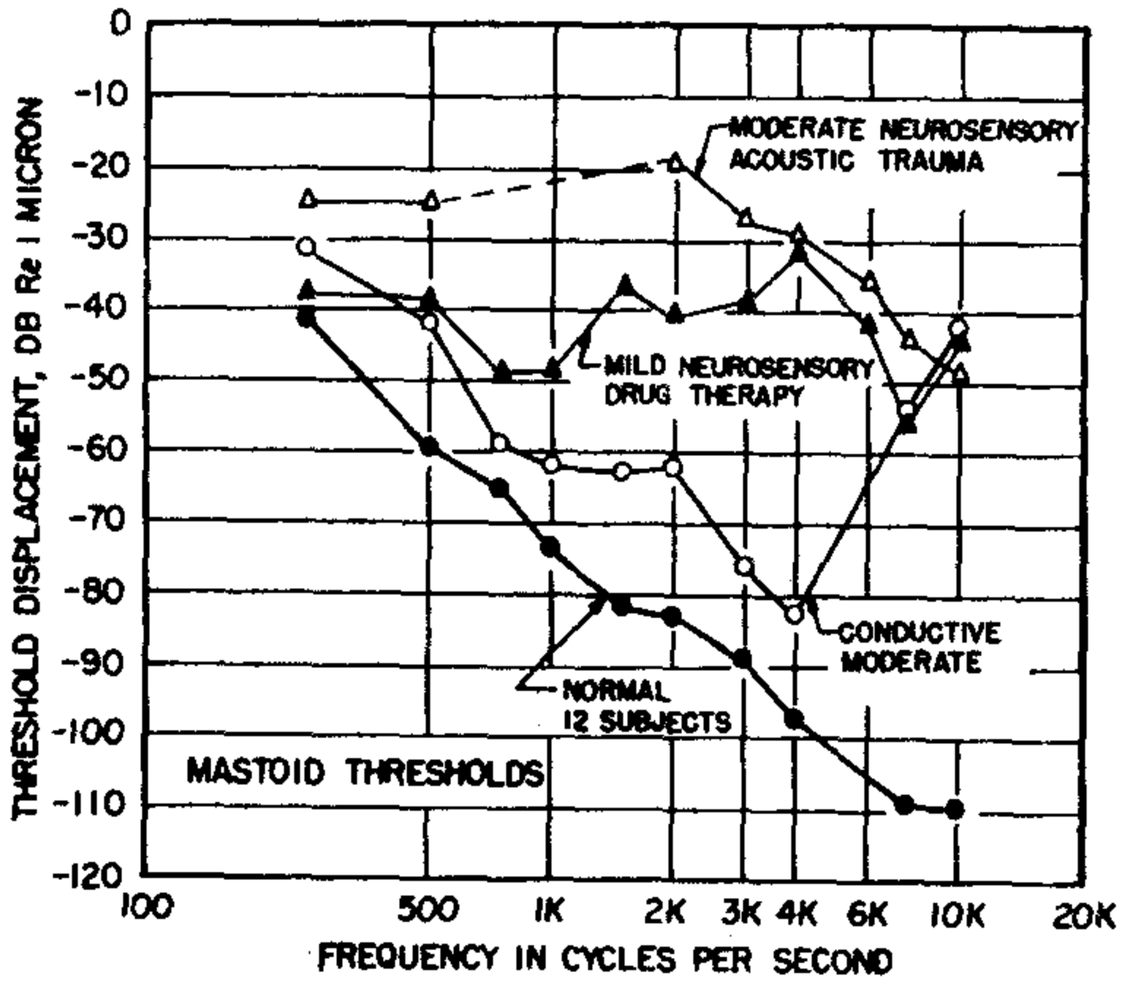
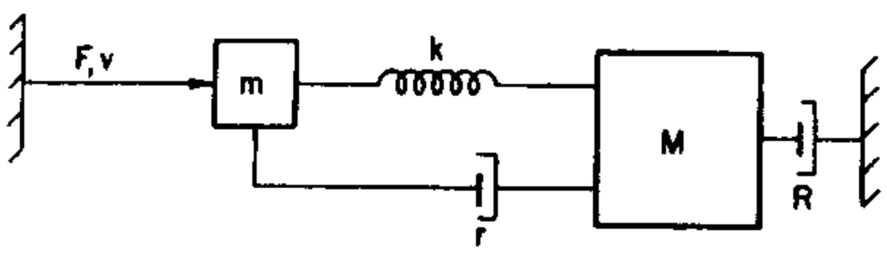


Fig. 4. Comparison of the displacement amplitude at threshold of hearing by bone conduction for typical cases of damaged hearing with the normal median threshold displacement amplitude.

Combining the displacement amplitude and impedance data permits determination of the threshold of hearing in terms of the least force amplitude giving rise to sensation. These results are shown in Fig. 3; for comparison an early measurement by von Békésy is included.

In addition, several hard-of-hearing persons with well-diagnosed losses have been measured. Results in terms of displacement threshold are shown in Fig. 4.

For a larger group of persons, including the young normal persons whose thresholds are reported here, detailed measurements on mechanical impedance presented by the head and mastoid to the driving tip have been made. These can be described by a set of five parameters. Modal values for these parameters are tabulated in Fig. 5. The method and apparatus used are similar to those described by CORLISS AND KOIDAN[1], but the driving tip was made more compact, so that it was stiffness-controlled below 7500 c/s. Some irregularities in the threshold data in the vicinity of 7500 c/s may be due to the proximity of the first driver resonance.



MODAL VALUES

	k DYNE/CM	m GM	r DYNE-SEC/CM
FOREHEADS			
33 SUBJECTS	4.2×10^6	1.7	3.2×10^4
σ_{est}	30%	45%	20%
MASTOIDS			
23 SUBJECTS	3.8×10^6	1.3	3.7×10^4
σ_{est}	40%	45%	20%

COMBINED FOREHEAD AND MASTOID DATA	M KG	R DYNE-SEC/CM
ALL SUBJECTS	2.4	3.4×10^5
σ_{est}	20%	25%

Fig. 5. Parameters describing the mechanical impedance of the human head and mastoid.

The impedance-measuring equipment was calibrated by wringing known masses on to the driving tip with a thin film of stopcock grease. The displacement-monitoring equipment was calibrated by making the driving tip the sliding closure on a 2.3 cm^3 coupler, and measuring the sound pressure generated. The calibration was performed at a displacement amplitude of about 10 millimicrons, with a signal-to-noise ratio always in excess of 20 db. The greatest source of uncertainty is the placement of the coupler and calibrating microphone. The assembly must form a free-sliding sleeve over the moving driving tip. Single calibrating runs differed over a range of 3 db; numerous runs were taken, and the results were averaged.

REFERENCE

1. E. L. R. CORLISS AND W. KOIDAN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 1164.

Étude Expérimentale du Mécanisme de la Stimulation de l'Oreille par Voie Osseuse

J. P. LEGOUIX ET S. TARAB

Laboratoire de Neurophysiologie Générale du Collège de France, Paris (France)

La plupart des auteurs envisagent deux mécanismes principaux de transmission des vibrations osseuses à l'oreille interne. Le premier est le mécanisme de translation ou d'inertie, qui fait intervenir les mouvements relatifs des osselets par rapport à la cochlée. Le deuxième est le mécanisme de compression qui fait intervenir la compression du liquide périlymphatique par les parois osseuses mises en vibration. De nombreux travaux ont été consacrés à l'étude de ces deux mécanismes et ont conduit à admettre que le mécanisme de translation prédomine aux fréquences basses, tandis que le mécanisme de compression prédomine aux fréquences élevées.

Dans le présent travail nous avons cherché à obtenir de nouvelles données sur ces mécanismes et en particulier sur les modifications de phase de la réponse microphonique cochléaire aux stimulations appliquées par voie osseuse, lorsque la chaîne ossiculaire est modifiée de diverses manières.

L'animal utilisé était le cobaye. Les variations d'amplitude et de phase présentées

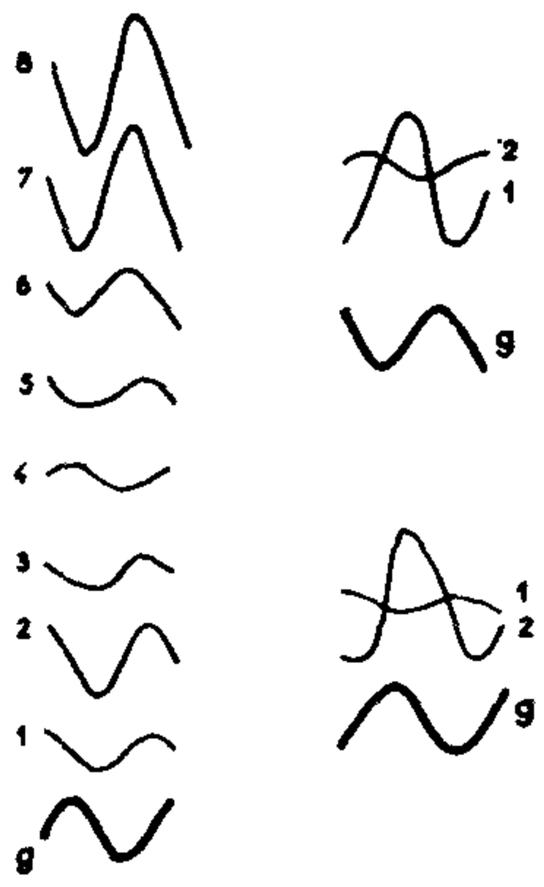


Fig. 1.

à gauche:
g, Potentiel de sortie du générateur de son.
1 à *8*, Potentiel microphonique, variations d'amplitude et de phase au cours de l'introduction progressive d'huile de vaseline dans la bulle.
4 et *5*, Inversion de phase de 180° et minimum d'amplitude.

à droite:
en haut: *1*, P.m. oreille normale. *2*, P.m. après immobilisation des osselets, avance de phase et diminution d'amplitude.
en bas: 1, P.m. oreille normale. 2, P.m. après fixation d'une particule métallique sur le marteau, augmentation d'amplitude et retard de phase.

fréquence: 500 Hz.

par le potentiel microphonique étaient mesurées, par rapport au potentiel de sortie du générateur de son, sur un oscilloscope à deux traces.

Les résultats montrent que l'immobilisation des osselets provoque une diminution de l'amplitude de la réponse aux fréquences basses et moyennes, diminution qui s'accompagne d'une avance de phase comprise entre 20 et 70°. Au contraire l'augmentation de la masse des osselets produit un accroissement de l'amplitude qui s'accompagne d'un retard de phase. L'introduction d'huile de vaseline dans la bulle produit une augmentation progressive de la masse du système ossiculaire et provoque des variations graduées de la phase et de l'amplitude du potentiel microphonique, permettant de conclure à la présence de deux composantes vibratoires qui se combinent selon leur phase et leur amplitude. Des résultats analogues étaient obtenus par modification de la pression d'air intra-bullaire.

La composante qui disparait après immobilisation des osselets correspond selon toute vraisemblance au mécanisme de translation des osselets. Aux basses fréquences, la réponse qui subsiste après immobilisation de la chaîne ossiculaire semble correspondre à une deuxième composante due à la translation des liquides endocochléaires, encore mobilisables grâce au jeu de la fenêtre ronde. La chaîne des osselets n'interviendrait pas alors par son inertie, de sorte que la réactance du système en vibration serait différente, ce qui expliquerait la différence d'amplitude et de phase.

Les variations d'amplitude et de phase que nous avons mises en évidence semblent devoir expliquer un certain nombre de faits que l'on observe en clinique audiologique, en particulier le test de Weber. Dans ce test, la latéralisation de la sensation sonore en conduction osseuse, du coté atteint, peut être expliqué par l'avance de phase de la réponse. La combinaison des deux composantes de translation que nous avons décrites permet également de rendre compte d'autres aspects des surdités de conduction.

On the Regulation of Characteristics of the Auditory System

G. V. GERSUNI

Pavlov Institute of Physiology of the Academy of Sciences, Leningrad (U.S.S.R.)

At the present time it is evident that sense organs are complex self-regulating systems able to adapt their characteristics to suit the actual conditions of activity of the whole organism.

In this report I would like to discuss facts which show that the auditory system can be regarded as a system with variable characteristics. In investigating these phenomena we must measure hearing characteristics not only by traditional psychophysical experiments, but also under unusual conditions such as, for example, the absence of attention to sound.

In a report, which was delivered at the last International Acoustical Congress, data were presented[1, 2] which proved that when there is a lack of attention to sound the auditory threshold for tones, as measured by conditioned reactions, increased 20–30 db. The differential threshold for the frequency also greatly increased.

In this communication results obtained by another method of investigation are presented. Some of the data obtained in our laboratory forced us to suppose that auditory fatigue was, to some extent, dependent on the presence or absence of attention to fatiguing tone. In collaboration with A. A. KNIAZEVA, post-stimulatory auditory fatigue was studied with two sets of experimental conditions.

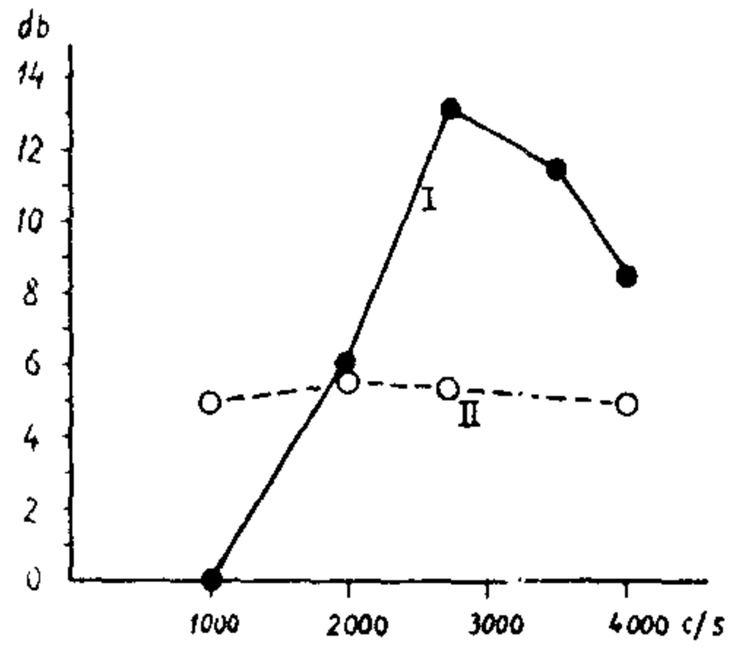


Fig. 1. Threshold rise in db (ordinate) after the cessation of the stimulating tone for different test frequencies (abscissa).
Curve I: usual condition,
Curve II: distraction of attention.

The first experimental procedure was quite normal. The ear was exposed to an intense stimulating tone; after the termination of the stimulating tone, the auditory threshold shift was measured at different frequencies. In the second group of experiments, the subject had to perform some task simultaneously with the presentation of the stimulating tone. He had either to cover a sheet of paper with dots, or to cross out certain letters in a printed text. When the stimulating tone was turned off the subject had to stop his activity and begin to listen to the test tones.

In control experiments electromyographic records of the movement of the subject's forearm muscles were performed.

The frequency of the stimulating (fatiguing) tone was 2000 c/s, its intensity —80 db above the threshold and its duration —10 sec. The test tone, which was of 0.5 sec duration, was presented one second after the termination of the fatiguing tone. The results, obtained under these two experimental conditions are shown in Fig. 1. Curve I shows the threshold found under usual conditions and curve II shows the threshold shift when the attention was distracted. A marked difference between these two curves can be seen. Under normal conditions the maximal threshold rise occurs at 2700 c/s frequency; at the frequency of stimulation (2000 c/s) the threshold rise is markedly less, at the frequency of 1000 c/s the threshold rise is absent.

The changes of sensitivity (after exposure to the intense tone) reveal a rather definite dependence on the frequency. The picture is quite typical and has been described by a number of investigators[3, 4].

Curve II shows that under the condition of distraction of attention there is an almost constant threshold shift for all frequencies. Thus, the distraction of the attention to the fatiguing tone leads to a diminution of the frequency selectivity of the auditory system.

We conclude from this that when the subject is attentive to the combination of the fatiguing and test tone, there must be a frequency-selective mechanism in operation. This mechanism does not seem to operate when the subject is distracted during the fatiguing tone presentation.

The existence of a mechanism which can modify the pattern of the orginal periferal excitation in higher levels of the central nervous system cannot be doubted. Central "sharpening" and "coarsening" of the parameters of hearing such as frequency selectivity must be a necessary consequence of the existence of this mechanism.

If we are to understand this mechanism we must rely on physiological investigation. At the present time, when we are only beginning to realize the potentialities of the electrophysiological method under such experimental conditions, we can only state that considerable changes of the electrical potentials, evoked by sound stimuli in different parts of the auditory system can be observed during distraction of the animal's attention[5, 6, 7]. In our laboratory the most prominent changes in the potentials evoked are observed at the cortical level[7]. According to our present view, the modification of the cortical potentials evoked are due to nonspecific widespread impulsation arising from some subcortical structures. Under such conditions diminution of the limiting inhibition and rise of the intrinsic noise level in the higher regions of the auditory system must be expected. The space–time pattern of a tone in this region must be greatly disturbed. Further experimentation is urgently needed.

REFERENCES

1. G. V. GERSUNI, *Akust. Zhur.*, 2 (1956) 137.
2. G. V. GERSUNI, *J. Acoust. Soc. Am*,. 29 (1957) 129.
3. A. A. KNIAZEVA, *Fiziol. Zhur. S.S.S.R.*, 32 (1946) 303.
4. H. DAVIS., C. T. MORGAN, J. V. HAWKINS, R. GALAMBOS AND F. W. SMITH, *Acta Oto-Laryngol., Suppl.*, 88 (1950).
5. R. HERNANDEZ-PEON, H. SHERRER AND M. JOUVET, *Science*, 123 (1956) 331.
6. R. GALAMBOS, G. SHEATZ AND V. G. VERNIER, *Science*, 123 (1956) 367.
7. G. V. GERSUNI, V. A. KOJEVNIKOV, A. M. MARUSEVA, E. A. RADIONOVA AND J. A. ALTMAN, *Symposium on Electroencephalography of the Higher Nervous Activity*, Moscow, 1958.

Responses of the Auditory Nerve to Repetitive Acoustic Stimuli*

W. T. PEAKE, N. Y-S. KIANG AND M. H. GOLDSTEIN JR.
Research Laboratory of Electronics, M.I.T., Cambridge, Mass. (U.S.A.)

Responses to repeated bursts of noise and to sinusoidal stimuli were recorded from the auditory nerve of anesthetized and unanesthetized (encephale isolé) cats. The responses were recorded by means of (a) monopolar gross electrodes placed near the round window and (b) by concentric electrodes in the nerve. The problem under investigation is: the extent that the whole nerve "follows" repetition rate in the sense of exhibiting electrical responses to each repetition of the stimulus. An average response computer (ARC-1) was used to detect small neural responses and to minimize the microphonic components of the recorded response.

Interpretation of Responses to Repetitive Acoustic Stimuli*

M. H. GOLDSTEIN JR., N. Y-S. KIANG AND W. T. PEAKE
Research Laboratory of Electronics, M.I.T., Cambridge, Mass. (U.S.A.)

As the repetition rate of acoustic stimuli is increased there is generally a decrease in the amplitude of the potential that gross electrodes record from structures in the auditory pathways. This decrease in amplitude with increased repetition rate can be the consequence of several, not mutually exclusive, circumstances: 1) fewer neural units respond (fire) to each stimulus in the train of repetitive stimuli; 2) the potentials that the firing units contribute to the gross electrode response overlap; and 3) the firing of the units becomes desynchronized. Responses from the auditory system to repetitive stimuli will be discussed in terms of a simple mathematical model that attempts to account for the above-mentioned effects.

---

* This work was supported in part by the U.S. Army (Signal Corps), the U.S. Air Force (Office of Scientific Research) and the U.S. Navy (Office of Naval Research).

Section 2
PSYCHOLOGICAL ACOUSTICS

2. Abschnitt
PSYCHOLOGISCHE AKUSTIK

Section 2
ACOUSTIQUE PSYCHOLOGIQUE

[redacted]

Lautstärke und Lautheit

E. ZWICKER

Institut für Nachrichtentechnik der Technischen Hochschule, Stuttgart, (Deutschland)

Angeregt nicht zuletzt durch den unüberhörbaren Lärm in den Fertigungshallen der Industrie und auf den Strassen der Grossstädte sind in den letzten Jahren an vielen Stellen Untersuchungen über die Frage durchgeführt worden: wie empfindet das menschliche Gehör Lautstärke. Es ist interessant zu vergleichen, von welcher Seite die verschiedenen Autoren diese Frage anschneiden. Beim Studium der einschlägigen Literatur findet der Leser Aufsätze von Psychologen, Medizinern, Physiologen, genauso wie von Raumakustikern, Bauakustikern, Nachrichtentechnikern oder auch Beauftragten des Gesetzgebers. So verschieden die ursprüngliche Fachrichtung der Autoren ist, so verschieden ist auch die grundsätzliche Art und Weise, die Antwort auf ein und dieselbe Frage zu suchen.

Wenn ich im folgenden versuche, über die Forschungsergebnisse der letzten Jahre zu berichten, so tue ich das als Nachrichtentechniker mit dem Bestreben, das menschliche Gehör als Nachrichtenempfänger zu beobachten und zu verstehen. Das zu beschreibende Problem wird also vorzugsweise von dieser Seite aus beleuchtet werden, einer Seite, die derjenigen des Experimental-Psychologen sehr nahe steht. Wenn dabei manch anderer Blickwinkel zu kurz kommt, so bitte ich das zu entschuldigen. Die folgende Zusammenstellung soll lediglich aufzeigen, über welche Teilfragen wir etwas wissen, welche Teilfragen in neuerer Zeit bearbeitet wurden und welche Probleme noch einer Klärung bedürfen. Wir teilen dazu unser Vorhaben zweckmässigerweise in 3 Abschnitte ein:

1. Die Lautstärke, als die halb psychologische, halb physikalische Messgrösse, die uns für einen beliebigen Schall denjenigen Pegel des 1000 Hz-Tones angibt. den der Beobachter ebenso laut wie den Schall empfindet.
2. Die Lautheit, als die rein psychologische Messgrösse der Lautstärkeempfindung, deren Masszahlen unserer subjektiven Empfindung proportional sind.
3. Die Anwendung der Ergebnisse von Lautstärke- und Lautheitsmessungen in der Technik.

DIE LAUTSTÄRKE

Die Kurven gleicher Lautstärke für Sinustöne sind von verschiedenen Autoren[1, 2, 3], zuletzt wohl am gründlichsten von ROBINSON UND DADSON[4] untersucht worden. Als Vergleichmass dient dabei der Schalldruckpegel eines 1000 Hz-Tones in der ebenen Welle. Der 1000 Hz-Ton ist damit zum Standard-Schall der Lautstärke geworden. Die Lautstärke irgend eines Schalles wird im Schalldruckpegel des gleichlauten 1000 Hz-Tones angegeben. Es gibt verschiedene Methoden[5, 6, 7] um den subjektiv gleichlauten 1000 Hz-Ton zu bestimmen: Die Methode des Angleichens (*method of*

adjusting), die des pendelnden Angleichens (*method of tracking*) und die des Abfragens (*method of constant stimulus*). Welche Methode die zweckmässigste ist, lässt sich im Augenblick nicht sagen. Es scheint, als würden die ersten beiden Methoden, vor allem die zweite, in kurzer Zeit viele Messwerte liefern, während mit der dritten bei grösserem Zeitaufwand offenbar genauere Ergebnisse ermittelt werden. Bei den ersten beiden müssen bei Lautstärkevergleichen die Ergebnisse, die bei Veränderung des Standard-Schalles (z.B. 1000 Hz-Ton) gemessen wurden, mit denjenigen ausgewogen werden, die bei Veränderung des Mess-Schalles (z.B. Geräusch) gemessen wurden. Ob der dabei gefundene Mittelwert mit dem Messwert der 3. Methode übereinstimmt, ist noch nicht geklärt. Auf Einzelheiten der Messmethoden soll hier nicht eingegangen werden, sie sind durch STEVENS[5] und ROBINSON[6] beschrieben.

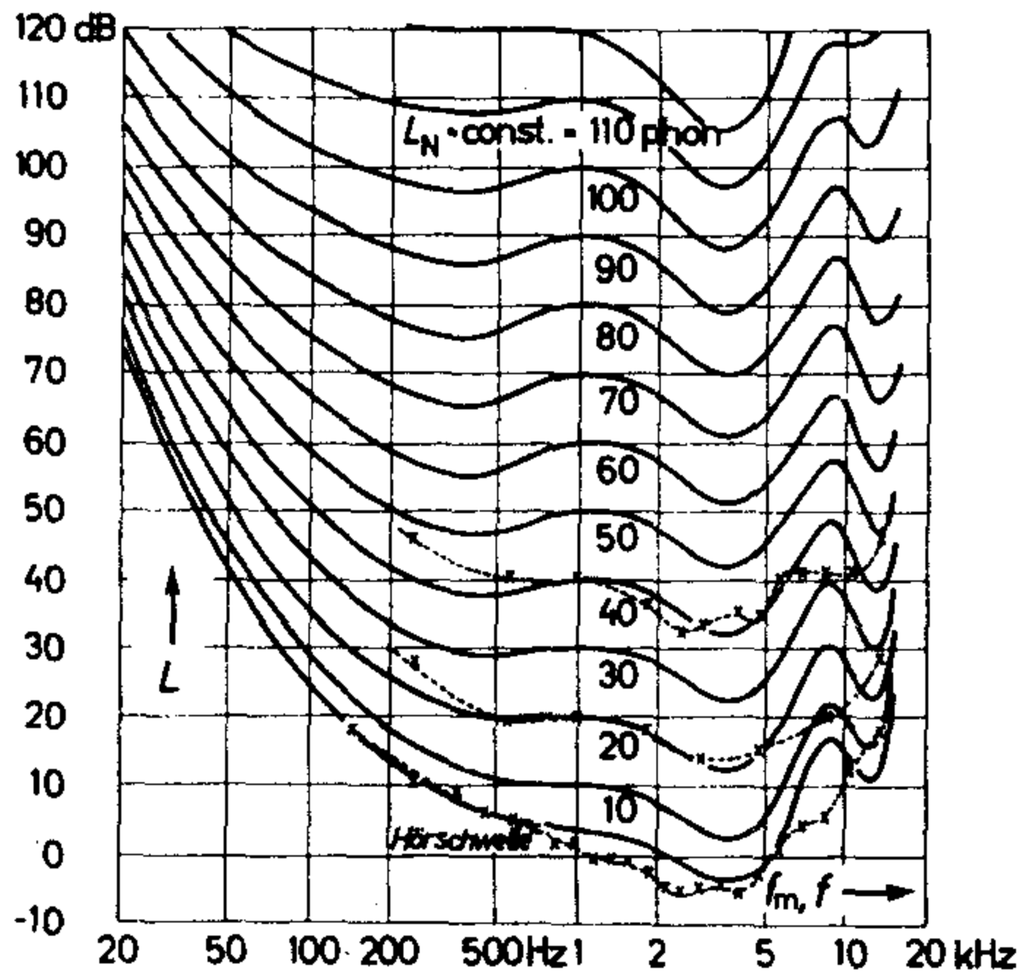


Abb. 1. Kurven gleicher Lautstärke für Sinustöne im ebenen Schallfeld[4] (ausgezogen) und Kurven gleicher Lautstärke für frequenzgruppenbreites Rauschen (gestrichelt). Kreuze: Mittelwert aus Messergebnissen bei pendelndem Angleich des Standard- (Frequenzgruppe um 1000 Hz) und bei pendelndem Angleich des Messschalls; 8 Beobachter. Ordinate ist der Schalldruckpegel des Tones bzw. des Schmalbandrauschens, Abszisse die Frequenz des Sinustones bzw. die Mittenfrequenz des Rauschens.

In Abb. 1 sind die Kurven gleicher Lautstärke für Sinustöne im ebenen Schallfeld in der Hörfläche (Abszisse: Frequenz der Sinustöne, Ordinate: Schalldruckpegel der Sinustöne) aufgezeichnet[4]. Parameter der Kurven ist die Lautstärke, beginnend bei der Hörschwelle, die ja auch eine Kurve gleicher Lautstärke, nämlich diejenige für $L_N = 3$ phon, darstellt, bis zu Lautstärken von $L_N = 120$ phon.

Die Lautstärke von Ausschnitten aus weissen Rauschen als Funktion der Bandbreite wurde untersucht, um Anschluss an die Geräusche der Praxis zu bekommen. Sehr häufig zeigen die Frequenzspektren von Geräuschen keine ausgeprägten Einzeltöne, sondern sehr verwaschene Linien oder auch kontinuierlich belegte Frequenzbänder. Untersuchungen wurden an verschiedenen Laboratorien durchgeführt[8, 9, 10, 11]. Die Ergebnisse stimmen untereinander recht gut überein und zeigen, dass sich innerhalb einer bestimmten, nur von der Mittenfrequenz abhängigen Bandbreite die Lautstärke bei gleichbleibendem Gesamtpegel nicht ändert. Diese Frequenzbandbreite wird als Frequenzgruppe bezeichnet und scheint eine wesentliche Rolle beim Hören überhaupt[12, 13, 14, 15], nicht nur bei der Lautstärke, zu spielen. Bei grösseren Bandbreiten dagegen ändert sich die Lautstärke, und zwar wird sie bei gleichem Schalldruckpegel des Ausschnitts in der Nähe der Hörschwelle kleiner, dagegen bei mittlerem Pegel stark, bei hohen Pegeln merklich grösser. In Abb. 2 ist der charakteristische Verlauf der Abhängigkeit ebenfalls in der Darstellung der Kurven konstanter Laut-

stärke aufgetragen. Als Mittenfrequenz ist 1000 Hz gewählt, die Breite der Frequenzgruppe beträgt dort 160 Hz.

Der besseren Anschaulichkeit wegen ist dem Verlauf der Kurven bei sehr niederen Pegeln und bei grossen Bandbreiten eine von der Frequenz unabhängige Hörschwelle und anstatt des weissen Rauschens gleichmässig anregendes Rauschen[7] vorausge-

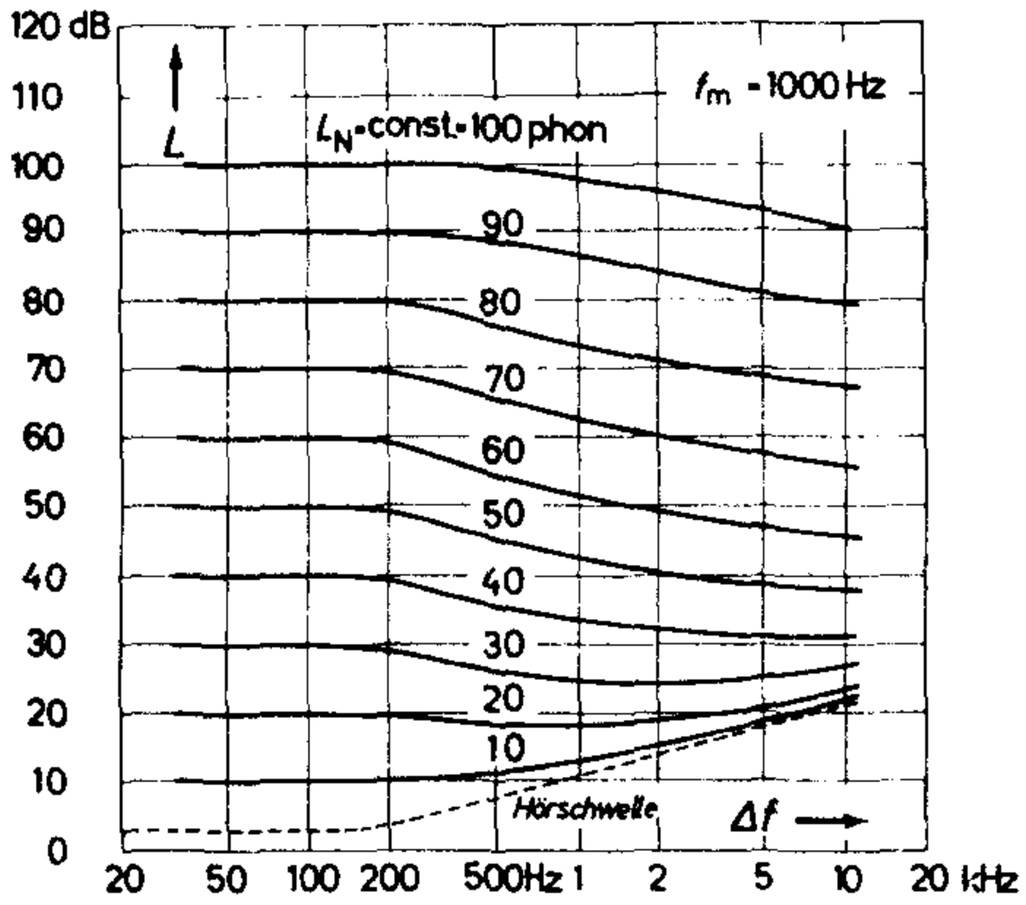


Abb. 2. Kurven gleicher Lautstärke für Ausschnitte aus weissem Rauschen verschiedener Bandbreite. Mittelwerte aus verschiedene Arbeiten[8–11]. Mittenfrequenz 1000 Hz.
Ordinate ist der Schalldruckpegel, Abszisse die Bandbreite des Ausschnittes aus weissem Rauschen. In der Nähe der Hörschwelle sind die Annahmen idealisiert (siehe Text).

setzt. Gleichmässig anregend bedeutet, dass in jede Frequenzgruppe unabhängig von der Mittenfrequenz ein und derselbe Schalldruckpegel fällt.

Wählen wir einen Schalldruckpegel von z.B. 60 dB und halten diesen konstant, während wir die Bandbreite vergrössern, so wandern wir längs der horizontalen Linie $L = 60$ dB in Abb. 2 von links nach rechts. Bis zur Bandbreite der Frequenzgruppe

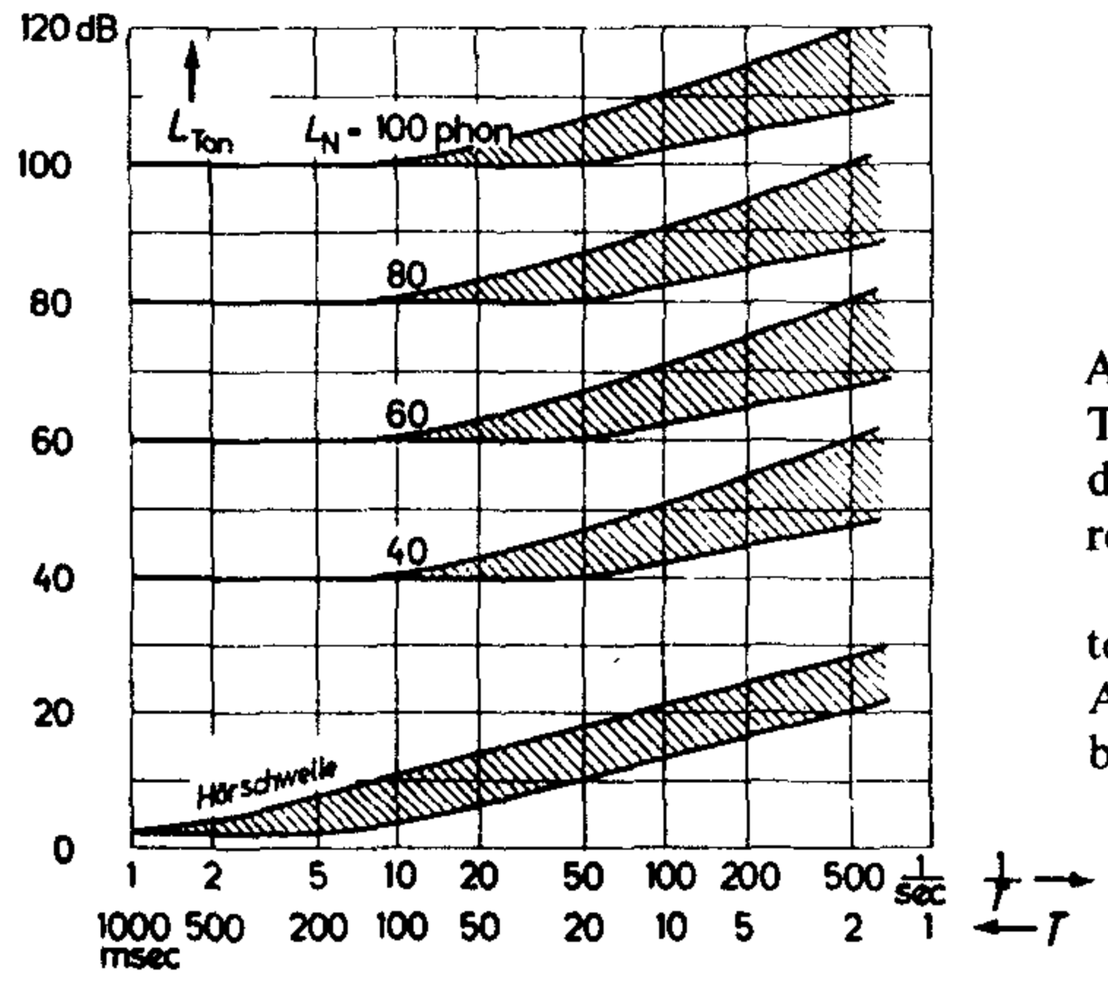


Abb. 3. Kurven gleicher Lautstärke für 1000 Hz Tonimpulse verschiedener Dauer. Streubereich der Messergebnisse nach verschiedenen Autoren [16–22].

Ordinate ist der Pegel des 1000 Hz-Dauertones aus dem der Impuls ausgeschnitten ist. Abszisse ist der Kehrwert der Impulslänge bzw. die Impulslänge selbst.

bleibt die Lautstärke konstant, wir wandern auf einer Isophone. Bei grösseren Bandbreiten verlassen wir die Isophone, das Bandrauschen wird trotz des gleichbleibenden Pegels lauter. Bei einer Oktav-Bandbreite von 700 Hz, also einem Rauschband zwischen 700 Hz und 1400 Hz, ist das Rauschen bereits 7 phon lauter geworden, bei einer Bandbreite von 2000 Hz um mehr als 10 phon. Wir müssen diese z.T. recht starke Ab-

hängigkeit der Lautstärke von der Bandbreite des Geräusches beachten und werden bei den technischen Anwendungen der Forschungsergebnisse noch einmal darauf zurückkommen.

Die Frage nach der Abhängigkeit der Lautstärke eines Sinustones von der Dauer der Darbietung ist wohl als erste aus dem ganzen Fragenkomplex der Trägheit des menschlichen Gehörs untersucht worden[16, 17, 18, 19]. Obwohl bereits VON BÉKÉSY[16] darauf hingewiesen hat, dass der An- und Abklingvorgang der Lautstärkeempfindung einer einfachen Exponentialfunktion nicht gehorcht, ist immer wieder versucht worden, die Lautstärkeempfindung von Kurztönen mit *einer* Zeitkonstanten zu beschreiben. Mögen die Ergebnisse mancher Versuche diese Art der Darstellung auch befürworten, so sollte doch bedacht werden, dass der wirkliche Schlüssel zum Verständnis der Trägheit unseres Gehörs noch nicht gefunden ist und die Exponentialfunktion eine sehr grobe Näherung noch unvollständig erforschter Zeitfunktionen darstellt.

In Abb. 3 sind Messergebnisse verschiedener Autoren über die Lautstärke von 1000 Hz-Ton-Impulsen als Funktion der Dauer aufgetragen. Es wurde wiederum die Darstellung in Kurven gleicher Lautstärke gewählt. Um im Frequenz-Pegeldiagramm zu bleiben, ist als Abszisse der Kehrwert der Tonimpulsdauer T, nämlich $f = \frac{1}{T}$ aufgetragen. Ordinate ist der Pegel des 1000 Hz-Tones, aus dem der Tonimpuls ausgeschnitten ist. Die Ergebnisse zeigen, dass die Kurven gleicher Lautstärke nach kürzerer Dauer ab etwa 50 mSek. ansteigen. Dies bedeutet, dass die Tonimpulse bei festgehaltener Impuls-Amplitude bei kürzerer Dauer in der Lautstärke abnehmen. Der schraffierte Bereich zeigt an, wie die Angaben verschiedener Kurven untereinander streuen. Bei kleinen Pegeln sind leider noch keine Ergebnisse bekannt geworden. Die Hörschwelle, auch hier als Kurve gleicher Lautstärke betrachtet, wurde dagegen recht genau bestimmt[20, 21, 22]. Die Ergebnisse mehrerer Autoren streuen nicht so

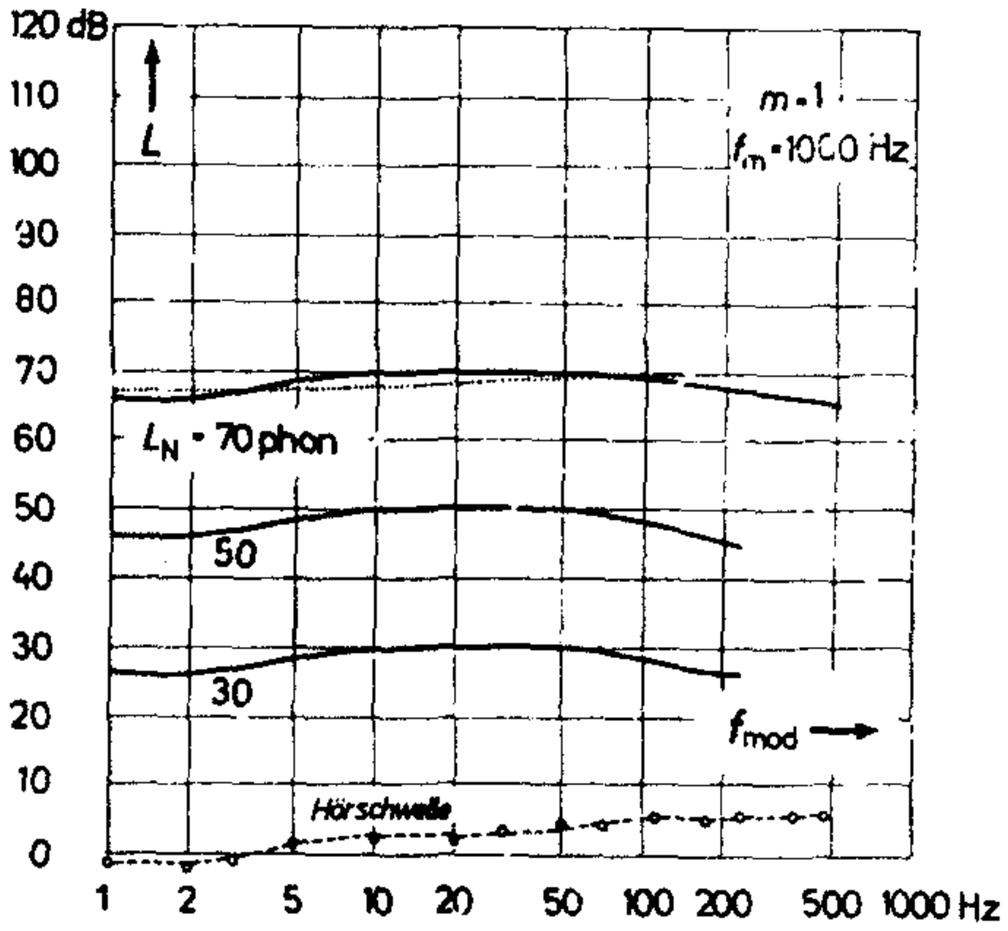


Abb. 4. Kurven gleicher Lautstärke für amplitudenmodulierte ($m = 1$) 1000 Hz-Töne bei verschiedener Modulationsfrequenz[24] (ausgezogen). Die Hörschwelle als Mittelwert der mit dem Békésy-Audiometer gewonnenen Schwellwerte von 8 Beobachtern ist gestrichelt eingetragen. Messergebnisse bei rechteckförmiger Modulation[23] (Tastverhältnis 1 : 1) sind punktiert. Ordinate ist der Pegel des Effektivwerts des Gesamtschalldrucks. Abszisse ist die Modulationsfrequenz.

stark. Die Hörschwelle zeigt aber gegenüber den Kurven gleicher Lautstärke bei höheren phon-Werten einen Anstieg bei wesentlich längeren Zeiten. Hier ist der Übergang von der Hörschwelle nach mittleren Lautstärken noch nicht geklärt; es stehen zwei Zeitkonstanten einander in einem Diagramm gegenüber, was die Fragwürdigkeit der Anwendung *einer* Exponentialfunktion deutlich macht.

Die Frage nach der Abhängigkeit der Lautstärke eines Tonimpulses von der Wiederholungsfrequenz führt uns ebenfalls zur Trägheit des Gehörs. In Veröffentlichungen wird das Problem mit Tonimpulsen mit dem Tastverhältnis 1 : 1 angegangen[23] oder auch mit sinusförmig modulierten Tönen[24], wobei die Modulationsfrequenz verändert wird. Die zweite Art hat den Vorteil, dass dabei ein Spektrum auftritt, das eindeutig begrenzt und leicht überschaubar ist. In Abb. 4 sind die Ergebnisse zusammengestellt. Eine grosse Abhängigkeit der Lautstärke von der Modulationsfrequenz bei festgehaltenem Gesamtpegel tritt nicht auf. Es lassen sich bei der Modulation 3 Gebiete unterscheiden. Bei sehr niedrigen Modulationsfrequenzen wird die Lautstärke vom Spitzenwert bestimmt, unsere Kurve gleicher Lautstärke liegt daher tiefer; bei mittleren Modulationsfrequenzen ist dagegen der Gesamtpegel massgebend. Wird die Modulationsfrequenz grösser als die halbe Breite der Frequenzgruppe, so können die Seitenlinien in benachbarte Frequenzgruppen fallen. Die Lautheiten der Einzelschwingungen addieren sich, d.h. die Lautstärke steigt bei gleichbleibendem Gesamtpegel. Mit einer Zeitkonstanten könnte der Anstieg der Isophonen bei sehr kleinen Modulationsfrequenzen zwar beschrieben werden, der Abfall bei $f_{mod} = 80$ Hz ist aber ein deutliches Zeichen dafür, dass die Aufteilung in Frequenzbänder eine unausweichliche Forderung jeder genaueren objektiven Lautstärkebestimmung ist.

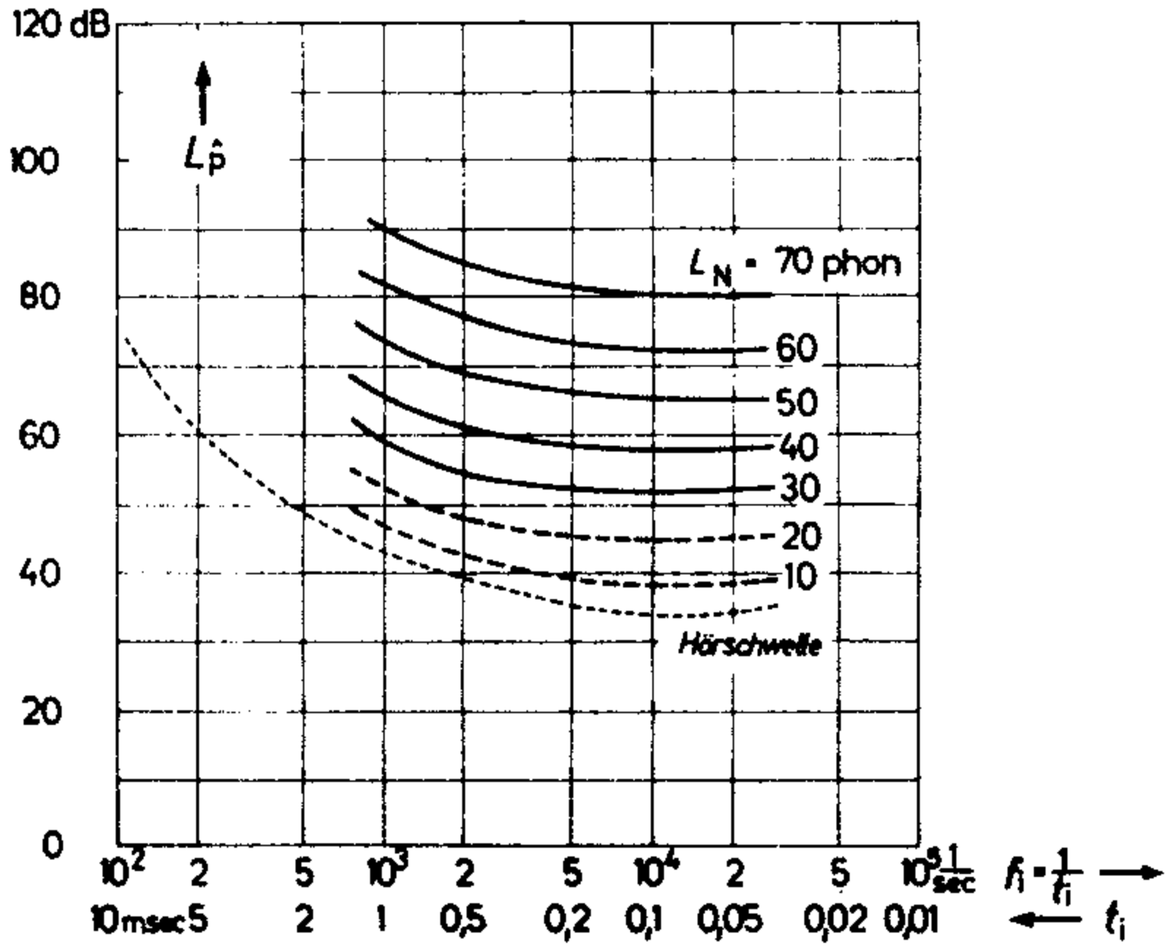


Abb. 5. Kurven gleicher Lautstärke für Gaussförmige Druckimpulse verschiedener Dauer[26] und Hörschwelle[27]. Die 10-phon- und 20-phon-Kurven sind interpoliert (gestrichelt). Ordinate ist der Spitzenschalldruckpegel der Gaussimpulse; Abszisse ist der Kehrwert der effektiven Impulsdauer[27] bzw. die Impulsdauer selbst.

Die Abhängigkeit der Lautstärke einzelner Druckimpulse von der Dauer gibt einen neuen Einblick in die Trägheit des Gehörs. Jeder rechteckförmige Druckimpuls hat jedoch zwei Unstetigkeiten in der Zeitfunktion, die kein elektroakustischer Wandler zu übertragen vermag. Es werden daher als zweckmässige Impulsformen solche mit ausgerundeten Anstieg und Abfall benutzt. Gaussimpulse sind wegen ihres sehr geringen Bedarfs an Frequenzbandbreite besonders geeignet. Von BAUCH[26] wurden subjektive Lautstärkemessungen durchgeführt, die später von OETINGER[27] theoretisch erklärt werden konnten. In Abb. 5 sind die Kurven gleicher Lautstärke für Gaussförmige Druckimpulse als Funktion der Dauer t_i bzw. ihres Reziprokwertes $f_i = \frac{1}{t_i}$ aufgetragen. Ordinate ist der Spitzenschalldruckpegel der Impulse. Die Kurvenschar zeigt, dass die Hörschwelle von Gaussimpulsen bei verhältnismässig hohen Pegeln liegt. Nach langer Dauer hin steigt die Hörschwelle steil an, dagegen bleibt sie nach

sehr kurzer Dauer hin praktisch konstant. Obwohl die Hörschwelle so hoch liegt, sind Impulse, die 40 dB über dem Hörschwellenpegel liegen, schon recht laut. Die Lautstärke steigt bei Steigerung des Pegels wesentlich schneller an, als dem Pegel entsprechen würde. Ein Effekt, der bei breitbandigen Rauschen bei niederen Pegeln auch sehr deutlich auftritt[6, 28]. Eine Beschreibung der Messergebnisse mit Hilfe einer Zeitkonstanten (ohne spektrale Zerlegung) ist unmöglich.

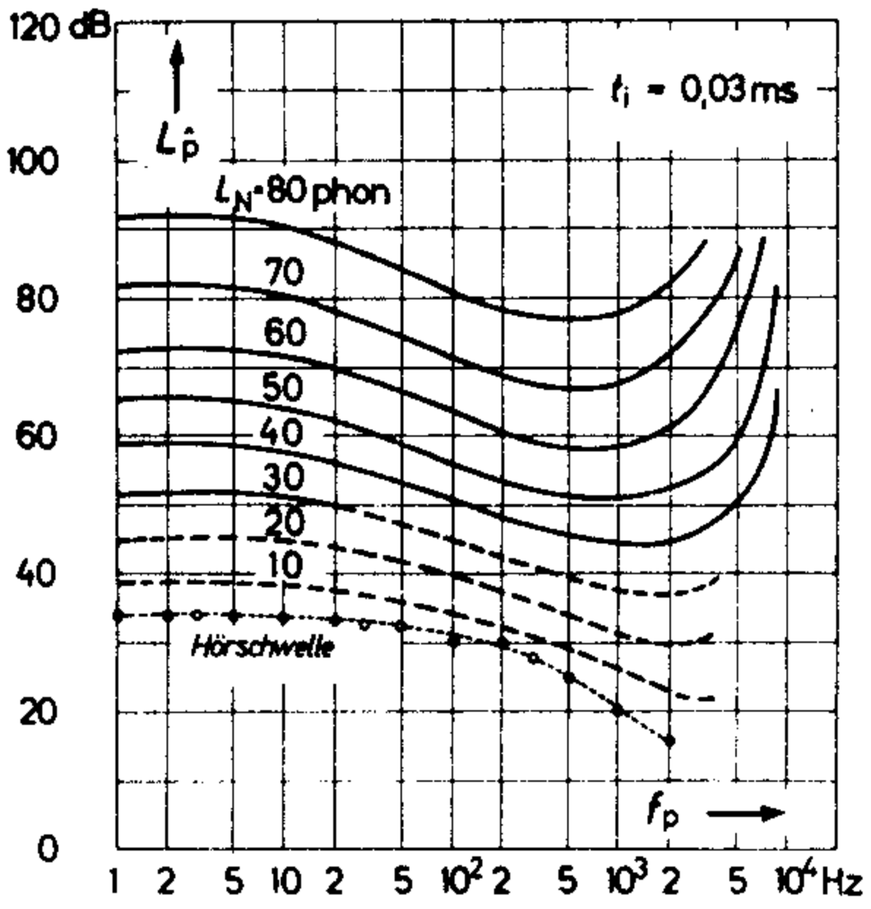


Abb. 6. Kurven gleicher Lautstärke für Gaussimpulsfolgen verschiedener Folgefrequenzen[26]. Die Hörschwelle wurde von 8 Beobachtern mit dem Békésy-Audiometer gemessen, der Mittelwert der Ergebnisse ist gestrichelt eingetragen. Die 10-phon-, 20-phon- und die 30-phon-Kurven sind interpoliert. Ordinate ist der Spitzenschalldruckpegel der Gaussimpulse von t_i = 0,03 mSek. effektiver Dauer, Abszisse ist die Pulsfolgefrequenz.

Der Vollständigkeit wegen ist die Abhängigkeit kurzer Gaussimpulse von der Wiederholungsfrequenz in Abb. 6 angegeben. Dargestellt sind die Ergebnisse von BAUCH[26], der seine Messungen im mittleren Lautstärkebereich durchgeführt hat. Um die Ergebnisse nach kleinen Pegeln zu ergänzen, haben wir noch die niedrigste Kurve gleicher Lautstärke, die Hörschwelle gemessen. Der zwischen Hörschwelle und 40 phon-Kurve liegende Bereich ist interpoliert worden und gestrichelt eingetragen. Es scheint, als würde sich das Abbiegen der Kurven gleicher Lautstärke als Funktion der Wiederholungsfrequenz gegen die Hörschwelle hin nach höheren Frequenzen verschieben.

Die Abhängigkeit der Lautstärke von der Einfallsrichtung der Schallwelle ist schon früh erkannt worden. Deshalb wurde z.B. für den Normalschall die Einfallsrichtung der ebenen Welle von vorne auf den Beobachter zu festgelegt. WIENER UND ROSS[29], JAHN[30] und ROBINSON haben Untersuchungen über die Frage durchgeführt. Da die beiden letztgenannten Autoren selbst auf dem Kongress über dieses Thema vortragen, kann ich mich darauf beschränken, auf die Auswirkungen der Abhängigkeit der Lautstärke von der Einfallsrichtung einzugehen, wie sie uns im Unterschied der Lautstärkeempfindung im ebenen und derjenigen im diffusen Schallfeld entgegentreten. Lautstärkemessungen im diffusen Schallfeld können wegen der auftretenden Überhöhungen und Auslöschungen nicht mit Sinustönen durchgeführt werden; Ausschnitte aus weissem Rauschen dagegen sind sehr günstig. Als zweckmässigste Bandbreite ist die Frequenzgruppe anzusehen, weil sie die grösste Frequenzbandbreite darstellt, innerhalb der (s. Abb. 2) die Lautstärke eines Bandrauschens gleich derjenigen des Bandmittentones ist. Wir haben daher versucht, die Kurven gleicher Lautstärke im ebenen und im diffusen Schallfeld mit frequenzgruppenbreitem Rauschen zu messen. Vor allem auch um Anhaltspunkte für das Differieren diejenigen Messergebnisse zu gewinnen, die von anderen Autoren[3, 31, 32] mit Oktavbandrauschen angegeben werden.

Bisher wurden unsere Messungen an der Hörschwelle bei 20 phon und 40 phon durchgeführt. Die Mittelwerte der Ergebnisse für 20 und 40 phon sind in Abb. 7 als Kurve gleicher Lautstärke angegeben. Über der Mittenfrequenz ist diejenige Pegeldifferenz $\Delta L = L_{\text{diff}} - L_{\text{eb}}$ aufgetragen, die vom Beobachter eingestellt wird, damit er im diffusen und im ebenen Schallfeld gleiche Lautstärkenempfindung hat. Der Absolutwert der Pegeldifferenz wurde bei der Frequenzgruppe um 1000 Hz mit einem Sondenmikrophon ausgemessen (siehe JAHN[30]). Ein Vergleich mit den Ergebnissen von JAHN[30] und KUHL[33] zeigt recht gute Übereinstimmung. Die Abweichungen sind nicht grösser als ± 3 dB, was wohl der Messgenauigkeit bei Lautstärkevergleichen entsprechen dürfte. Die Bestimmung des Anschlusspunktes bei $f = 1000$ Hz zeigt sogar ausserordentlich gute Übereinstimmung. Lediglich bei Frequenzen über 8000 Hz treten deutliche Abweichungen auf. Die Ergebnisse, die aus den Hörschwellenmessungen gewonnen sind, haben zwar denselben Verlauf als Funktion der Frequenz, liegen aber in der absoluten Pegeldifferenz anders. Eine spezielle Untersuchung dieser Frage soll über die Ursache dieser Diskrepanz noch Klarheit schaffen. Im Augenblick scheint es jedoch gerechtfertigt aus den Ergebnissen von JAHN und KUHL zusammen mit den unseren einen Mittelwert zu bilden, der in Abb. 7 mit angegeben ist. Damit lassen sich

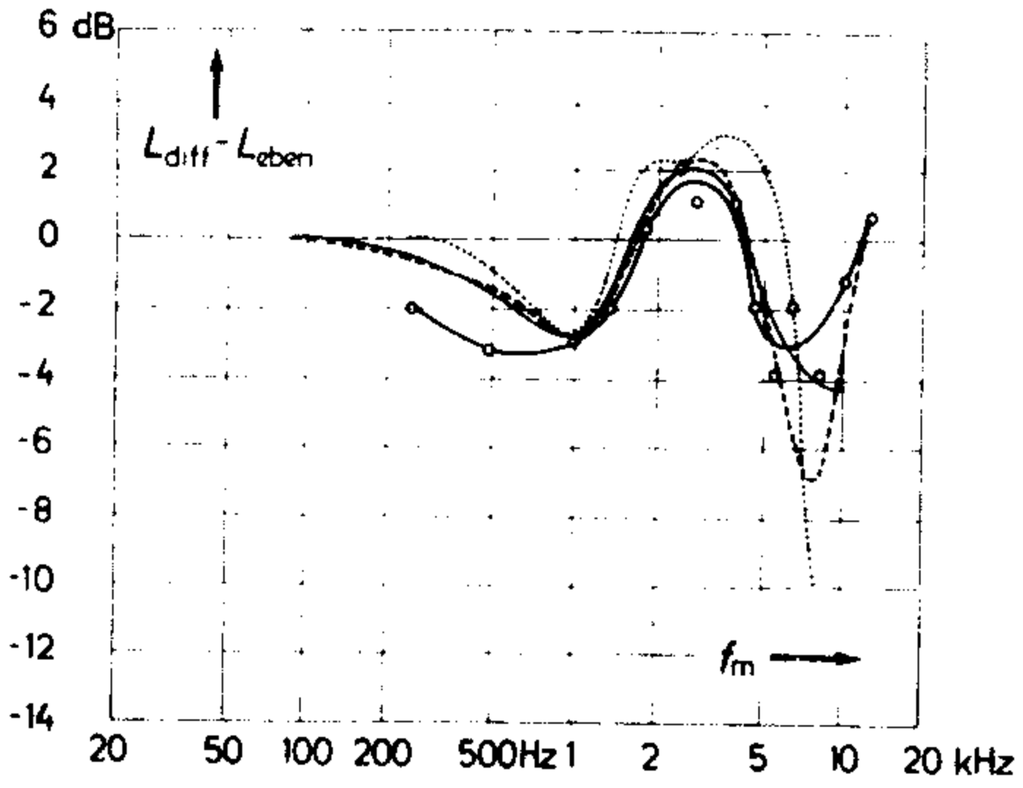


Abb. 7. Pegeldifferenz zwischen diffusem und ebenem Schallfeld bei gleicher Lautstärkeempfindung (punktiert nach JAHN[30], gestrichelt nach KUHL[33], ausgezogen und Kreise nach eigenen Messungen; Mittelwert aus bisher bekannt gewordenen Ergebnisse dünn ausgezogen). Abszisse ist die Mittenfrequenz der zur Messung verwendeten Schmalbandgeräusche.

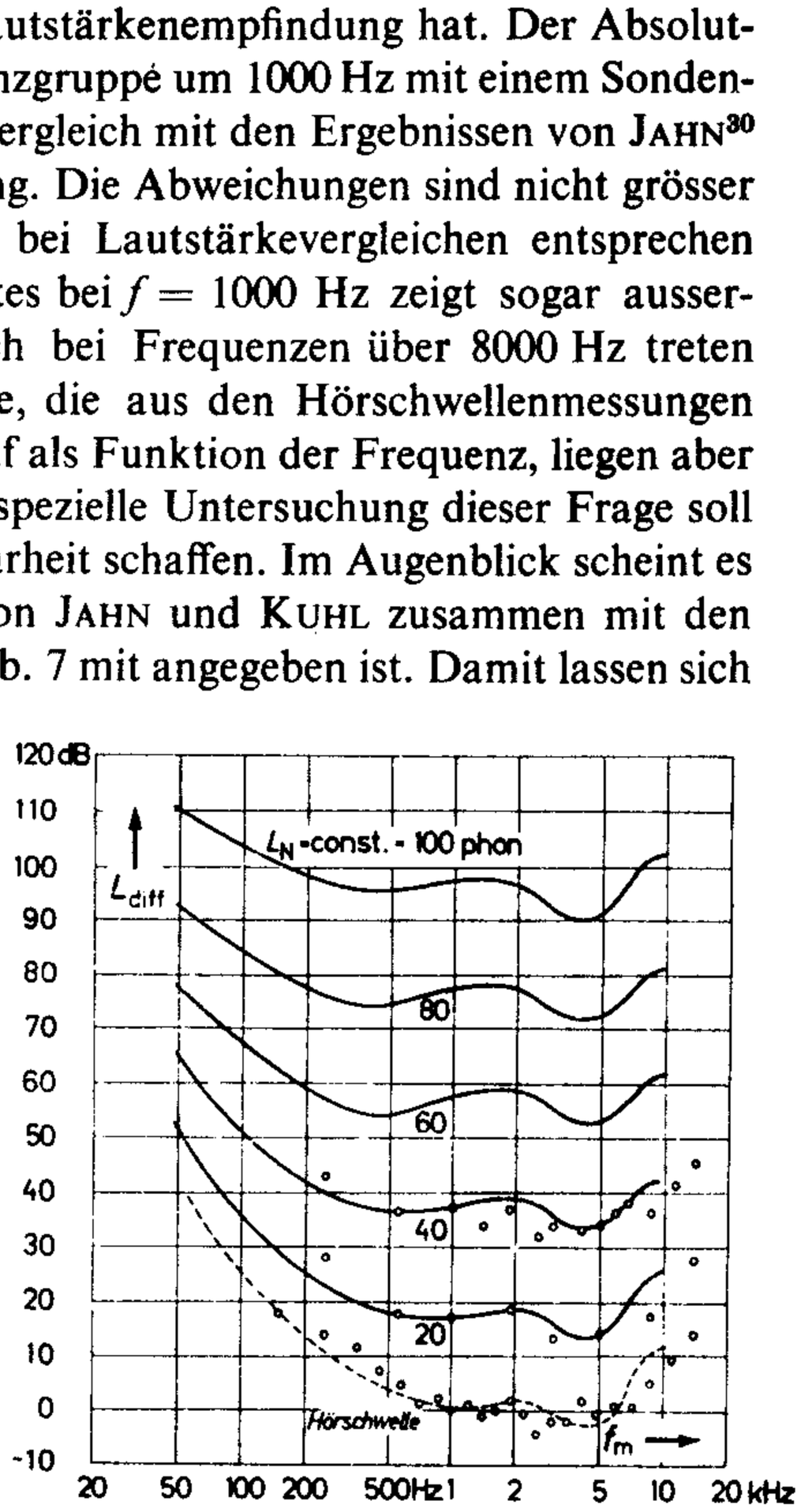


Abb. 8. Kurven gleicher Lautstärke von Schmalbandgeräuschen im diffusen Schallfeld. Ausgezogen und gestrichelt sind die mit Hilfe des Mittelwerts von Abb. 7 korrigierten Werte[4]. Die Kreise sind eigene Messwerte für die Hörschwelle und die 20-phon- bzw. 40-phon-Kurve, die mit frequenzgruppenbreitem Rauschen gemessen wurden (12 Beobachter, Methode des pendelnden Angleichens, Ergebnisse bei Veränderung des Standards und des Messschalls ausgewogen).

die Kurven gleicher Lautstärke für das diffuse Schallfeld nach den Angaben von ROBINSON[4] für das ebene Schallfeld (s. Abb. 1) bestimmen. Die so berechneten Kurven sind in Abb. 8 dargestellt und mit den von uns unmittelbar gemessenen Kurven gleicher Lautstärke für frequenzgruppenbreites Rauschen verglichen. Merkliche Ab-

weichungen sind lediglich an der oberen und der unteren Frequenzgrenze vorhanden. wie sie auch bei den entsprechenden Messungen im ebenen Schallfeld (s. Abb. 1) aufgetreten sind. Die Kurvenscharen der Abb. 1 und die der Abb. 8 unterscheiden sich, abgesehen von Frequenzen über 6 kHz, nur sehr wenig, was mit dem in Abb. 7 dargestellten Unterschied zusammenhängt. Dieser Unterschied des Pegels für gleiche Lautstärke im diffusen und im ebenen Schallfeld ist offensichtlich erheblich kleiner als ursprünglich angenommen und liegt bis zu 6 kHz in einem Bereich von ± 3 dB.

Über die Addition der Lautstärkeempfindung vom linken und vom rechten Ohr zur Gesamtlautstärke sind sehr verschiedene Versuchsergebnisse bekannt geworden. Sie streuen über alle praktisch möglichen Werte, von der Addition der Lautheiten[1, 34] über die des Schalldruck bis hin zur Addition der Intensität[35, 36]. Ein zusammenfassendes Ergebnis kann nicht gegeben werden. Diese Frage ist vollständig offen, das Suchen nach einer Antwort erscheint als eine dankenswerte Aufgabe.

Ist die Frage selbst auch nicht beantwortet, so führt uns doch die Fragenstellung allein schon recht nahe zum zweiten Kapitel des Referats:

DIE LAUTHEIT

Sie entstand ursprünglich aus einer recht praktischen Frage, derjenigen nämlich, wieviel mal lauter oder leiser ein zu messender Schall im Vergleich zu einem Standardschall sei. Schon sehr bald wurde die ursprüngliche Frage jedoch stark eingeengt zur Teilfrage: um welchen Pegel muss der Standardton (1000 Hz-Ton) angehoben bzw. abgesenkt werden, damit er doppelt bzw. halb so laut empfunden wird als der Standardton mit dem Ausgangspegel. Diese Frage wurde mit grossem Eifer in verschiedenen Laboratorien gründlich untersucht[1, 37, 38]. Die Ergebnisse führten zu der inzwischen von der ISO übernommenen Lautheitskurve für den 1000 Hz-Ton, die so festgelegt wurde, dass einer Verdopplung bzw. Halbierung der Lautheit eine Pegeldifferenz des 1000 Hz-Tones von + bzw. —10 dB entspricht. Für den praktischen Gebrauch im Pegelbereich zwischen 40 und 100 dB ist die recht gute Näherung an die gemessenen Werte sehr zu begrüssen. Allein die bereits[9] aufgeworfene Frage, wie denn anders als durch einen steileren Anstieg der Lautheitskurve bei kleineren Pegeln der in Abb. 2 dargestellte Verlauf bei niederen Pegeln erklärt werden kann, bleibt offen. Die Frage ist neuerdings von SCHARF[25] wieder aufgegriffen worden, so dass mit einer Klärung der Neigung der 1000 Hz-Ton-Lautheitskurve auch in niederen Pegelbereich gerechnet werden kann.

Es wurden auch Lautheitskurven für andere Schalle ausgemessen, so z.B. für weisses Rauschen[6, 28] oder für frequenzgruppenbreites Rauschen[9], anstatt wie üblich für den 1000 Hz-Ton. Wir haben ausserdem Messungen mit Druckimpulsen durchgeführt. Es ergaben sich dabei ebenfalls Lautheitskurven, die innerhalb der Messgenauigkeit mit derjenigen des 1000 Hz-Tones übereinstimmen.

Die ursprüngliche Frage nach der Verhältnislautheit verschiedener Schalle wurde jüngst in ihrer alten Form[7, 28], aufgegriffen. Es wurde versucht, Lautheitsverhältnisse zwischen verschiedenen Schallen von den Beobachtern angeben zu lassen. Verwendet wurden Sinustöne und breitbandiges Rauschen. Wird der Sinuston doppelt so laut wie das Rauschen bzw. das Rauschen halb so laut wie der Sinuston eingestellt, so ergeben die Mittelwerte aus beiden Messergebnissen bei verschiedenen Pegeln (Abkürzung $S \leftrightarrow 2\,R$) nach der Umrechnung eine Lautheitskurve, die mit den übrigen für

1000 Hz-Ton, weisses Rauschen usw. noch ordentlich übereinstimmt. Wird dagegen von dem Beobachter das Rauschen doppelt so laut wie der Sinuston bzw. der Sinuston halb so laut wie das Rauschen eingestellt (Abkürzung für den Mittelwert: $R \longleftrightarrow 2\,S$) so ergibt sich aus den Messergebnissen eine Lautheitskurve, deren Abweichung von den übrigen Lautheitskurven grösser ist als auf Grund der Messgenauigkeit angenommen werden kann. Beide so gemessenen Lautheitskurven sind in Abb. 9 im Vergleich mit den Ergebnissen aus Verdopplung und Halbierung des 1000 Hz-Tones dargestellt.

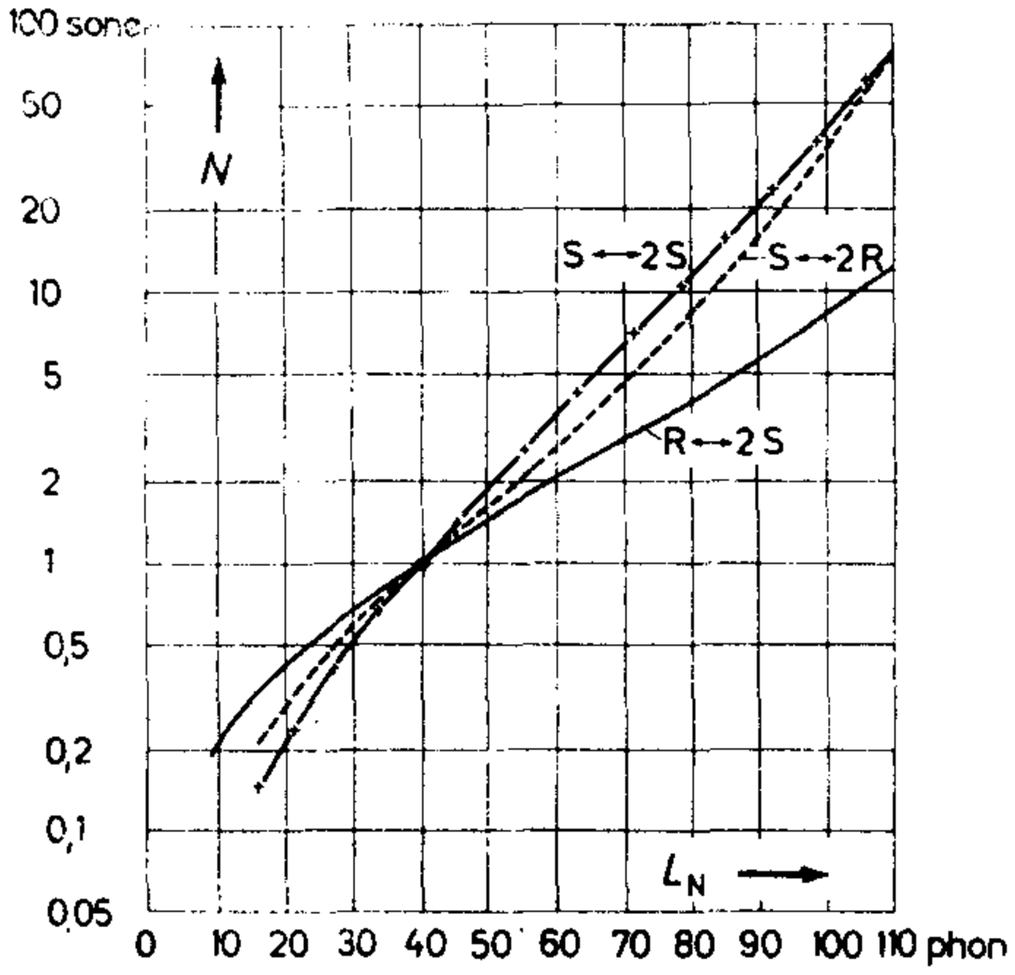


Abb. 9. Lautheitskurven[28], die sich ergeben, wenn die Beobachter ein und denselben Sinuston doppelt bzw. halb so laut einstellen ($S \longleftrightarrow 2S$) oder wenn dieselben Beobachter den Sinuston doppelt so laut wie ein breitbandiges Rauschen bzw. das Rauschen halb so laut wie den Sinuston einstellen ($S \longleftrightarrow 2\,R$) oder wenn sie das Rauschen doppelt so laut wie den Sinuston bzw. den Sinuston halb so laut wie das Rauschen einstellen ($R \longleftrightarrow 2\,S$). Ordinate ist die Lautheit in sone, Abszisse die Lautstärke in phon.

Wenn wir uns die Verschiedenartigkeit der verwendeten Schalle vor Augen halten, so ist die Abweichung der beiden erstgenannten Kurven voneinander als klein zu bezeichnen. Lediglich bei der Messung $R \longleftrightarrow 2\,S$ treten grössere Abweichungen auf. Offenbar unterliegt das menschliche Gehör hier einer akustischen Täuschung. Die Abweichungen der Kurven in Abb. 9 mögen dazu verleiten, zu sagen, dass Fehler von 20 phon und mehr schon bei der Verwendung der verschiedenen Lautheitskurven auftreten würden. Dieser Schluss ist jedoch falsch. Die Unterschiede in der Berechnung der Lautstärke von zwei extremen Schallen, dem Sinuston und dem breitbandigen Rauschen ergeben bei Verwendung der ISO-Lautheitskurve oder bei Verwendung der $R \longleftrightarrow 2\,S$-Lautheitskurve im ungünstigsten Fall 7 phon. Wir können daraus entnehmen, dass wir bei der Bildung der Verhältnislautheit zwischen sehr verschieden gearteten Schallen vorsichtig sein müssen, dass aber, abgesehen von dieser Ausnahme, die Verhältnislautheit für die meisten Schalle Werte liefert, die im wesentlichen nur innerhalb der Messgenauigkeit streuen.

Die Summenlautheit beruht auf der Annahme, dass zwei gleichlaute, sich gegenseitig nicht verdeckende Schalle, gemeinsam dargeboten, doppelt so laut sind, wie jeder Schall für sich allein. Da fast alle Lautstärkeberechnungsverfahren irgendwie auf der Addition der Lautheiten der einzelnen Frequenzanteile basieren, hat die Summenlautheit für die Praxis grosse Bedeutung. Neuere Messungen[28, 34] bestätigen im wesentlichen die Ergebnisse von FLETCHER[1]. Anstatt der Sinustöne wurden 2 bzw. 4 sich möglichst wenig verdeckende Schmalbandgeräusche verschiedener Frequenzlage aber je gleicher Lautstärke gemeinsam dargeboten und die neue Lautheit als um einen Faktor 2 bzw. 4 grösser angenommen. Die daraus ermittelten Summenlautheitskurven sind in

Abb. 10 dargestellt und stimmen mit den Verhältnislautheitskurven recht gut überein. Bei grossen Lautstärken ist es notwendig, die auf der gegenseitigen Beeinflussung der Komponenten beruhende Drosselung[9] der Lautheit zu berücksichtigen. Nach neueren Untersuchungen[7] hängt die Lautheitsdrosselung so eng mit der Verdeckung zusam-

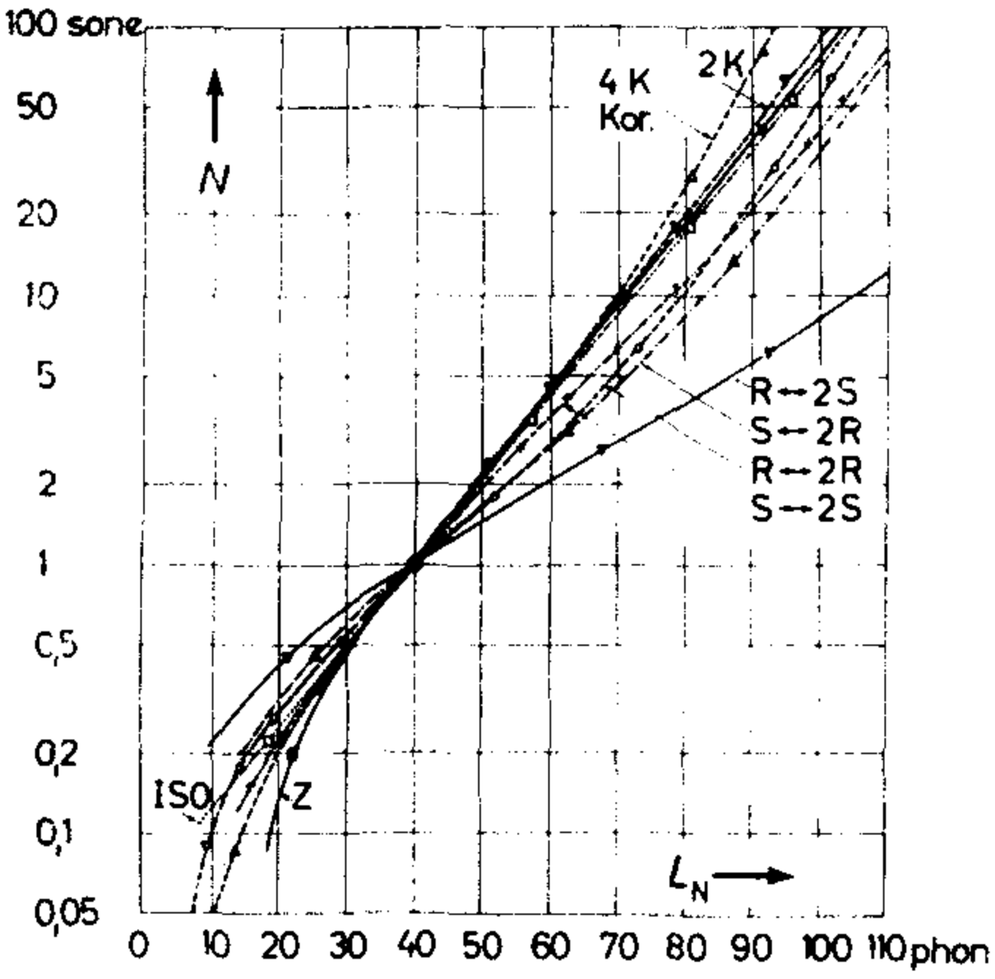


Abb. 10. Lautheitskurven, die aus der Messung von Verhältnislautheiten ($S \longleftrightarrow 2S$), ($R \longleftrightarrow 2R$), ($S \longleftrightarrow 2R$), ($R \longleftrightarrow 2S$) und solche, die aus der Messung von Summenlautheiten ($2K$), ($4K$ Kor.) bestimmt wurden (jeweils dieselben Beobachter[28]), im Vergleich mit der von der ISO festgelegten Lautheitskurve (ISO) und der sich aus der Elementarlautheit[7] ergebenden Lautheitskurve für den 1000-Hz-Ton (Z).

men, dass die Lautheit sogar aus Mithörschwellen bestimmt werden kann. Bei den erwähnten Untersuchungen hat sich allerdings gezeigt, dass die Lautheit des 1000 Hz-Tones bereits eine aus mehreren Elementarlautheiten zusammengesetzte Grösse ist[7]. Es scheint, als liessen sich aus der Vorstellung, dass alle Töne und Geräusche Lautheiten bilden, die aus einem Lautheitsbelag auf der Skala der Basilarmembran zusammengesetzt sind, recht brauchbare Ergebnisse und Berechnungsverfahren[39] ableiten. Mit Hilfe dieser Vorstellung kann sowohl der Verlauf der Kurven nach Abb. 1 als auch derjenige nach Abb. 2 und Abb. 4 sogar in Einzelheiten erklärt werden.

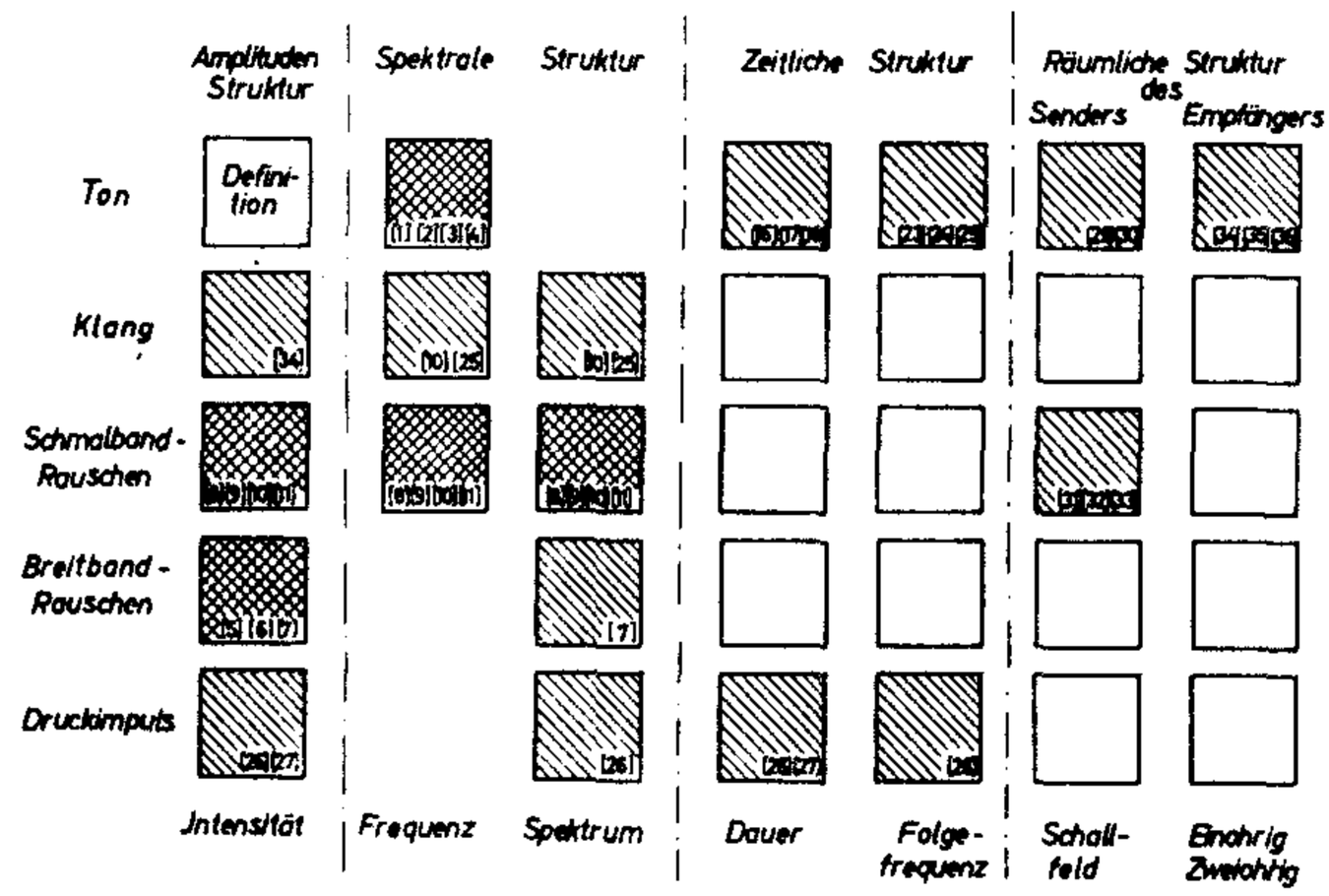


Abb. 11. Überblick über die in letzter Zeit durchgeführten Untersuchungen über Teilfragen der Lautstärke. Einfach schraffierte Bereiche sind bereits untersucht worden; für die doppelt schraffierten Bereiche wurden die Messergebnisse von verschiedenen Autoren gegenseitig bestätigt. Die angegebenen Zahlen sind Hinweise auf Literaturstellen.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse von Lautstärkemessungen ist verhältnismässig schwierig, weil eine sehr grosse Anzahl von Veränderlichen vorhanden ist. In Abb. 11 ist der Versuch gemacht, von den fünf wesentlichen Schallereignissen, dem Ton, dem Klang, dem Schmalbandrauschen, dem weissen Rauschen und dem Druckimpuls ausgehend, die verschiedenen Abhängigkeiten aufzuzeigen. Die wesentliche Abhängigkeit ist diejenige von der Amplitude, ihr folgen die spektrale Struktur (z.B. Frequenz, Mittenfrequenz, Bandbreite, Zahl der Spektrallinien usw.), die zeitliche Struktur (z.B. Dauer, Folgefrequenz usw.) und die räumliche Struktur (z.B. das Schallfeld, einohrig – zweiohrig usw.). In der Darstellung Abb. 11 soll die einfache Schraffur andeuten, dass über die im entsprechenden Fach angedeutete Frage schon Untersuchungsergebnisse vorliegen. Die doppelte Schraffur soll andeuten, dass von verschiedenen Autoren sich bestätigende oder doch ähnliche Ergebnisse veröffentlicht wurden. Die Zahlen sollen auf das Literaturverzeichnis hinweisen. Wie wir aus der verschiedenen Schraffur erkennen, sind die Amplitudenabhängigkeit und die Abhängigkeit der Lautstärke von der spektralen Struktur am weitesten erforscht worden, während die Abhängigkeit von der zeitlichen und der räumlichen Struktur noch wenig untersucht wurden, bzw. die Ergebnisse verschiedener Autoren sich gegenseitig nur wenig bestätigt haben. Zwar sind weitere Untersuchungen über die beiden letztgenannten Fragen im Gange, wie dies auch in den Themen mancher Einzelvorträge des Kongresses zum Ausdruck kommt, doch harren wesentliche Fragen noch ihrer Erforschung.

Versuchen wir eine ähnliche Zusammenfassung der Ergebnisse der Lautheitsmessungen, so können wir zunächst feststellen, dass die Verhältnislautheitskurven für die 5 verschiedenen Schallereignisse praktisch innerhalb der Messgenauigkeit miteinander

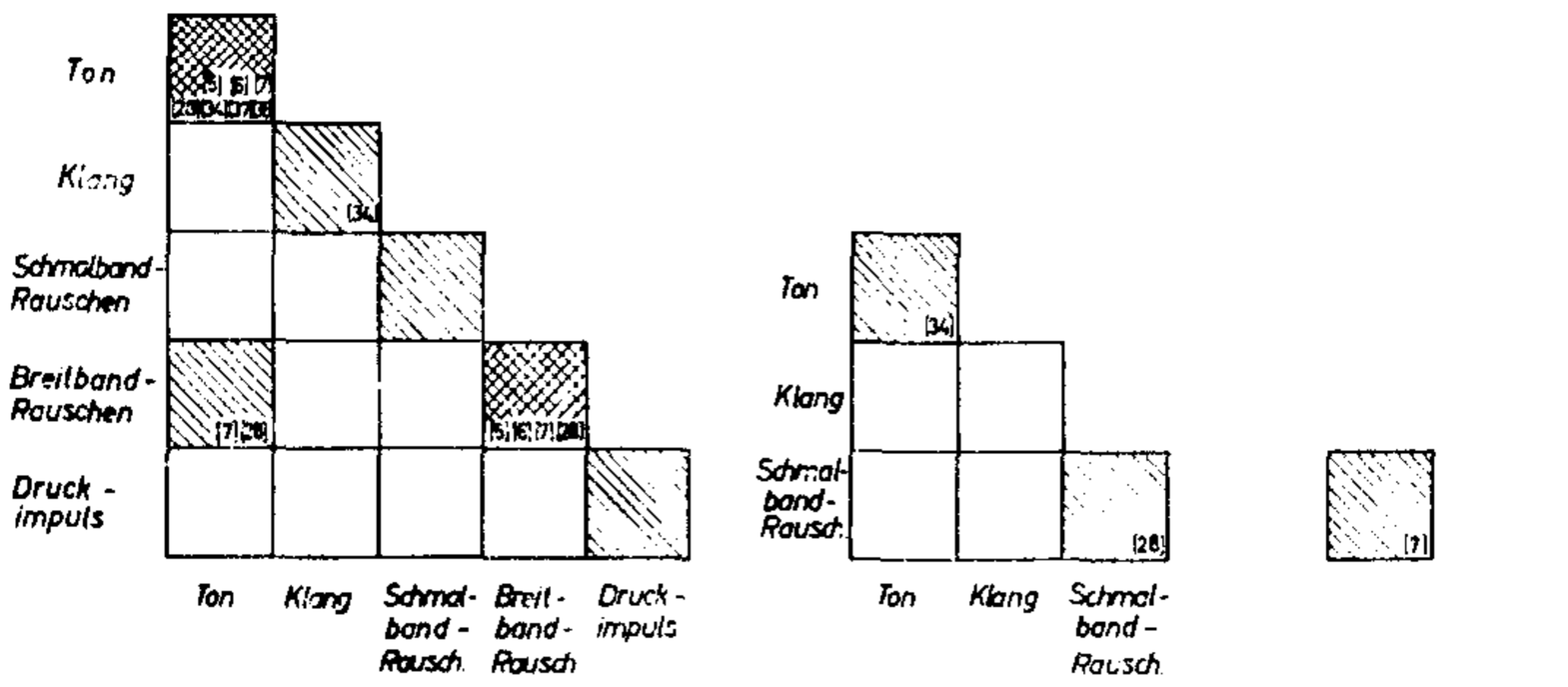


Abb. 12. Überblick über die in letzter Zeit durchgeführten Untersuchungen über Teilfragen der Lautheit (sonst wie Abb. 11).

übereinstimmen. Dagegen scheint ja die Verhältnislautheit zwischen zwei verschiedenen Schallen teilweise, besonders aber bei extremer Verschiedenheit der Spektren gegen akustische Täuschungen anfällig zu sein. Eine Vermutung, die noch genauer untersucht werden sollte. In einem Diagramm dargestellt, würden sich die in Abb. 12 skizzierten geklärten und ungeklärten Gebiete ergeben. Es wird hier besonders deutlich, dass im wesentlichen nur Verhältnislautheiten für ein und denselben Schall bestimmt wurden, d.h. auf der Diagonalen unserer Skizze geforscht wurde. Für die

Summenlautheit verkleinert sich das Diagramm„ weil nur Schalle mit begrenztem Spektrum benutzt werden können, jedoch ist auch hier noch manches zu erforschen. Die Frage nach der Existenz einer Elementarlautheit, aus der evtl. die Lautheiten aller Schalle zusammengesetzt sind, ist an anderer Stelle noch nicht untersucht und damit bestätigt oder abgelehnt worden. Untersuchungen wären hier besonders willkommen, da mit der Klärung dieser Frage wichtige Entscheidungen der Lautheitsberechnung verknüpft sind.

DIE ANWENDUNG DER MESSERGEBNISSE

Die Anwendung all dieser Messergebnisse in der Technik bei objektiven Lautstärke- und Lautheitsmessungen macht nicht nur dem Laien Schwierigkeiten. Es ist zur Zeit nicht möglich, einen objektiven Lautstärkemesser als Messgerät zu bauen, der allen subjektiven Messergebnissen gerecht würde. Für gleichförmige Geräusche wird sich solch ein Gerät zwar bauen lassen, aber wenn vom gleichen Gerät beliebige Impulsformen bei allen interessierenden Pegeln richtig angezeigt werden sollten, so wird der Aufwand unabsehbar.

Wir können also z.Zt. nur einfache Geräte bauen, die sich auf bestimmte Geräuscharten, auf bestimmte Pegel, auf Dauergeräusche oder Impulse usw. beschränken und für diese Spezialbereiche relativ richtige Messergebnisse liefern. Der DIN-Lautstärkemesser und die Sound Level Meter mit ihren verschiedenen Bewertungskurven oder auch die Geräuschspannungsmesser sind Beispiele dafür. Wir benötigen solche Geräte für die Messungen des Alltags, z.B. für Lautstärkekontrollen im Verkehr oder bei der Abnahmeprüfung auf Lautstärke bei Elektromotoren einer Serie. Während im ersten Fall die verschiedenen Fahrzeugtypen auch verschiedene Geräuscharten verursachen, ist der Geräuschtyp bei einer Serie von gleichen Elektromotoren immer derselbe, d.h. hier ist das einfache Lautstärkemessgerät als Kontrolle angebracht und geeignet. Im ersten Fall dagegen sind die Messwerte, die bei den doch sehr verschiedenartigen Fahrzeugtypen abgelesen werden, nicht unmittelbar zu vergleichen. Eine Kontrolle kann aber dennoch durchgeführt werden, wenn für jeden Fahrzeugtyp ein bestimmter Messwert angegeben ist, der von keinem Exemplar dieses Types überschritten werden darf. Die Grenzwerte der verschiedenen Typen werden sich entsprechend der vom Typ abhängigen Geräuschart unterscheiden. Die einfachen Geräte können aber so, obwohl sie die Lautstärke nur näherungsweise messen, sehr nutzbringend eingesetzt werden. Sie haben zwar den Nachteil, dass sie grossenteils nicht den richtigen Lautstärkewert anzeigen, aber den Vorteil, dass sie handlich und einfach sind und dass sie, was oft vergessen wird, beim gleichen Geräuschtyp gleich falsch anzeigen. Dies ist ein Vorteil der einfachen Geräte, den wir ausnützen können und müssen. Wie sie im einzelnen aufgebaut sind, z.B. welchen Frequenzgang, oder welche Zeitkonstante in der Anzeige sie haben, ist nicht sehr wichtig. Viel wichtiger ist, dass alle Geräte ein und denselben Frequenzgang innerhalb enger Toleranzen und entsprechend eine Zeitkonstante haben, damit die Messwerte, die mit verschiedenen Geräten an verschiedenen Stellen gewonnen wurden, innerhalb eines Landes und möglichst auch international verglichen werden können. Dies scheint mir, ist die wesentlichste Forderung, die wir an einfache Geräte stellen müssen.

Lautstärke- und Lautheit-Berechnungsverfahren ersetzen einstweilen genauere, direktzeigende Messgeräte. Objektive Ausgangswerte der Berechnungsverfahren sind

fast immer Frequenzpegel-Diagramme. Die verschiedenen Berechnungsverfahren unterscheiden sich vor allem durch die Bandbreiten der Filter. Ausser der Verwendung von Spezialfiltern[40] kommen vor allem Oktavfilter[3, 41], Terzfilter[3, 39] und Frequenzgruppenfilter[7, 9, 42] zur Anwendung. Nach den im ersten Teil geschilderten Messergebnissen kann es aber nicht gleichgültig sein, welche Bandbreite wir bei unserem Lautstärkeberechnungsverfahren benützen, denn die Lautstärke ist ja nach Abb. 2 von der Bandbreite abhängig und nur innerhalb der Bandbreite einer Frequenzgruppe ist sie von der Bandbreite unabhängig und gleich der Lautstärke des Bandmittentones gleichen Pegels. Werten wir die Ergebnisse, die entsprechend Abb. 2 bei anderen Mittenfrequenzen gemessen wurden[9, 10, 25] aus, um die Frage nach dem Pegelunterschied zwischen frequenzgruppenbreitem und oktavbreitem Rauschen bei gleicher Lautstärke zu beantworten, so ergibt sich Abb. 13. Abszisse ist die Bandmittenfrequenz und Parameter der Schalldruckpegel des frequenzgruppenbreiten Rauschens. Wollen wir die Oktavpegel unserem Berechnungsverfahren zugrunde legen, so müssen wir Fehler in Kauf nehmen, die nach Abb. 13 bei mittleren Pegeln bis zu 8 phon betragen können.

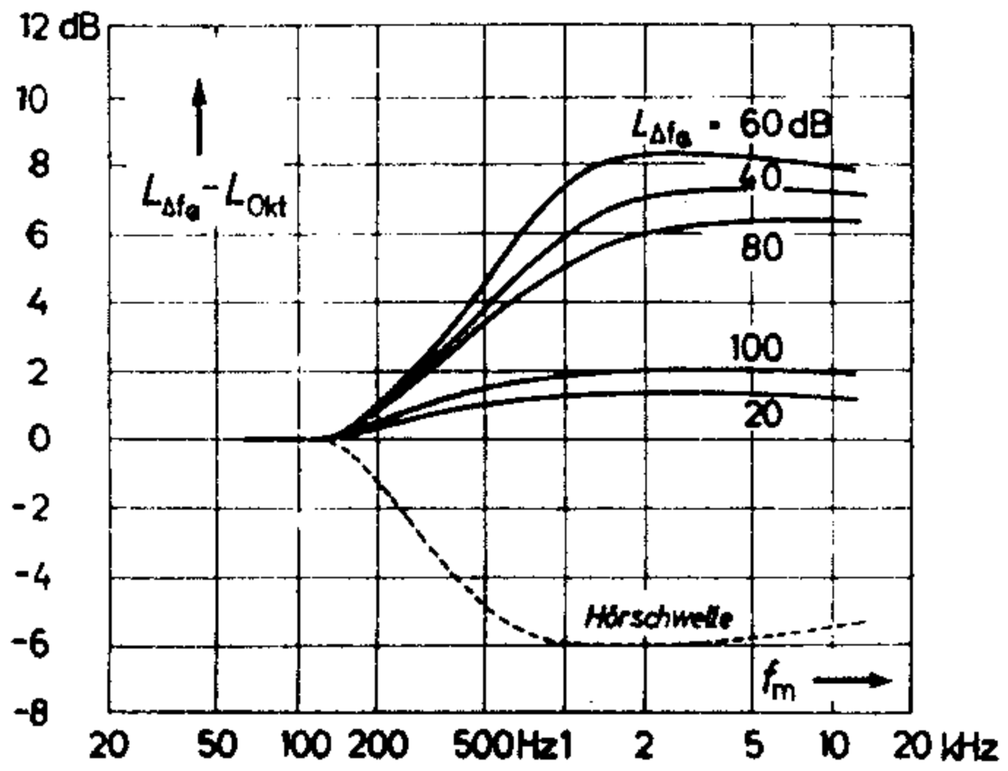


Abb. 13. Differenz zwischen dem Schalldruckpegel in der Frequenzgruppe und dem Schalldruckpegel in der Oktav, die vom Beobachter bei gleichem Lautstärkeeindruck eingestellt wird. Abszisse ist die Mittenfrequenz der Frequenzgruppe (Δf_G) bzw. der Oktav (Okt.). Parameter ist der Schalldruckpegel der Frequenzgruppe.

Für ein Berechnungsverfahren ist dies aber eine zu grosse Ungenauigkeit, so dass von der Verwendung von Oktavfiltern für genaue Lautstärkeberechnungen abgeraten werden muss. Der Fehler, der bei der Verwendung von Terzen entsteht, ist wesentlich kleiner und beträgt im ungünstigsten Fall etwa 2 phon. Solche Fehler sind noch tragbar, zumal sie bei graphischen Verfahren von ihrer absoluten Grösse von $+2$ phon auf eine fast schon als Messgenauigkeit zu bezeichnende Grösse von ± 1 phon verschoben werden können. Die Verwendung von Terzfiltern ist demnach sehr anzuraten, zumal sie auch dem Wunsch des Konstrukteurs nach brauchbarer Analysierschärfe nachkommt.

Zu dem veröffentlichten Lautstärkeberechnungsverfahren[7], das vom Frequenzgruppenpegel-Diagramm ausgeht und auf den Elementarlautheiten aufgebaut ist, wurden unlängst[39] Schablonen veröffentlicht, die es bei Verwendung desselben Systems erlauben, vom Terzpegel-Diagramm auszugehen. In einem Beispiel sei das Verfahren kurz erläutert. Abb. 14 zeigt solch eine Schablone, Abszisse ist die Grenzfrequenz der Terzen in einem der Bandbreite der Frequenzgruppen entsprechend verzerrtem Massstab. Ordinate ist die Lautheitsdichte N', eine Grösse, die eng mit der Elementarlautheit zusammenhängt. Gegeben sind in der Schablone als Parameter die stark gestrichelten Kurven gleichen effektiven Terzpegels. Die objektiv gemessenen Terzpegel

werden als horizontale Linien mit Terzbreite eingetragen und entsprechend der gestrichelten Linien nach kleinen Pegeln verlängert[39], so dass die stark umrandete Fläche entsteht. Es entsprechen den Teilfächen die Teillautheiten und der Gesamtfläche die Gesamtlautheit, für die mit Hilfe des flächengleichen Rechtecks und der nebenstehenden Skala die entsprechende Lautstärke abgelesen werden kann. In Abb. 14 ist das Terzpegeldiagramm, das von einem Gebläse aufgenommen wurde, ausgewertet. Aus der Höhe des flächengleichen Rechtecks entnehmen wir eine Gesamtlautheit von

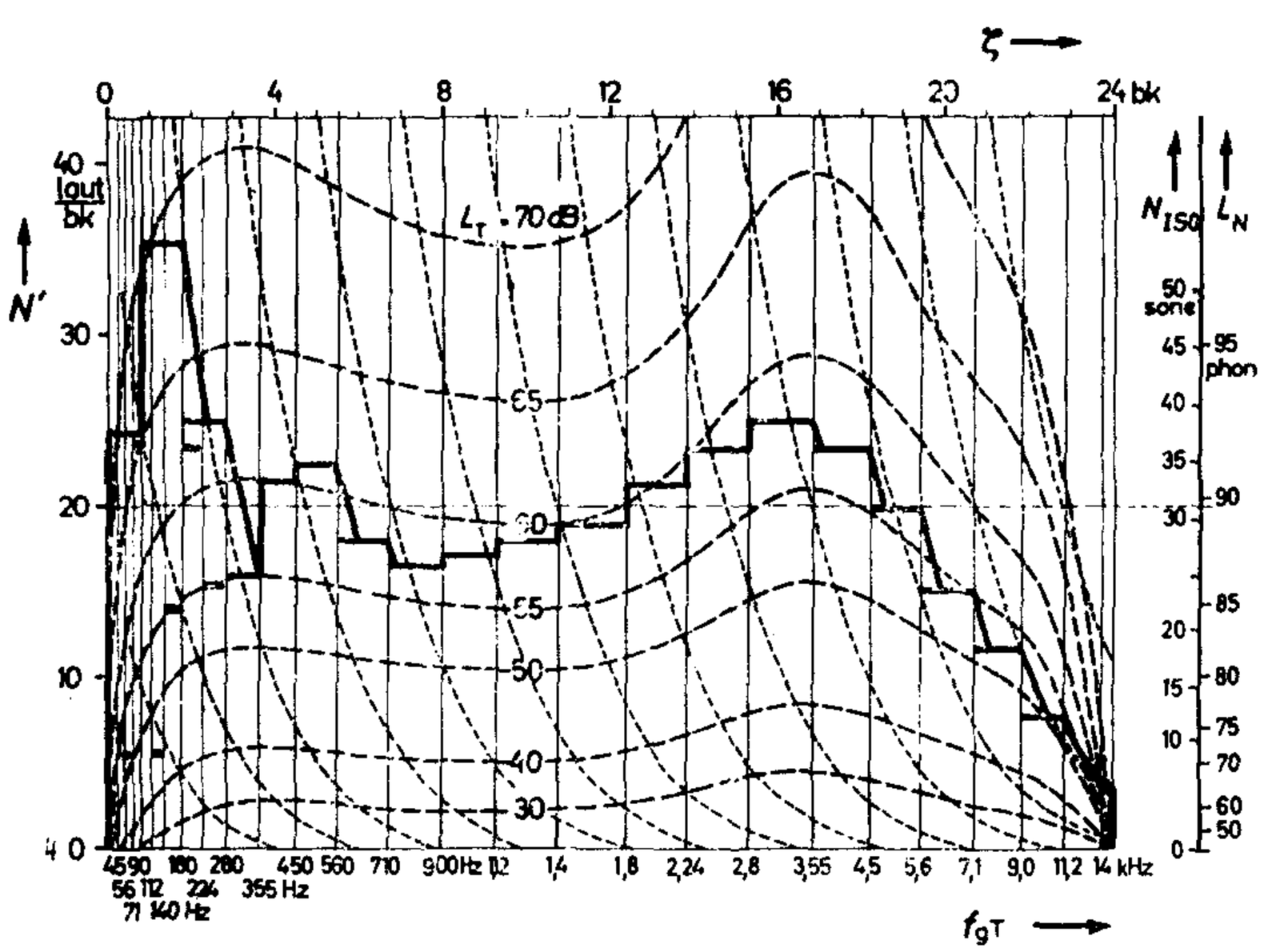


Abb. 14. Beispiel für die Lautstärkeberechnung eines Gebläses aus dem objektiv gemessenen Terzpegeldiagramm nach[39]. Ordinate ist die Lautheitsdichte N'^{7}, Abszisse ist die Grenzfrequenz der Terzfilter f_{Gt}, Parameter ist der in die verschiedenen Terzen fallende Schalldruckpegel L_T. Die gemessenen Terzpegelwerte werden als horizontale Strecken eingetragen und entsprechend den gestrichelten, abfallenden Linien verlängert, so dass die stark umrandete Fläche entsteht. Teilflächen entsprechen Teillautheiten. Die Gesamtfläche entspricht der Gesamtlautheit, die mit Hilfe des flächengleichen Rechtecks an der rechts angegebenen Skala zu 31 sone abgelesen werden kann.

31 sone, was knapp 90 phon entspricht. Für den Konstrukteur ist solch ein Diagramm bei der Geräuschminderung ein wertvolles und instruktives Hilftsmittel.

Die Lautstärkemessung bzw. -berechnung im diffusen Schallfeld, wie es in engen Strassen und in Räumen fast immer vorkommt, hat durch die Ergebnisse neuerer Untersuchungen eine bessere Grundlage gefunden. Wir können mit Hilfe des in Abb. 7 gezeigten Mittelwerts der Pegelabweichung zwischen den Pegeln im diffusen und im ebenen Schallfeld bei gleicher Lautstärke die Schablonen für das Berechnungsverfahren genauso für das diffuse Feld umzeichnen, wie wir die Kurven der Abb. 1 für das diffuse Schallfeld in diejenigen der Abb. 8 umgezeichnet haben.

Welcher Weg soll nun mit Hilfe der vorhandenen Geräte für die Lautstärkebestimmung eingeschlagen werden, damit sich Hersteller, Verbraucher und Gesetzgeber einigen können? Wenn ich dazu einen Vorschlag machen darf, so folgenden:

Für die einzelnen Lärmerzeuger (z.B. Kraftfahrzeuge oder Elektromotoren) werden maximal zulässige ISO-Lautheiten[43] festgelegt (z.B. vom Gesetzgeber oder vom Verbraucher). Mit Hilfe eines Berechnungsverfahrens wird bei der Typprüfung aus dem

Terzpegeldiagramm die Lautheit von ein paar Prüflingen bestimmt. Mit einem einfachen aber einheitlichen Lautstärkemessgerät werden gleichzeitig die entsprechenden Messwerte (z.B. DIN-Lautstärke oder C-weighted sound pressure level) registriert. Der Mittelwert, der dabei auftritt, wird als Richtwert für Kontrollmessungen bei Prüfungen in der Serie benutzt. Der Maximalwert, eventuell mit einem Zuschlag versehen, um die Grenze der zulässigen ISO-Lautheit auszunützen, wird (vom Gesetzgeber oder Verbraucher) als maximal zulässiger Wert bestimmt, der bei Alltags- und Betriebsmessungen leicht kontrolliert und evtl. beanstandet werden kann. Jeder Typ hat strenggenommen, wie schon früher angedeutet, seinen ihm eigenen Höchstwert der Anzeige des einfachen Lautstärkemessgeräts. Alle Typen haben ein und dieselbe maximale ISO-Lautheit.

Bei diesem Vorschlag ist manches noch unvollständig geklärt, z.B. welches Berechnungsverfahren zur Anwendung kommen soll, welchen Frequenzgang das einfache Lautstärkemessgerät haben soll, welche Trägheit usw. Das darf jedoch kein Grund für uns sein, dieses wichtige Problem ruhen zu lassen. Es muss aus der Zusammenarbeit von Technik, Wissenschaft und Normung gelöst werden.

LITERATUR

1. H. Fletcher and W. A. Munson, *J. Acoust. Soc. Am.*, 5 (1933) 82.
2. S. S. Stevens and H. Davis, *Hearing*, John Wiley & Sons, New York, 1938.
3. S. S. Stevens, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 (1956) 807.
4. D. W. Robinson and R. S. Dadson, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 1284.
5. S. S. Stevens, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 815.
6. D. W. Robinson, *Acustica*, 3 (1953) 344.
7. E. Zwicker, *Acustica*, 8 (1958) Beih. 1, 237.
8. G. Gässler, *Acustica*, 4 (1954) Beih. 1, 408.
9. E. Zwicker und R. Feldtkeller, *Acustica*, 5 (1955) 303.
10. E. Zwicker, G. Flottorp and S. S. Stevens, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 548.
11. H. Niese und J. Köhler, *Hochfreq. techn. Elek. akust.*, 66 (1958) 150.
12. R. Feldtkeller und E. Zwicker, *Das Ohr als Nachrichtenempfänger*, S. Hirzel Verlag, Stuttgart, 1956.
13. E. Zwicker, *Acustica*, 2 (1952) Beih. 3, AB 125.
14. E. Zwicker, *Acustica*, 4 (1954) Beih. 1, 415.
15. E. Zwicker, *Acustica*, 6 (1956) 365.
16. G. von Békésy, *Physik. Z.*, 30 (1929) 118.
17. W. R. Garner, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 808.
18. H. Niese, *Hochfreq. techn. Elek. akust.*, 65 (1956) 4.
19. E. Port, *Frequenz*, 13 (1959) 242.
20. W. R. Garner and G. A. Miller, *J. exptl. Psychol.*, 37 (1947) 293.
21. R. Feldtkeller und R. Oetinger, *Acustica*, 6 (1956) 489.
22. R. Plomp and M. A. Bouman, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 6.
23. H. Niese, *Hochfreq. techn. Elek. akust.*, 66 (1958) 115.
24. H. Bauch, *Acustica*, 6 (1956) 40.
25. B. Scharf, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 3.
26. H. Bauch, *Acustica*, 6 (1956) Beih. 2, 494.
27. R. Oetinger, *Über Verdeckung, Erregung und Lautstärke von kurzen Impulsen*, Dissertation, Stuttgart, 1959.
28. R. Feldtkeller, E. Zwicker und E. Port, *Frequenz*, 13 (1959) 109.
29. F. M. Wiener and D. A. Ross, *J. Acoust. Soc. Am.*, 18 (1946) 401.
30. G. Jahn, *Hochfreq. techn. Elek. akust.*, 67 (1958) 69.

31. L. CREMER, G. PLENGE UND D. SCHWARZE, *Acustica*, 9 (1959) 65.
32. G. JAHN, *Hochfreq. tech. Elek. akust.*, 67 (1959) 187.
33. W. KUHL UND W. WESTPHAL, *Acustica*, 9 (1959) 407.
34. B. SCHARF, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 783.
35. I. J. HIRSH, *Am. J. Psychol.*, 61 (1948) 205.
36. H. NIESE, *Hochfreq. tech. Elek. akust.*, 65 (1957) 192.
37. S. S. STEVENS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 603.
39. D. W. ROBINSON, *Acustica*, 7 (1957) 217.
39. E. ZWICKER, *Frequenz*, 13 (1959) 234.
40. G. QUIETZSCH, *Acustica*, 5 (1955) Beih. 1, 49.
41. F. MINTZ AND F. G. TYZZER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 24 (1952) 80.
42. L. CREMER UND L. SCHREIBER, *Frequenz*, 10 (1956) 201.
43. ISO TC-43, *Quantities and Units of Acoustics*, 7/28, 1.

The Auditory Input-Output Function

S. S. STEVENS

Psycho-Acoustic Laboratory, Harvard University, Cambridge, Mass. (U.S.A.)

The manner in which loudness grows with increasing sound intensity is given by the sone scale of loudness. This scale describes the dynamic operating characteristic of the auditory system. Its form is a power function: loudness s is related to sound pressure p by the formula

$$s = k\,(p - p_0)^{0.6}$$

In terms of sound energy the exponent is 0.3. The value p_0 may be regarded as the threshold pressure. For moderate and loud sounds, its value is negligible, but for faint sounds near threshold the neglect of the constant p_0 makes the sone scale concave downward in log–log plots[1].

Up to now, the sone scale has rested on methods that require observers to make quantitative estimates of loudness magnitudes or ratios[2]. The validity of the resulting input–output function can, however, be verified by a direct comparison of the growth of loudness with the growth of sensation in other sensory systems[3, 4]. These new procedures require observers to equate the apparent intensity of stimuli in two different sense modalities, a task that is in some ways similar to the task of equating the loudnesses of two sounds of different quality, *e.g.* a tone and a noise.

Loudness has been equated directly to apparent or subjective intensity on five other sensory continua: 1. brightness of white light, 2. amplitude of 60 c/s vibration applied to the finger tip, 3. strength of 60 c/s electric current through the fingers, 4. sound pressure of vocalization, 5. force of handgrip. The subjective scales for all five of these continua had previously been determined by having observers make quantitative estimates. Like loudness, they all approximate power functions, but they have different exponents.

If two continua are governed by power functions, then (neglecting arbitrary units and the threshold values) we may write

$$\Psi_1 = \Phi_1{}^m$$

$$\Psi_2 = \Phi_2{}^n$$

and if cross-modality matches are made, such that the subjective magnitudes are equated ($\Psi_1 = \Psi_2$), then the resulting equal sensation function relating the stimulus values has the form

$$\Phi_1{}^m = \Phi_2{}^n$$

In log–log coordinates this equation determines a straight line with a slope equal to the ratio of the exponents n/m.

When loudness was equated to each of the other five continua, the predicted equal-sensation functions were obtained. This agreement confirms the fact that the power function is the general law that governs the growth of sensation on prothetic continua[5], and it demonstrates that the loudness scale is merely an instance of a pervasive psychophysical law.

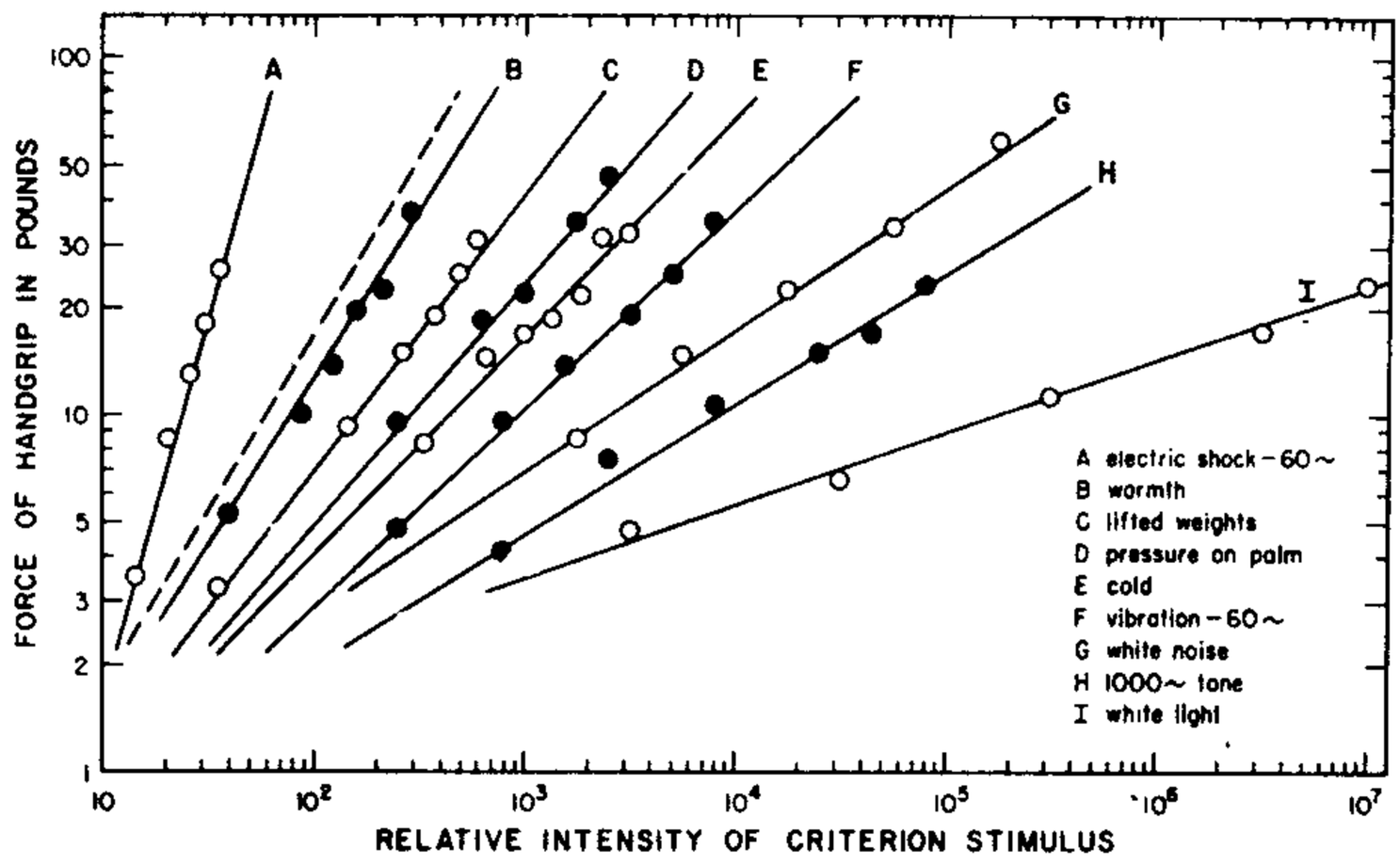


Fig. 1. Equal-sensation functions obtained by matching apparent force of handgrip to apparent ntensity of various criterion stimuli. Each point represents the median force exerted on a handi dynamometer by ten or more observers. The positions of the functions on the abscissa are arbitrary. The dashed line shows a slope of 1.0 in these coordinates.

An interesting example of a set of functions obtained by cross-modality matching is shown in Fig. 1. Each curve represents an experiment in which ten or more observers indicated the apparent intensity of various levels of the criterion stimuli by squeezing a precision hand dynamometer. Note that each function approximates a straight line in log–log coordinates.

Since the subjective scale for apparent force of handgrip[6] has been found to have an exponent of 1.7, the exponent of each of the other continua can be found by multiplying the slopes in Fig. 1 by 1.7. When this is done, the result for loudness (both tone and noise) approximates the value 0.6, which is the exponent of the sone scale. Actually, the value for white noise is slightly larger[7].

These experiments demonstrate that the sone scale can be used to predict what observers will do when asked to match loudness to the apparent intensities of various other sensations. The results confirm the general validity of the power-function law, and they provide additional evidence that the ear behaves as a "compression" transducer[8] (exponent less then 1.0).

REFERENCES

1. B. SCHARF AND J. C. STEVENS, *Proc. Third Intern. Congr. Acoust.*, Elsevier, Amsterdam, 1960, p. 80.
2. S. S. STEVENS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 815.
3. S. S. STEVENS, *J. Exptl. Psychol.*, 57 (1959) 201.
4. S. S. STEVENS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 995.
5. S. S. STEVENS, *Psychol. Rev.*, 64 (1957) 153.
6. J. C. STEVENS AND J. D. MACK, *J. Exptl. Psychol.*, 58 (1959) 405.
7. J. C. STEVENS, J. D. MACK AND S. S. STEVENS, *J. Exptl. Psychol.*, 59 (1960) 60.
8. S. S. STEVENS, *Science*, 127 (1958) 383.

The Form of the Loudness Function near Threshold

B. SCHARF* AND J. C. STEVENS

Psychological Laboratories, Harvard University, Cambridge, Mass. (U.S.A.)

The results of a large number of investigations, summarized by STEVENS[1], indicate that to a first approximation the loudness of a 1000 c/s tone increases as the 0.6 power of the sound pressure. Many studies suggest also that in the vicinity of threshold the slope of the function (in log–log coordinates) is steeper than 0.6. This departure of the loudness function from the form of the power function is confirmed by the present experiments. It can be shown that this departure from the 0.6 power law is more apparent than real, however, for if the zero of the scale is set at the threshold of hearing the function again follows the power law, even in the vicinity of threshold.

Two methods were used to determine the form of the loudness function near threshold. In the method of ratio production, the subject adjusted a 1000 c/s tone to sound either half as loud or twice as loud as a standard 1000 c/s tone. The variable and the standard tones were presented alternately for about 1 sec each through a pair of PDR-8 earphones. In order to adjust the level of the variable tone, the subject operated a "sone potentiometer" consisting of two 2000 ohm potentiometers ganged and cascaded[2]. The level of the standard stimulus was set at five different values between approximately 10 and 50 db *re* 0.0002 dyne/cm^2, in irregular order. Sixteen subjects participated in two sessions, one session for halving and the other for doubling.

In the method of magnitude estimation, the subject was instructed to assign numbers proportional to the apparent loudness of a 1000 c/s tone presented binaurally at six

---

* At Northeastern University, Boston, Mass. (U.S.A.)

different levels through PDR-8 earphones. In the first of two different experiments, a standard stimulus (at about 15 db) was identified as "10" at the beginning of the series of stimuli, which were presented in irregular order. In the second experiment, the standard (at about 22 db) was called "20".

The results of both ratio production and magnitude estimation indicate that, as a function of sound pressure level, loudness grows more rapidly below about 25 db than it does at higher levels. The unfilled squares and triangles in Fig. 1 show the relative loudness values (each point based on 32 estimates by 16 subjects) that were assigned to the tones whose approximate levels are shown on the abscissa. (The absolute values of the stimuli are not known exactly. The stimulus levels were produced by applying a known voltage across the earphones, which had been calibrated in a 6-cm³ coupler. The "real-ear" sound pressure produced at the eardrum is known to be highly variable from one ear to another[3].)

The unfilled circles in Fig. 1 show the relative loudness values determined from a plot of the results of halving and doubling. Each point corresponds to a loudness twice as great as the next lower point and half as great as the next higher point. For a 2 : 1 ratio of loudness, a smaller decibel difference was needed at low levels than at higher levels. (No circle is shown below 10 db, because although subjects had been asked to halve a 10-db tone, only 6 of the 16 subjects felt that they could make the fudgment.) The two procedures, magnitude estimation and ratio production, yielded jairly similar results, permitting a single curve to be fitted to all the unfilled points of

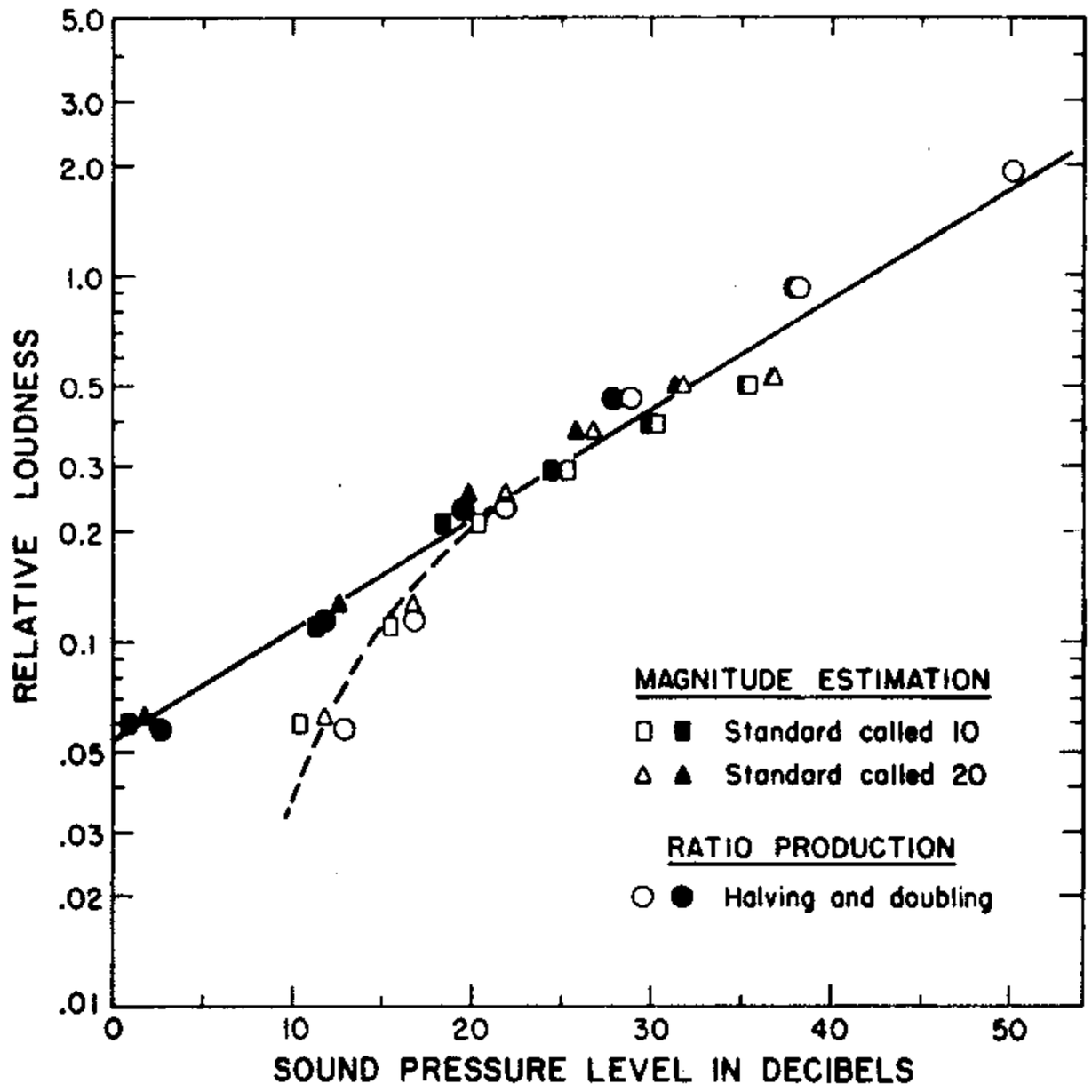


Fig. 1. Magnitude estimation and ratio production of apparent loudness at low intensity levels, showing the effect on the loudness function of subtracting the threshold intensity from each stimulus. The ordinate is a relative scale of apparent loudness. The straight line is the sone function (0.6 power law). Each point is based on the median judgment of 16 subjects.
Unfilled symbols: plotted against the stimulus intensity (sound pressure) on a decibel scale. Filled symbols: the same data plotted against the stimulus intensity that results from subtracting the approximate absolute threshold.

Fig. 1. Above about 25 db, the points fall fairly close to the straight line determined by the sone function (0.6 power law).

The increased steepness of the loudness function near absolute threshold seems to imply that the power function relating subjective intensity to physical intensity may not hold at very low levels. There is, however, an alternative interpretation of the results. It has been argued by LUCE[4] that a power function is the only possible function relating two variables, both of which are measurable on a ratio scale. If the empirically determined function turns out not to be a power function, *i.e.* does not plot as a straight line in log–log coordinates, it may be because the zero of the stimulus scale is not the effective or physiological zero. It is argued that, if the intensity of the threshold stimulus is subtracted from each stimulus value, the effect will be to refer the stimulus scale to "physiological zero" and to eliminate the curvature from the function obtained. This reasoning is equivalent to stating (as proposed by STEVENS[5] and by EKMAN[6]) that the general equation for the psychophysical law ought to be written

$$\psi = k\,(\varphi - \varphi_0)^n$$

where ψ is subjective intensity, φ is physical intensity, and φ_0 is the threshold intensity. For loudness, the exponent n equals 0.6 if φ is expressed as sound pressure. STEVENS[5] showed, for example, that estimates of the magnitude of vibration applied to the arm determine a power function when the constant φ_0 approximates the threshold value-but not otherwise.

Unfortunately, a thoroughly convincing test of this hypothesis for loudness is not supplied by the present results, because precise individual thresholds were not obtained. On the other hand, Fig. 1 shows that the points (filled symbols) fall close to a straight line when a constant value, which approximates the effective average threshold, is subtracted from each stimulus level. The value of the constant is based on the assump, tion that the effective threshold lies in the vicinity of 6 db *re* 0.0002 dyne/cm². It appears, therefore, that the 0.6 power law may continue to hold at very low levels, provided a meaningful zero on the stimulus scale can be established.

Research supported by Office of Naval Research and National Science Foundation (Report PNR-232).

REFERENCES

1. S. S. STEVENS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 815–829.
2. E. C. POULTON AND S. S. STEVENS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 329–331.
3. L. L. BERANEK, *Acoustic Measurements*, Wiley, New York, 1949.
4. R. D. LUCE, *Psychol. Rev.*, 66 (1959) 81–95.
5. S. S. STEVENS, *J. Exptl. Psychol.*, 57 (1959) 210–218.
6. G. EKMAN, *J. Psychol.*, 45 (1958) 287–295.

Thresholds of Hearing for Pure Tones as a Function of Age: An Analysis in Terms of Psychological Magnitude Scales

R. HINCHCLIFFE

Wernher Research Unit on Deafness, London (England)

Introduction

We have reported on thresholds of hearing as a function of age in a random sampled rural population, stratified for age and sex, in Scotland[1]. Another series of threshold measurements on a similar population in Wales showed no significant difference in the auditory thresholds of the two populations. We therefore consider that these thresholds are representative of changes in hearing due to presbycusis in Great Britain. Measurements on diseased ears were excluded. There was no inherent difference between the presbycusis curves for the two sexes; any difference is attributable to acoustic insult that the male ears have suffered.

ANALYSIS OF THE DATA

Median thresholds

The median thresholds of hearing exhibit an exponential decrement with age when the intensity of the threshold stimulus is expressed in terms of a psychological magni-

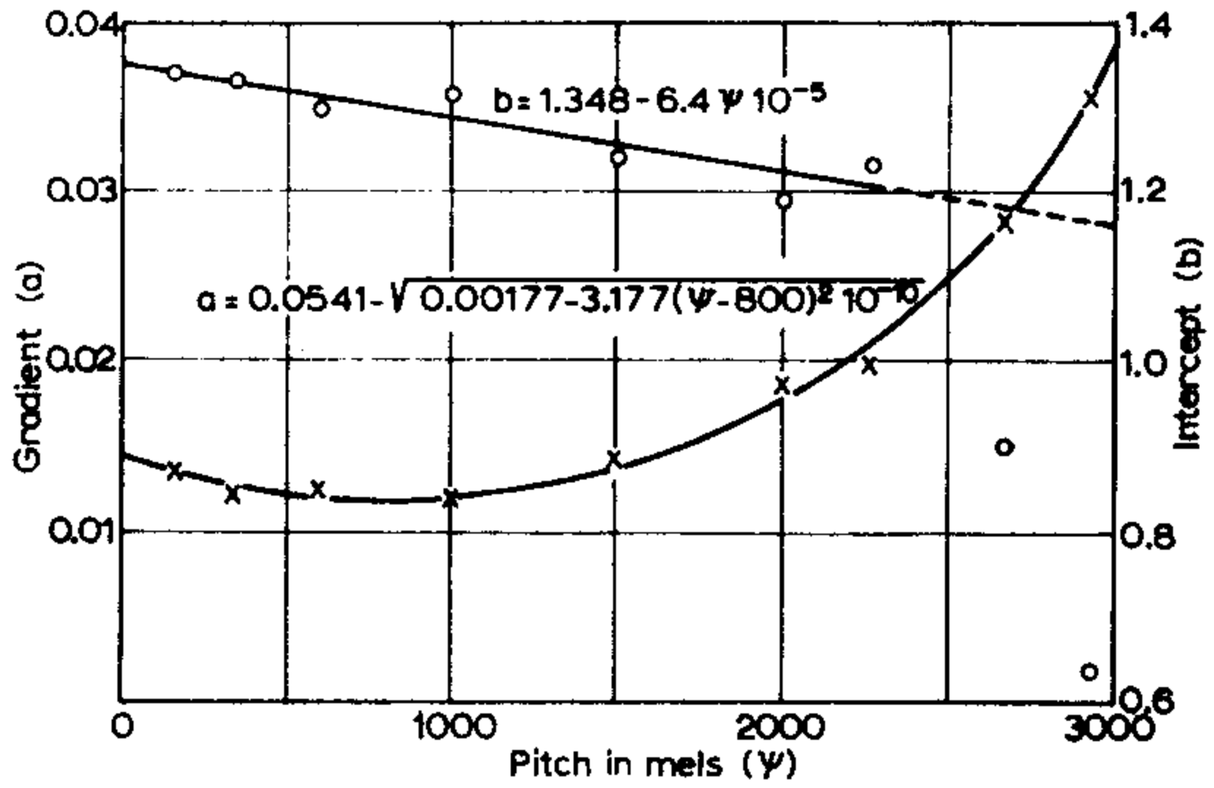


Fig. 1. Values of the gradient and the intercept in the semilogarithmic equations of best fit for the decline in the auditory threshold with age. The values are for nine frequencies ranging from 125 c/s to 8000 c/s inclusive. The graph shows a straight line curve of best fit fitted to the first seven values for the intercept, and an elliptical arc fitted to the values for the gradient. Data from measurements on a random sample population.

Values of a and b in equation

$$\log y = ax + b$$

where y in mR = median threshold of hearing in terms of a psychological intensity scale (Robinson), 1000 mR = 40 phons, and x in years = chronological age.

tude scale[2]. The thresholds predicted from the exponential curves of best fit are within the 95 per cent confidence limits of the observed median thresholds.

Further analysis shows that the constants in our equation $\log y = ax + b$ exhibit a curvilinear relationship with the psychological magnitude scale of frequency, *i.e.* the mel scale[3]. Fig. 1 covers the pitch range up to 3000 mels, corresponding to 9000 c/s. It shows that, over this range, the gradient a shows a relationship with pitch that conforms to the arc of an ellipse. The intercept b is linearly related to pitch for the range up to 2250 mels, *i.e.* about 4000 c/s. We used Robinson's loudness scale[4] because this scale conforms to the more probable form of the loudness function and was, moreover, found to give better exponential curves of best fit.

The distribution of thresholds

Fig. 2 shows the data for 12,000 c/s (*i.e.* 3,200 mels) plotted on Gaussian probability paper. Robinson's loudness function was extrapolated so that we could determine the

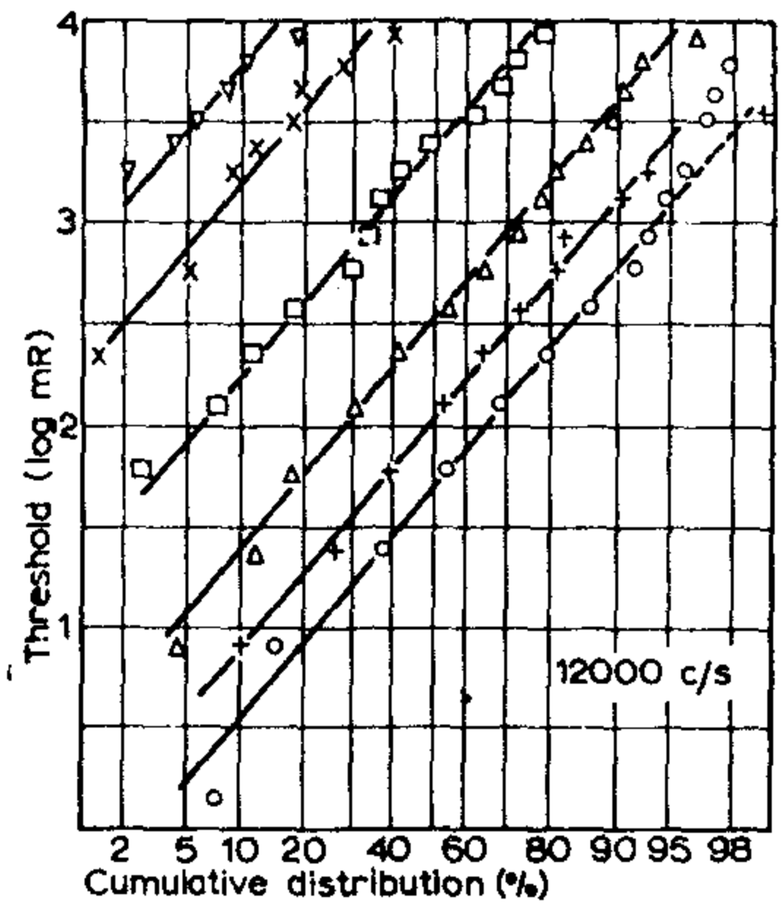


Fig. 2. The cumulative distribution of the values for the auditory threshold at 12,000 c/s graphed on Gaussian probability paper. The threshold levels are expressed in terms of the logarithm of a psychological magnitude scale and relate to measurements on a random sample population. Age as parameter.

Age groups:

▽	65–74 years	△	35–44 years
×	55–64 years	+	25–34 years
□	45–54 years	○	18–24 years

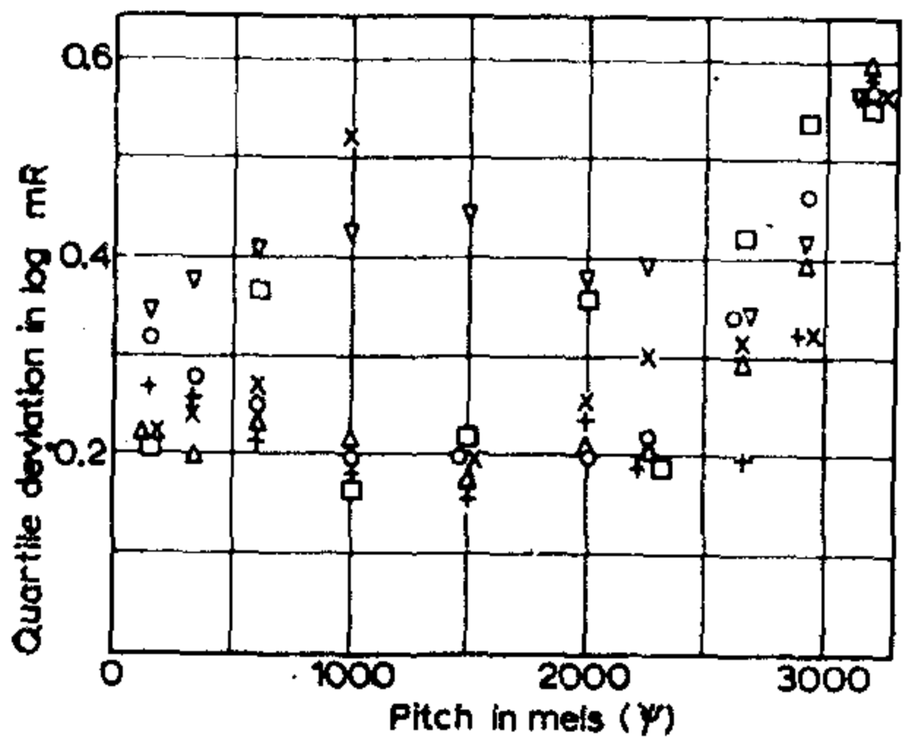


Fig. 3. The dispersion of auditory threshold levels as a function of the psychological magnitude scale of frequency, *i.e.* the mel scale. The dispersion is measured by the quartile deviation of the thresholds when these have been expressed in terms of the logarithm of a psychological intensity scale.

Age groups:

▽	65–74 years	△	35–44 years
×	55–64 years	+	25–34 years
□	45–54 years	○	18–24 years

subjective intensity of the lower thresholds. The graph shows that the data are fitted fairly well by a series of parallel lines. This indicates that (a) the thresholds *are* normally distributed and (b) the dispersion is a constant, when the intensity of the threshold stimulus is expressed in terms of a psychological magnitude scale. A normal distri-

bution appears to be the *basic* pattern that applies to all frequencies and for all ages. For a number of frequencies, however, the dispersion is increased in older age groups. Fig. 3 shows the size of the quartile deviation as a function of the pitch of the tone. Except for the older groups, the deviations appear to be scattered about a particular curve. The cubic polynomial of best fit to the data that are grouped in this way is shown in Fig. 4. On this graph we have also shown the quartile deviations for the age group 18 – 24 years, for which group we had the largest number of threshold measurements.

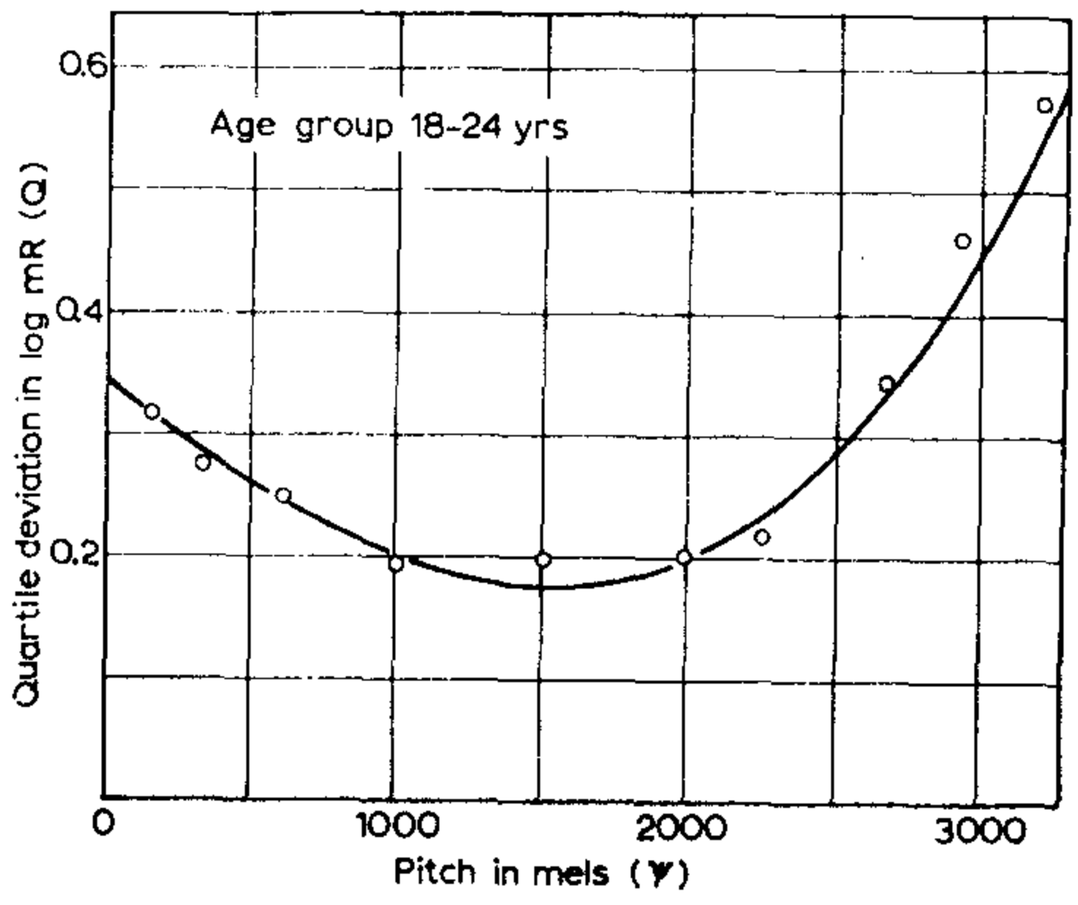


Fig. 4. A curve of a cubic polynomial expression that represents the most probable form of the dispersion of auditory thresholds as a function of the psychological magnitude scale of frequency, *i.e.* pitch. The dispersion data for the age group 18 – 24 years are also shown.

$$Q = 0.345 - 1.79 \times 10^{-4}\psi - 1.726 \times 10^{-8}\psi^2 - 1.835 \times 10^{-11}\psi^3$$

Remarks

A general law of exponential deterioration with age of all sensory thresholds has been postulated[2]. Certain physiological functions may also follow an exponential deterioration with age[5]. It would therefore appear that there is a basic gerontologic exponential law.

In view of the wider application shown here of psychological magnitude scales, perhaps we should re-name them "biological magnitude scales".

REFERENCES

1. R. HINCHCLIFFE, *Acustica*, 9 (1959) 303.
2. R. HINCHCLIFFE, *Gerontologia*, 2 (1958) 311.
3. S. S. STEVENS AND J. VOLKMANN, *Am. J. Psychol.*, 53 (1940) 329.
4. D. W. ROBINSON, *Acustica*, 7 (1957) 217.
5. F. BERNSTEIN, *A. M. A. Arch. Ophthalmol.*, 34 (1945) 378.

Loudness Function and Differential Sensitivity of Intensity

I. BARDUCCI

National Institute of Ultrasonics, Rome (Italy)

The definition of a satisfactory loudness scale has been a complex problem involving theoretical and experimental difficulties. Therefore, any method showing the possibility of correlating the loudness with other parameters which can be determined with less difficulty, would be of obvious interest.

A recent contribution to this problem has been given by SCHIAFFINO[1] who proposes a method for calculating loudness which is based on a fundamental hypothesis of the modern theory of hearing, *i.e.* that the loudness depends upon the stimulus intensity acting through a number of nerve fibers and upon their individual rates of excitation[2]. According to SCHIAFFINO[1] the minimum perceptible difference Δn in the sound intensity is simply the smallest variation of sound level that is sufficient to excite another nerve fiber; then $1/\Delta n$ measures the increment in the number of excited nerve fibers for a unit increase in the sound level. The total number T of excited fibers, when the sound level is n, is then easily determined by integration. SCHIAFFINO has found that, to a good approximation, T^2 is proportional to the loudness value.

We try to analyze some aspects of this method which were not considered in detail in the original paper.

First of all, one can observe that the differential sensitivity of the intensity, at a given frequency, like any other parameter to the senses, has not a unique and constant value, but instead depends on experimental conditions such as the type of stimulus variation, and also on subjective factors such as the attention paid by the observer.

It follows that a direct correspondence between the minimum perceptible increment in the intensity and the excitation of a new nerve fiber can hardly be accepted. Nevertheless, the method is not severely affected if this simple hypothesis is somewhat modified to become more general, for instance that the m.p.i. corresponds to the excitation of a number of nerve fibers, which may depend on the experimental conditions. The exact specification of a particular auditory mechanism is not even necessary; it is sufficient to start from the experimental result that only finite increments can be obtained for the loudness, and to suppose that the loudness depends mainly on the number of minimum perceptible increments, but does not depend on the amplitude of the corresponding increments of stimulus.

For the frequency of 1000 c/s SCHIAFFINO[1] has found that the loudness is not only proportional but equal to T^2; this simple result is not valid for frequencies other than 1000. Obviously the first result is probably accidental, and is due to the units chosen for loudness (msone) and for m.p.i. (db). The calculations are all referred to 1000 c/s; the experimental data concerning the m.p.i. are all reduced to this frequency and the average curve is deduced and used for the calculations.

We have tried to obtain a more detailed verification by considering the different

frequencies separately. In our calculations the experimental data obtained on the equivalent loudness levels in phon were also used. The results are shown in Fig. 1.

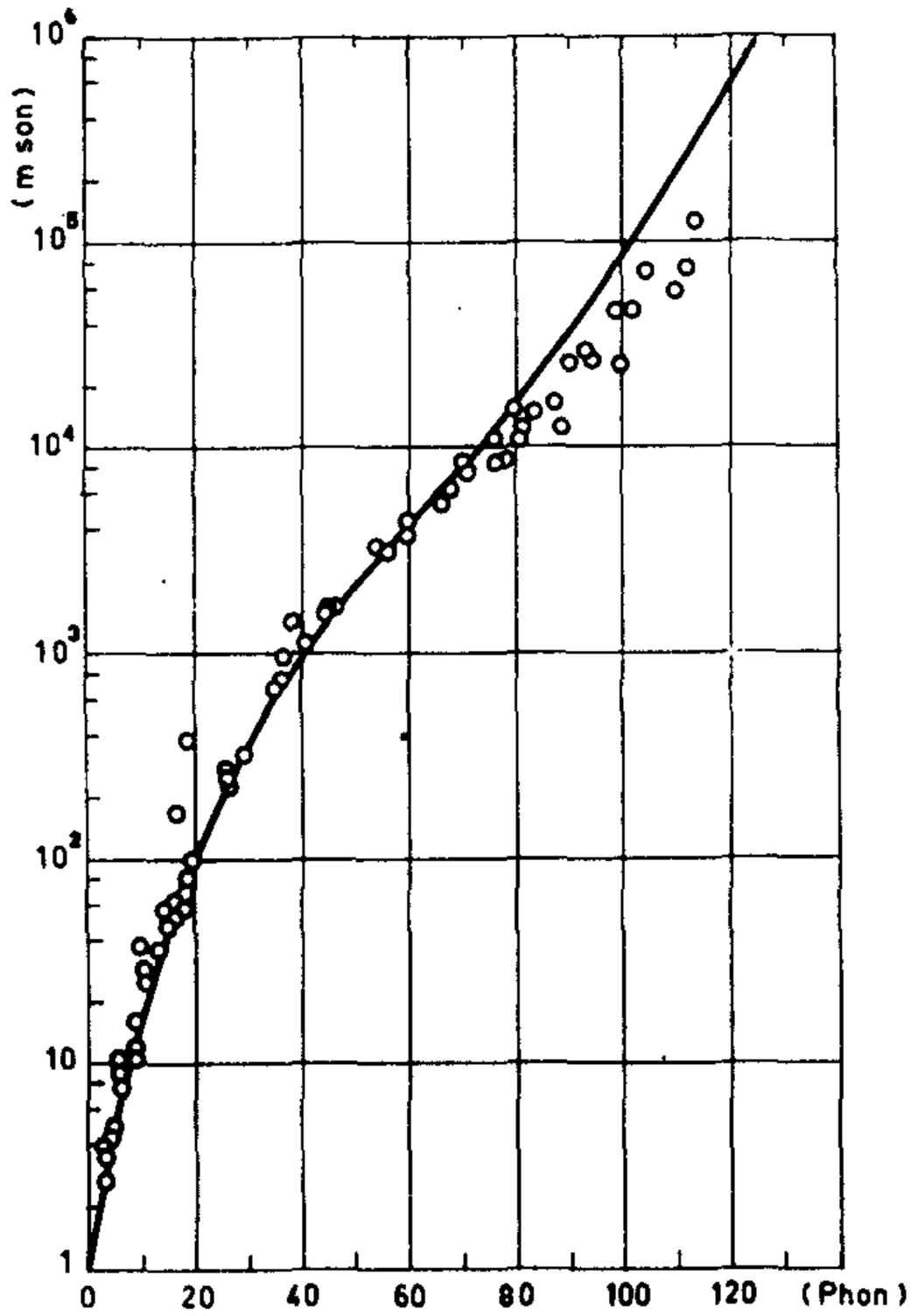


Fig. 1. Loudness scale, according to FLETCHER AND MUNSON.[3] Points are the calculated values (constant $H = 1$, corresponding to a threshold value of 1 msone).

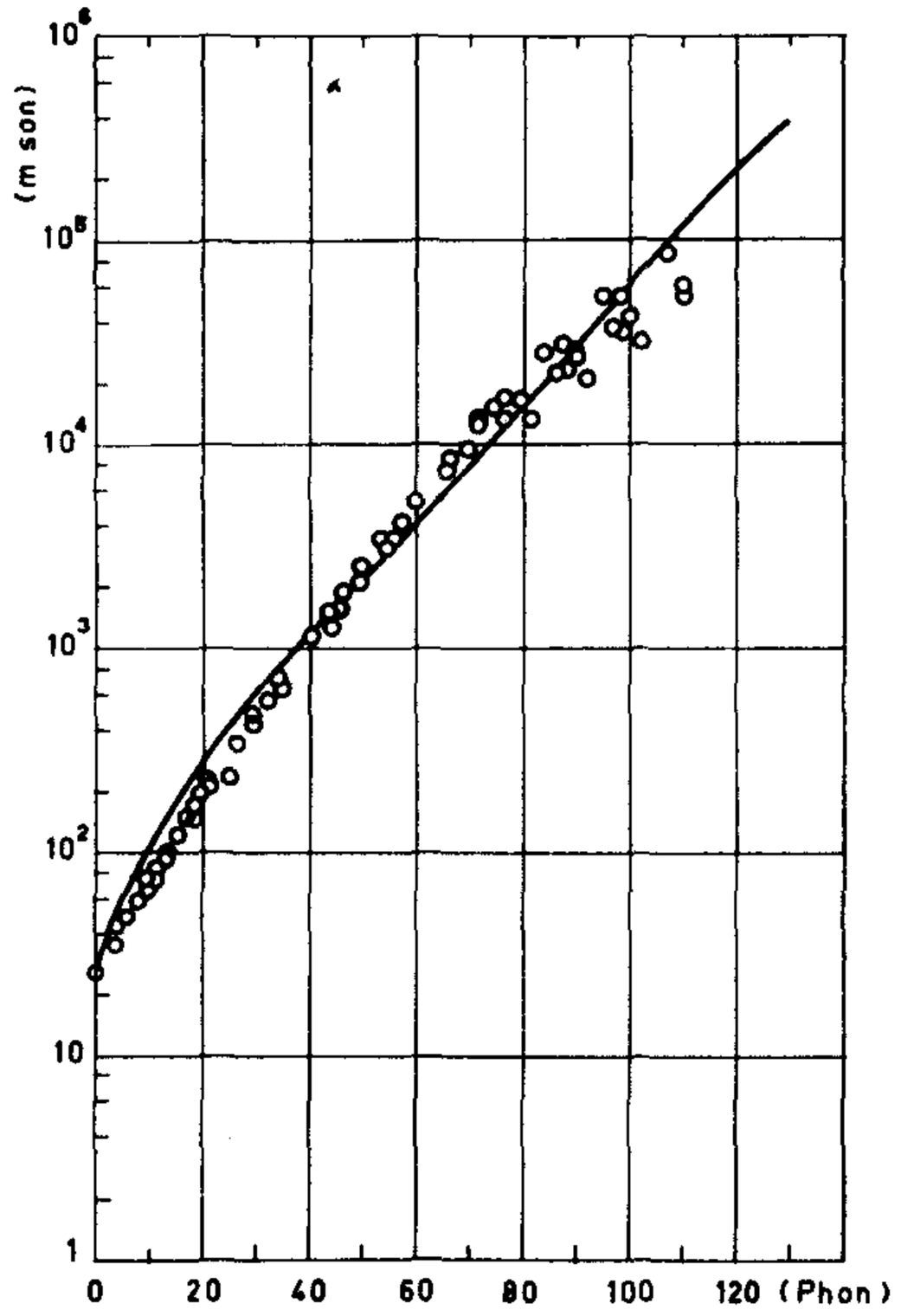


Fig. 2. Loudness scale, according to ROBINSON[5]. Points are the calculated values (constant H = 5, corresponding to a threshold value of 25 msone).

If the number and nature of the involved parameters are considered, the agreement with the experimental loudness scale can be considered sufficiently good. The loudness scale used in Schiaffino's paper is the one obtained by FLETCHER AND MUNSON[3] and proposed in 1942 by the A.S.A.[4].

However, new data have recently been published, both for the loudness scale[5] and for the equivalent loudness level[6]. The new loudness scale differs from Fletcher's scale, particularly in the low level range; some modification must therefore be introduced in our calculations. SCHIAFFINO implicitly states that the loudness must be 1 msone at the auditory threshold; this is true for Fletcher's scale but in general it cannot be accepted. As a matter of fact, the point conventionally fixed on the scale is, in general, the one corresponding to 1 sone (1000 msone); no other point can then be arbitrarily fixed.

The simplest modification that we can try to introduce into the calculation is to assume that the loudness is not proportional to $(I + 1)^2$, but to $(I + H)^2$, I being the number of m.p.i. and H an empirical constant; H^2 corresponds to the threshold value of the loudness in msones (23 – 30 msones in the modified scale). In Fig. 2, the results

of these calculations are shown. The agreement with the experimental loudness scale is perhaps a little better than in Fig. 1.

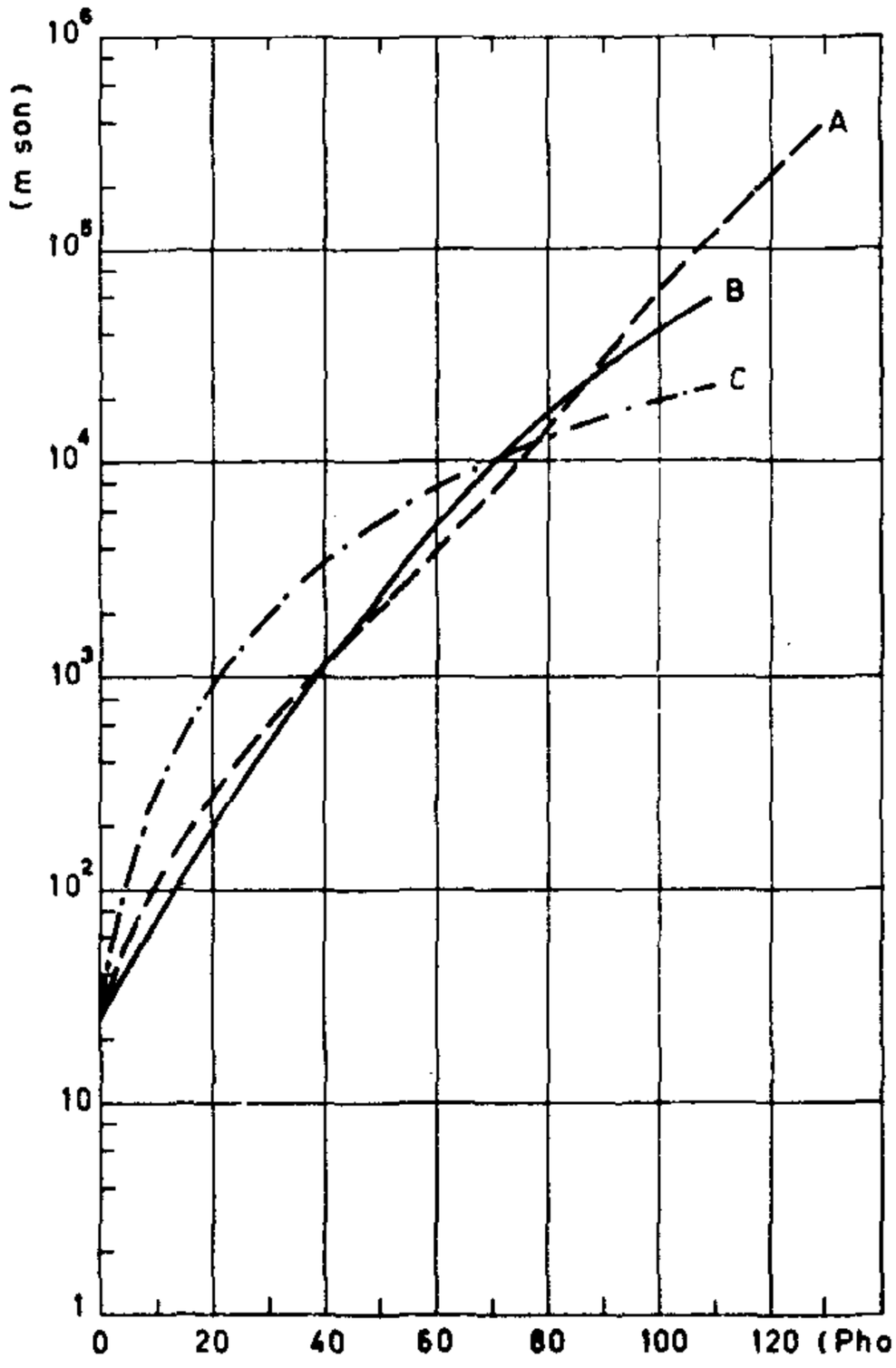


Fig. 3. Curve A: experimental loudness scale, according to ROBINSON[5];
Curve B: loudness scale deduced from the experimental values of the minimum perceptible increments (for frequency 1000 c/s);
Curve C: loudness scale deduced from an average, constant value of the m.p.i. (frequency 1000 c/s).

In Fig. 3 another modification is tried. The curve *C* has been obtained by assuming that the m.p.i. has a constant value at a given frequency (1000 c/s), instead of, as happens in reality, varying over the auditory range between many db at the lowest levels and less than 0.3 db at the highest levels (curve *B*). The curve *A* is the experimental one. This figure shows that the true experimental Δn versus n curve must be used in order to obtain a satisfactory result.

REFERENCES

1. P. SCHIAFFINO, *Ann. télécomm.*, 12 (1957) 349.
2. E. G. WEVER, *Theory of Hearing*, Wiley, New York, 1949, p. 302.
3. H. FLETCHER AND W. A. MUNSON, *J. Acoust. Soc. Am.*, 5 (1933) 82.
4. *American Standards Association*, Standard Z, 24.2–1942, and *J. Acoust. Soc. Am.*, 14 (1942) 102.
5. D. W. ROBINSON, *Acustica*, 7 (1957) 217.
6. D. W. ROBINSON AND R. S. DADSON, *Brit. J. Appl. Phys.*, 7 (1956) 166.

The Loudness of Directional Sound Fields*

D. W. ROBINSON

National Physical Laboratory, Teddington, Middlesex (Great Britain)

INTRODUCTION

Prediction of the listener's reaction to sounds when the latter are specified in physical terms is a key to the problem of noise. Except for noises which evoke animosity, fear, sleeplessness and similar reactions out of proportion to the acoustic energy, the concept of loudness provides the most useful single measure.

Amongst the exceptions aircraft have been singled out for study and a measure called *Perceived Noise Level* has been coined by BOLT, BERANEK AND NEWMAN. Although, clearly, emotional factors may come into play here it is scientifically desirable to be economical of hypothesis. We are undertaking experiments in collaboration with the National Gas Turbine Establishment to decide whether loudness is indeed a sufficient criterion for aircraft noises, because we have noticed that perceived noise levels of the aircraft investigated by BOLT, BERANEK AND NEWMAN are remarkably similar to loudness ratings when the latter are computed by ZWICKER's method[1].

There are two prerequisites in all subjective work of this kind. First, to be of value, each result must reflect the judgements of adequate numbers of listeners with normal hearing. Second, unambiguous interpretation of results requires standardization of certain basic psychoacoustical data upon which calculations are based.

Recent work at the National Physical Laboratory[2] emphasizes these aspects of the problem; in particular we have endeavoured to promote international agreement on such fundamentals as equal-loudness contours, the sone/phon scale relation, thresholds of hearing and so on.

There remain three distinct psychoacoustical territories in which further standardization is needed to act as a springboard for improved loudness predictions for noises of general character. First, the relation between spectral distribution and loudness of continuous sounds, next the factors governing loudness of discontinuous, periodically interrupted and impulsive sounds, and finally the effects peculiar to binaural hearing and the directional faculties.

DIRECTIONAL EFFECTS

Directional effects, with which this paper deals, have hitherto been somewhat neglected. Early methods of loudness calculation assumed normally-incident sounds. Latterly STEVENS[3] introduced relations for diffuse listening. But in neither case is any distinction

* The work described was carried out as part of the research programme of the National Physical Laboratory, and this paper is published by permission of the Director of the Laboratory.

made between the assumed and actual sound distributions, although the listener may experience differences which are by no means negligible.

We are studying directional effects in loudness perception from the standpoints firstly of idealized outdoor listening where the listener perceives a single source localized at a definite angle in space and secondly of idealized indoor listening where the listener receives sound from all directions simultaneously.

TABLE I

Plane	*Angle (degrees)*	*Direction of source as seen by listener*	*Difference between free field sound pressure levels of progressive sound waves incident normally and in given direction respectively on listener, for equal apparent loudness (to nearest 0.5 db)*					
			1600	*2500*	*4000*	*6400*	*8000*	*10.000c/s*
	0	Ahead	0	0	0	0	0	0
	30		0	1.0	2.5	2.5	1.0	2.0
	60		—1.5	2.5	1.0	4.5	5.0	6.0
Azimuth	90	At side	—1.5	—0.5	—1.0	5.0	7.0	4.5
	120		—1.5	—4.0	—5.0	3.5	7.0	4.0
	150		—0.5	—2.5	—6.0	—3.0	1.0	3.0
	180	Behind	0	—2.0	—5.0	—7.0	—3.0	0.5
	0	Above	—4.0	—3.5	—3.5	1.5	8.0	5.0
	30		—2.0	—2.5	—1.5	2.0	7.5	5.5
	60		—1.0	—1.0	—1.0	4.5	9.0	6.5
Transverse	90	At side	—1.5	—0.5	—1.0	5.0	7.0	4.5
	120		—2.5	—3.0	—2.5	—0.5	6.0	9.0
	150		—6.0	—5.5	—7.5	—8.5	0	—3.5
	180	Below	—	—	—	—	—	—
	0	Above	—4.0	—3.5	—3.5	1.5	8.0	5.0
	30		—3.0	—0.5	—1.0	1.0	6.5	5.0
	60		—2.0	0.5	0.5	1.0	5.0	1.5
	90	Ahead	0	0	0	0	0	0
	120		—3.0	—1.5	1.0	—0.5	1.5	0.5
Medial	150		—1.5	—0.5	—5.0	—2.0	—1.5	—1.5
(plane of	180	Below	—	—	—	—	—	—
symmetry)	210		—6.5	—6.0	—11.5	—12.5	—10.5	—7.0
	240		—2.5	—3.0	—5.5	—6.0	—1.0	3.5
	270	Behind	0	—2.0	—5.0	—7.0	—3.0	0.5
	300		—3.0	—5.0	—4.5	—1.0	3.0	—2.0
	330		—3.0	—4.5	—4.0	—0.5	6.5	3.0
	360	Above	—4.0	—3.5	—3.5	1.5	8.0	5.0

Our principal results for the single sound sources are shown in Table I. They were obtained by a group of about 20 listeners in an anechoic room by loudness balancing between two loudspeakers, one of which was in a reference direction, whilst the other occupied various positions in space. The directional variations, which are especially noticeable overhead at high frequencies, arise from the interplay of two phenomena; first the diffraction of sound waves around the head and second the process of binaural

usion. The first effect is purely acoustical and can be determined by measurement. The nanner in which two unequal stimuli, however, fuse to produce a single sensation of oudness can only be ascertained by subjective experiments.

We have been able to interpret our subjective loudness results in the following way. We measured the sound pressures at both ears of each listener for each direction of the source. Then, omitting the trivial case of sounds incident in the plane of symmetry, we computed the binaural loudness by assuming a "six decibel law" of summation. This is admittedly not rigorous, since the additivity relation is based on experiments on monaural/binaural comparisons with equal stimuli. However, the calculations are not very sensitive to the exponent in the formula. The results agreed with the subjectively determined values well, within the limits of error. We concluded that the factors already mentioned are sufficient to account for the observed directional loudness variations. As expected, relative phase at the two ears is unimportant in the frequency range considered.

LOUDNESS OF DIFFUSE FIELDS

Our experiments with diffuse fields are unfinished and we can therefore only indicate the results provisionally. We are employing a dodecahedral array of loudspeakers to produce a locally diffuse field near the listener's head. Twenty loudspeakers are fed from a common electrical source after passage through individual magnetic time delays which differ by some 40 msec between each channel and the next. A sensibly isotropic

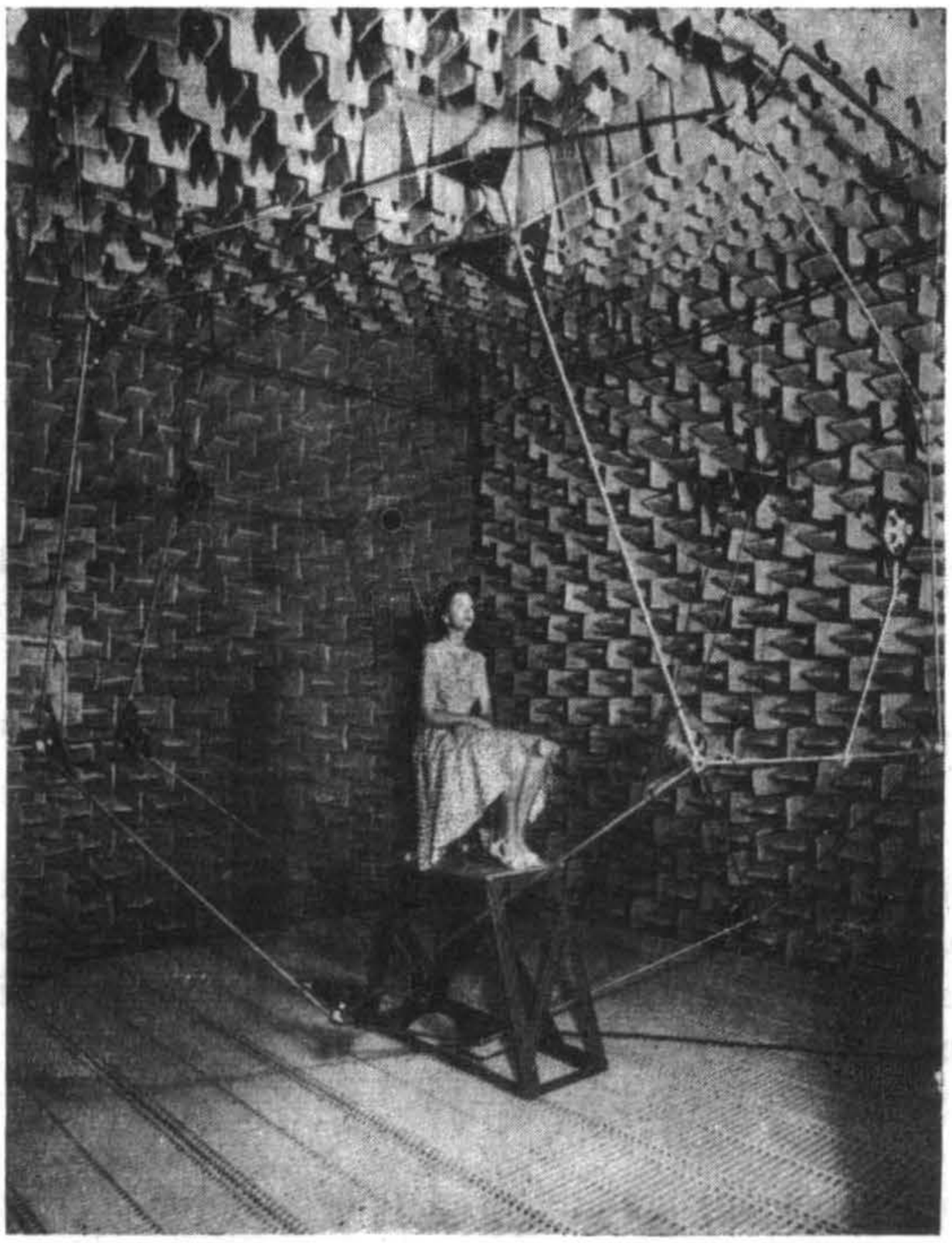


Fig. 1.

field is produced as we have confirmed both by aural exploration and by the formal method of calculating the space cross-correlation function. To facilitate setting up the reference plane waves with which to compare the loudness of the diffuse field we have one extra loudspeaker in front of the listener, and the whole apparatus is mounted in an anechoic room (Fig. 1).

Results so far show a fairly small difference in loudness between diffuse and normally-incident plane wave fields of equal intensity, which is predictable from the following considerations.

Referring to the probe microphone measurements at listeners' ears for single sound sources we first calculated the mean spherical values. These were very satisfactorily confirmed by direct experiments in a reverberation room by the same listeners wearing the probe microphone on a harness. The result is the diffuse-field analogue of the *obstacle effect*, and turns out to be rather similar in frequency dependence and magnitude to the more familiar normal incidence obstacle effect. The difference in loudness between the two sound fields for equal intensity is probably just the difference between these diffraction effects. There is, however, at least one factor which may invalidate this argument, and which was the reason for undertaking subjective diffuse-field experiments, namely a difference in the binaural summation conditions. In the plane wave both ears receive the identical waveform; in the diffuse field the instantaneous values are different, depending on the correlation length of the field, the two stimuli being equal only in a statistical sense.

REFERENCES

1. E. ZWICKER, *Acustica*, 8 (1958) Beih. 1, 237.
2. D. W. ROBINSON AND R. S. DADSON, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 1284.
3. S. S. STEVENS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 (1956) 807.

Sensitivity to Differences in Interaural Correlation

I. POLLACK AND W. TRITTIPOE

Operational Applications Laboratory, Air Force Cambridge Research Center, Bedford, Mass. (U.S.A.)

This paper presents the results of an experimental investigation of the variables which influence the identification of interaural noise correlations. The interaural correlation, we believe, provides an important generalized metric for describing signals for the binaural listening system.

Method

The method for producing interaural correlations has been previously described[1, 2, 3]. Briefly, a given reference correlation is established by combining three independent

noise generators into two outputs. Independent noise sources, A, B and C are combined such that $(C + A)$ is presented to one earphone and $(C + B)$ to another earphone. The greater the relative contribution of the common noise source, C, the greater the interaural noise correlation.

Higher correlations are presented by mixing a relatively higher level of the common source, C', to form $(C' + A)$ and $(C' + B)$ at the two earphones. The overall level of $(C' + A)$ is adjusted to $(C + A)$ and $(C' + B)$ to $(C + B)$.

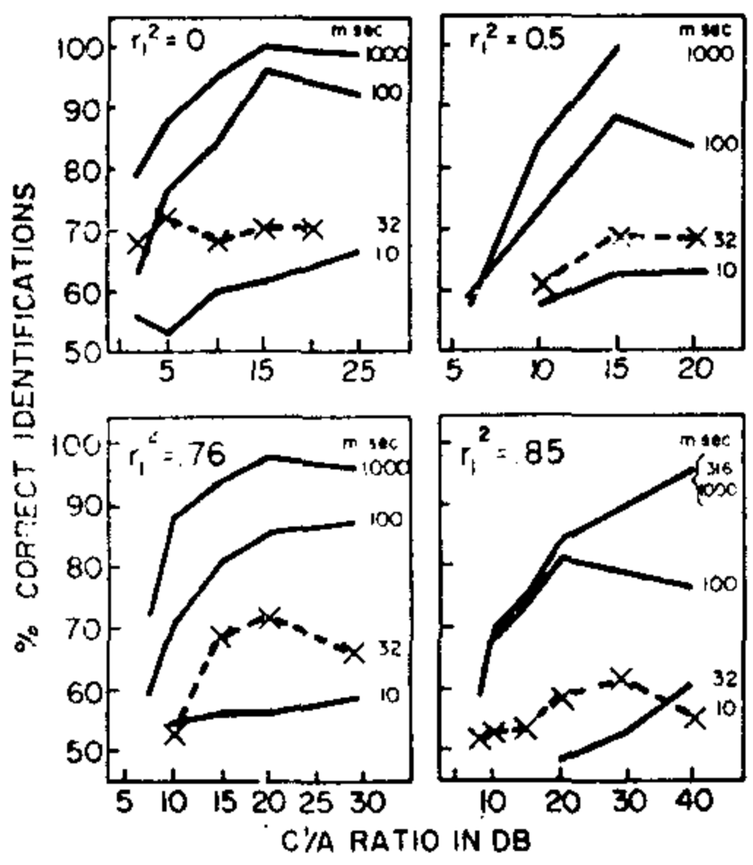


Fig. 1. The role of noise burst duration upon the identification of interaural noise correlations. The abscissa is the C'/A ratio of the variable correlation. Each section represents a single reference correlation. The ordinate of Figs. 1 and 4 is the percentage of correct identifications between the reference and variable interaural correlations.

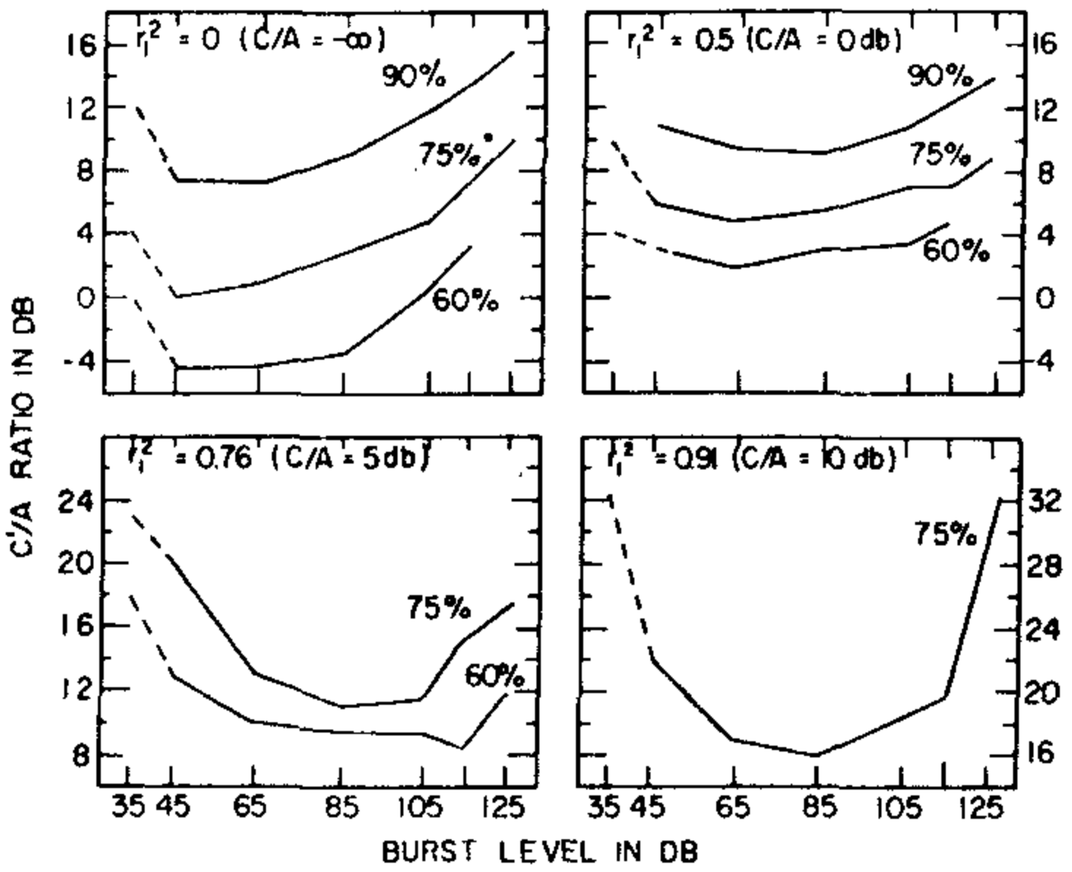


Fig. 2. The role of noise burst level upon the identification of interaural noise correlations. The abscissa is the noise burst level. Each section represent a single reference correlation. The ordinate of Figs. 2 and 3 is the C'/A of the variable correlation required to yield 60%, 75% and 90% correct identification between the variable and reference interaural correlations.

The task of the listener was to indicate whether the presented noise was $(C + A)$ and $(C + B)$ or $(C' + A)$ and $(C' + B)$. He verbalized his task in terms of the phenomenal "diffuseness" or "compactness" of the noise.

Unless systematically varied, the noise spectrum was uniform over the range of 100–6800 c/s; the duration of the noise burst was 100 msec; the noise level was 90 db *re* 1 bar; and the interaural balance was 0 db; *i.e.* both ears were exposed to a noise level of 90 db.

Results

The results are presented in Figs. 1–4. Listening performance is scaled in terms of the percentage of correct identifications in Figs. 1 and 4, or in terms of the size of the C'/A ratio required for a fixed identification level in Figs. 2 and 3.

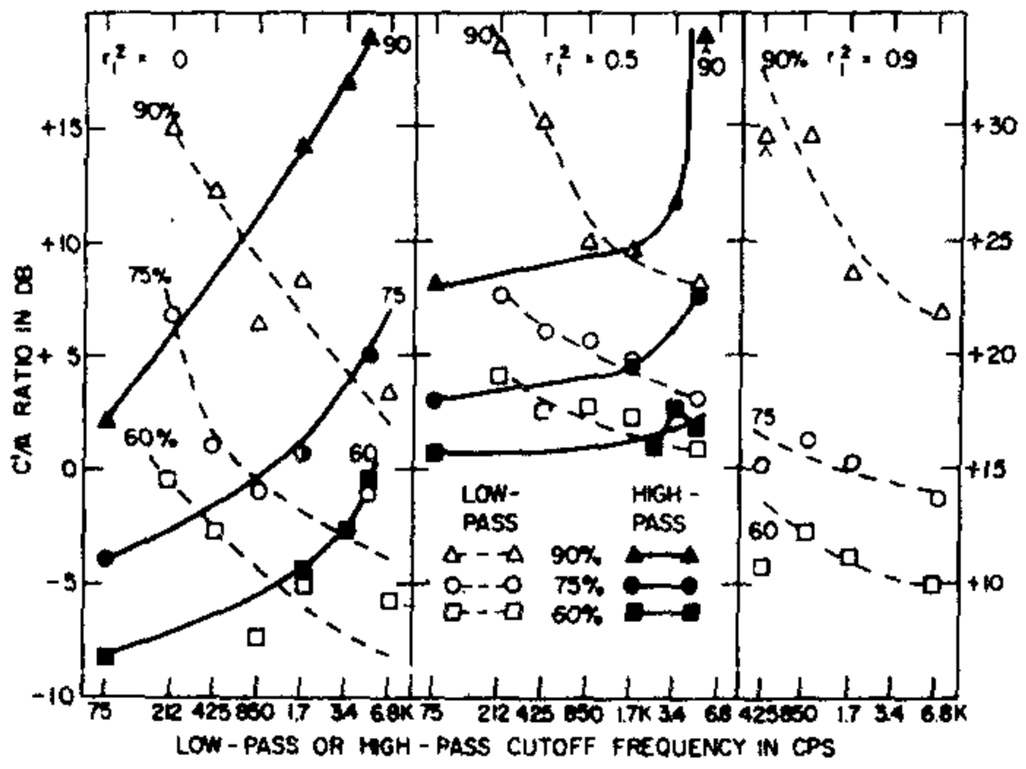


Fig. 3. The role of the frequency band of the noise burst upon the identification of interaural noise correlations. The abscissa represents the low-pass cutoff frequency for the dashed curves and open points; the abscissa represents the high-pass cutoff frequency for the solid curves and filled points. Each section represents a single reference interaural correlation. Use the left-hand ordinate for the first two sections; use the right-hand ordinate for the third section.

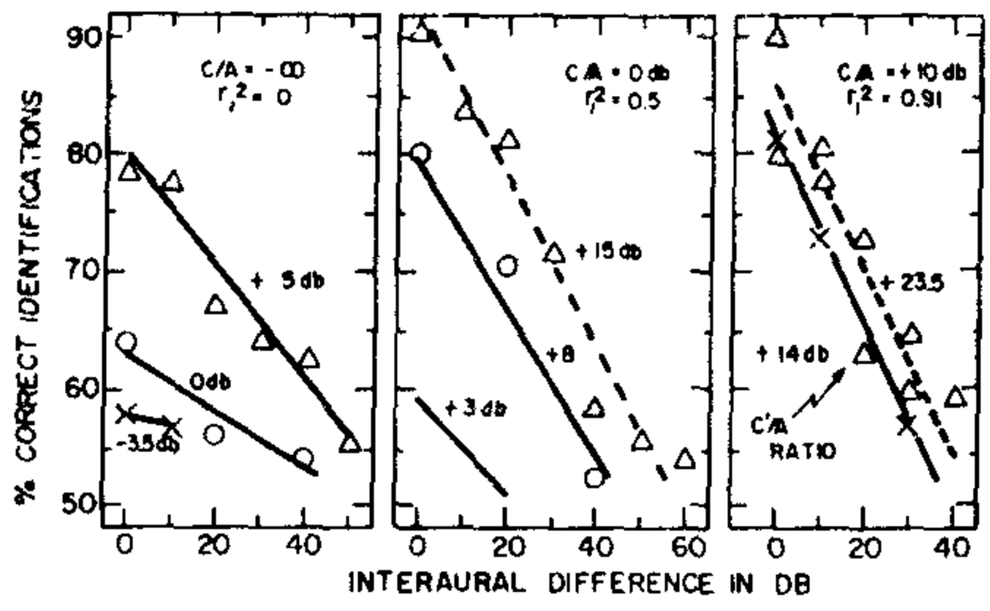


Fig. 4. The role of interaural noise level imbalance upon the identification of interaural noise correlations. The abscissa is the difference, in decibels, between the noise levels at the two ears. Each section represents a single reference correlation. The ordinate is the percentage of correct identifications between the reference correlation and the variable correlation, which is represented by the C'/A ratio as the parameter on the curves.

It is noted that shallow cuts into each of the variables produce little effect upon the identification of interaural noise correlations. With progressively deeper cuts, however, identification of interaural noise correlation progressively deteriorates. A fuller description of the results has been published[4].

REFERENCES

1. J. C. R. LICKLIDER AND E. DZENDOLET, *Science*, 107 (1948) 121.
2. J. C. R. LICKLIDER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 20 (1948) 150.
3. I. POLLACK AND W. TRITTIPOE, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 1250.
4. I. POLLACK AND W. TRITTIPOE, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 1616.

Binaural Interaction

J. J. GROEN

Department of Oto-Rhino-Laryngology, State University, Utrecht (the Netherlands)

In the normal test subject the tonal threshold is of central origin (Shaw *et al.*, 1947; Chocholle *et al.*, 1952). Thus, the organ of hearing itself must have a greater sensitivity than the central nervous system; the first question is: how far below the conscious tonal threshold does the peripheral organ still function adequately? Together with A. J. Derbyshire * the author developed the following method. A continuous pure tone (500 or 3000 c/s) of constant amplitude served as a background. The amplitude of this tone was suddenly increased to a certain value during a certain time, adjustable between 5 and an infinite number of milliseconds. The subject was asked to detect that pulse. The threshold for the detection of the pulse against the preceding and following background tone was established by changing the pulse duration in random order in about 30 presentations. Then the amplitude of the background tone was lowered 5 db., after which the threshold for the detection of the pulse was again established. The intensity of the pulse was kept constant during a series. It appeared that in the case of a pulse of 10 db sensation level the effect of the presence of the background could be detected as far down as 20 db below the threshold (Fig. 1). Binaural

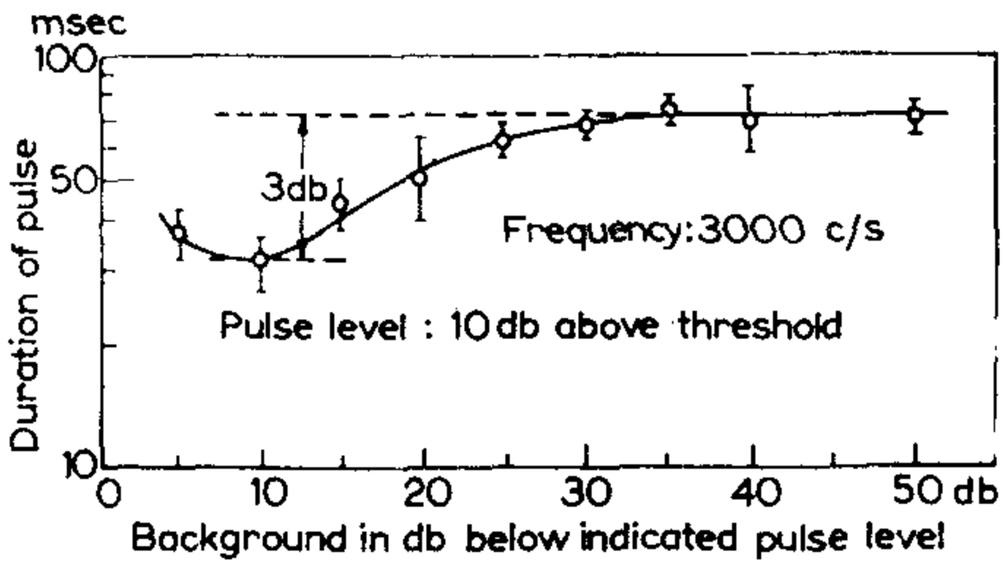


Fig. 1. Background in db below the indicated pulse level.

measurements with the background audible to one ear and the pulse to the other ear gave similar results although not further down than 15 db below the threshold. In the binaural situation essentially different neurons are used as compared with monaural presentation, which explains the smaller influence of the background on pulse perception.

In some pathological states of organs of hearing the cause of the high threshold might be located in the cochleae, the central nervous system being unaffected by any impairment. This would produce a different type of binaural supplementation to that in normal hearing. The latter has one threshold mechanism (central) and the former

* Then at Harpers Hospital, EEG Department, Detroit, Mich., now at Parmly Foundation, Chicago, Ill.

two (peripheral). The probability function of the threshold process would be of another type, if the threshold were established to be a product of two combined, identical but mutually independent probabilities.

Together with Miss A. C. M. Hellema* the author examined 60 cases of perceptive deafness. As the test material speech phonemes in the form of recorded monosyllables were used. First the monaural speech audiograms were established, followed by the determination of the binaural speech audiogram. According to the criterion of similarity of the curve type or difference in steepness of the curve, the 60 cases examined could be divided into two groups:

a. 20 cases, whose binaural speech audiograms had an increased steepness as compared to the monaural curves. The ratio between the binaural and monaural steepness, 2.1 ± 0.4, is close to the factor 2 which the theory demands in the case of combined probabilities.
b. 40 cases, whose binaural speech audiograms were merely shifted downwards to more sensitive regions, or who showed no change at all.

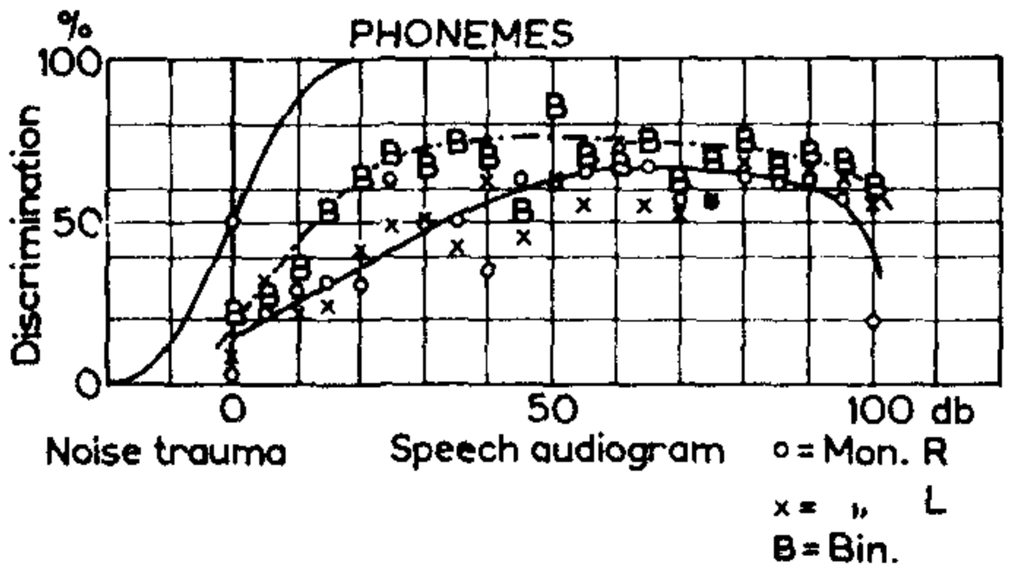


Fig. 2. Speech audiogram.

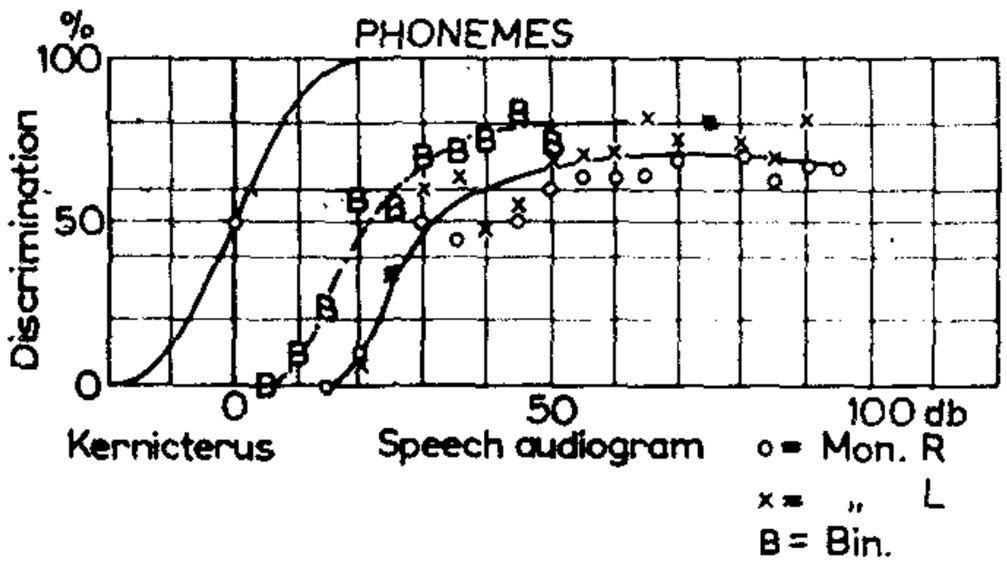


Fig. 3. Speech audiogram.

In those cases where a diagnosis was known with certainty, the people of *a* had a peripheral deafness (*e.g.* noise trauma, Fig. 2) and the people of group *b* had a central deafness (*e.g.* severe kernicterus, Fig. 3).

The following points should be mentioned:

1. If the intensity level at which 50% of the phonemes are repeated correctly is taken as the threshold, the binaural threshold shift is 14.0 ± 4.5 db for cases of peripheral deafness and 7.0 ± 2.5 db for cases of central deafness.
2. Binaural discrimination loss is 0.7 times the monaural loss in peripheral deafness and only half the monaural loss in central deafness. Thus there is a significant increase in the average articulation score.

---

* Speech and hearing therapist, Department of Oto-Rhino-Laryngology, State University, Utrecht (the Netherlands).

3. Many of the patients have a poor sound-handling capacity; in 20% of all the cases this capacity increased considerably with binaural listening.
4. Recruitment is said to be caused by a degeneration of the haircells of the cochlea; thus it is a typical peripheral deafness. In our material 70% of group *a* (peripheral deafness) had recruitment and 80% of the group *b* (central deafness) had no recruitment. This seems to confirm roughly the general opinion on recruitment. Not all our peripheral cases had recruitment. The reason is that "peripheral", according to our use of the word, covers more than the cochlea; it includes the first and second neuron as far as the superior olivary nucleus where the auditory tracts of left and right ear meet for the first time. A degeneration of *e.g.* the acoustic nuclei would be a peripheral deafness but it need not introduce any recruitment.
5. Binaural supplementation is found in 70% of our material, 20% does not benefit significantly and 10% has more trouble with binaural than with monaural listening. This failure might be attributed to lack of training or to a considerable quality difference between the two ears (*e.g.* diplacusis).

To conclude, the interesting facts are that binaural interaction shows us two modes of threshold mechanism: the single central probability function and the peripheral combined one. Binaural interaction is more than a mere addition; the threshold might be shifted even 14 db and the discrimination still be improved. There must be some form of mutual influence. It should be kept in mind that all these improvements have been obtained by presenting identical signals to both ears; with stereoacoustic hearing, there might be an even more improved discrimination.

Statistical Examination of Noise Spectra and Proposal of New Weighting Response

S. MORITA

Matsuda Research Laboratory, Tokyo Shibaura Electric Co., Ltd., Kawasaki (Japan)

The author gathered about 170 noise spectra from papers presented in *Noise Control*, 3 (1957) and 4 (1958), and examined them statistically. The loudness levels L.L. of all of them were computed by the Stevens' method[1], and their sound levels (S.L.) were estimated using 13 weighting responses shown in Fig. 1. In these 13 responses were included A, B, C of ASA, 1, 2, 3 of DIN, a sone curve of STEVENS, a 40-phon equiloudness contour curve of ROBINSON[2] and those proposed by LÜBCKE[3, 4].

Fig. 2 shows the integral curves indicating to what extent the correlation fluctuates amongst computed L.L. and estimated S.L. A matter of major importance is the inclination of the curves in this figure. In short, the steeper the inclination is, the better the correlation. Of all the responses tested, those of M-1, M-2, M-3 were steepest. The author drew a curve M, representing the general features of these

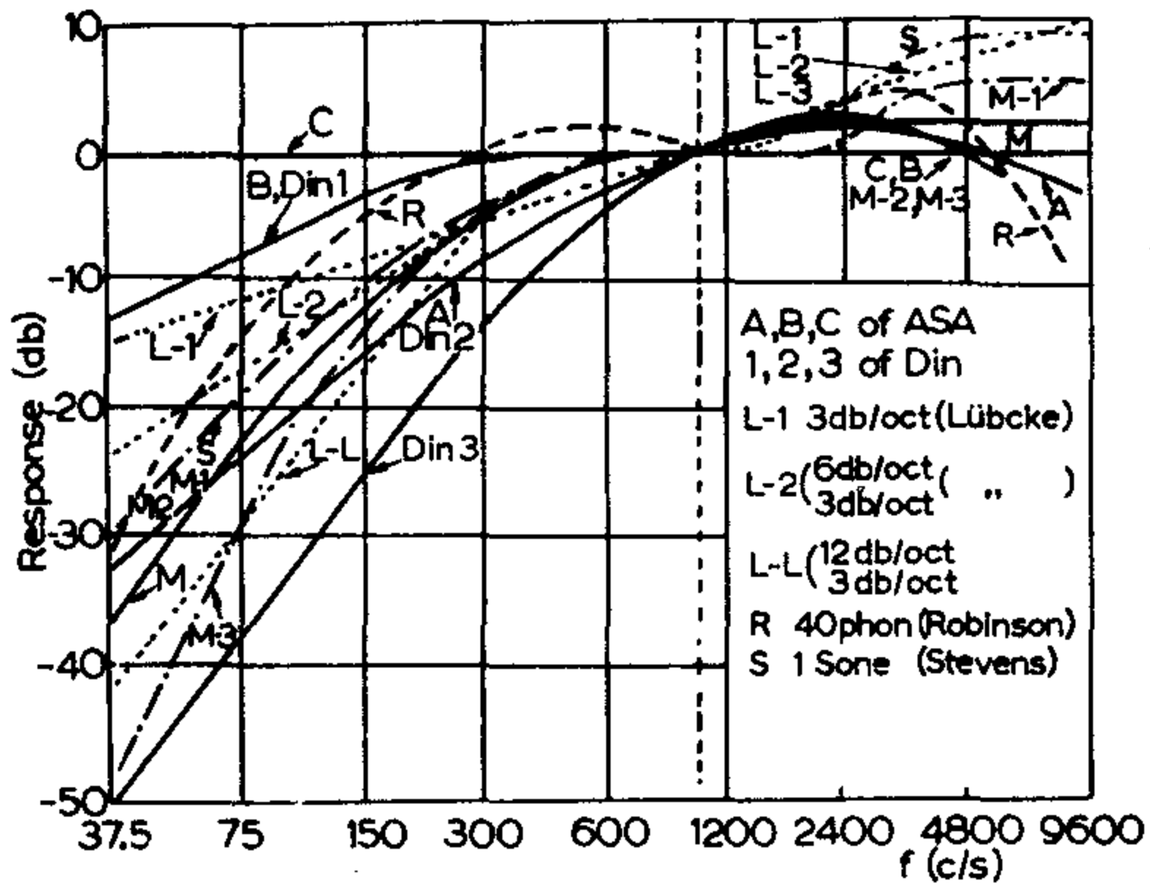


Fig. 1. Weighting responses tested.

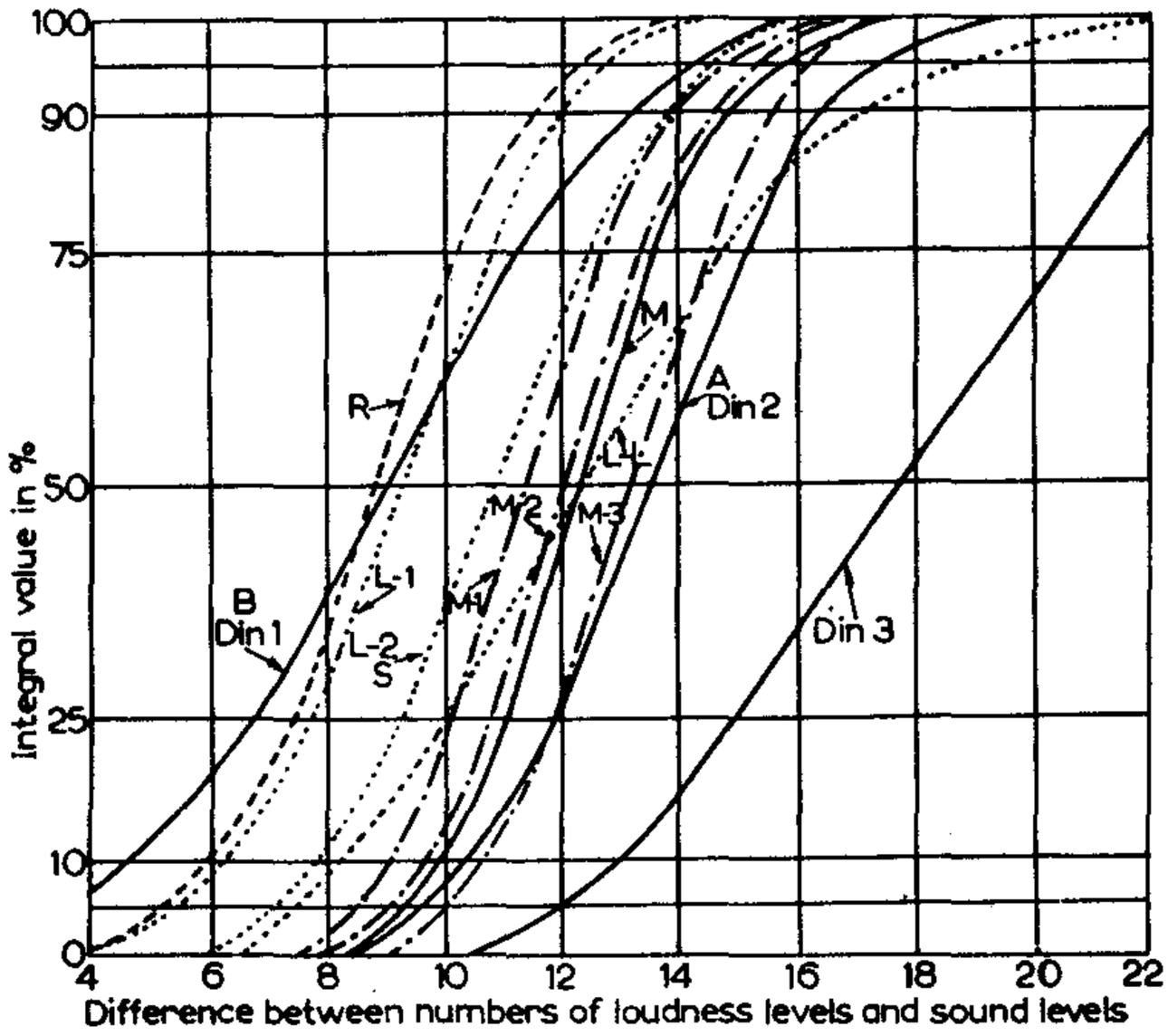


Fig. 2. Integral curves.

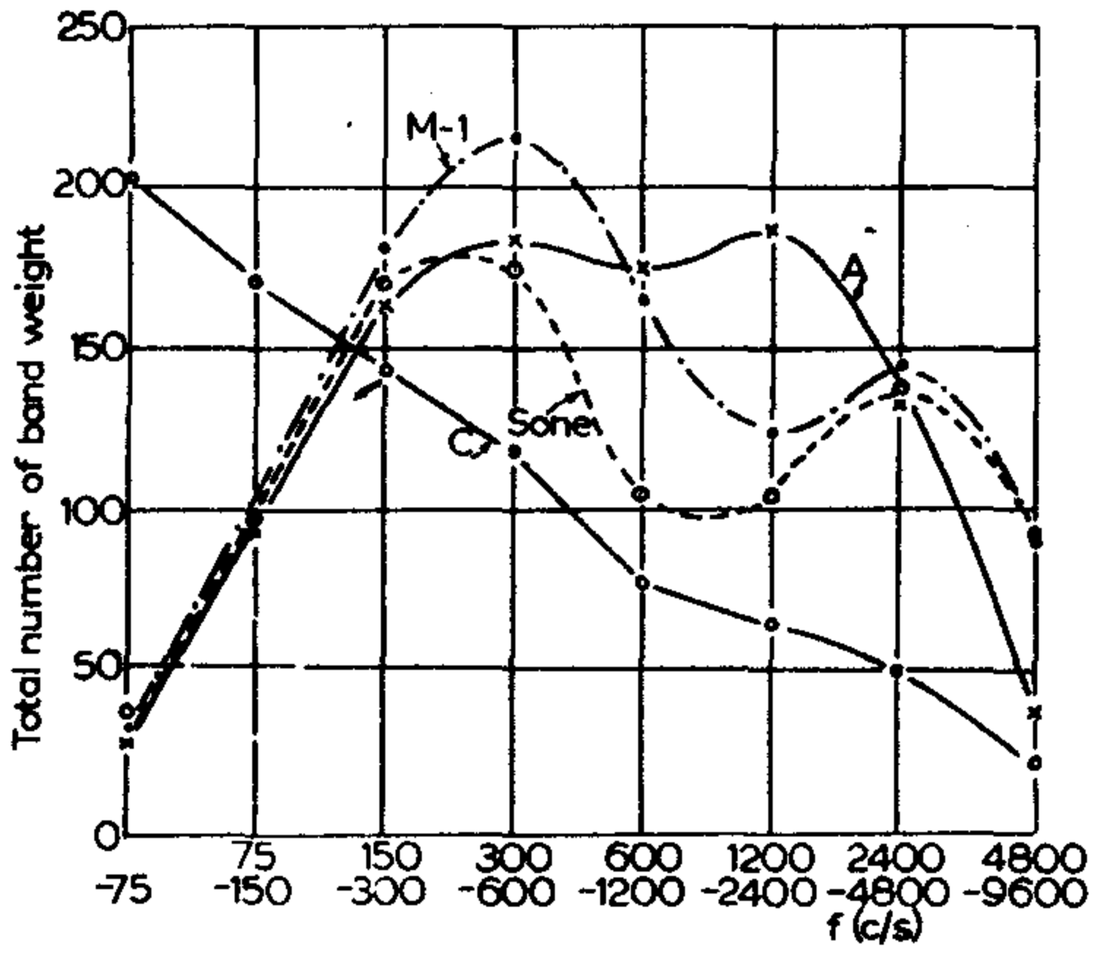


Fig. 3. Total band weights.

three curves and found that it is also one of the steepest. He proposes this M curve as a new standard weighting response.

The author introduced here a new concept "band weight". Weight number "2" is given to the band which has the largest level, say L_m. Weight number "1" is given to bands of which the levels are smaller than L_m and larger than L_m — 10db. The remaining bands contribute almost nothing to the resulting level, so he gives "0" merit to them. In the case of the loudness, number "2" is also given to the band with the largest number of sones and number "1" to bands of which the number of sones is larger than half the maximum sone value. In Fig. 3 the ordinate indicates the total number of band weights. Figures show the degree of relative importance of bands at every response indicated. From A, M-1 and sone responses, bands in the middle frequency region are found to be of greatest predominance, showing that the accuracy of measurements in the middle frequency region is most important.

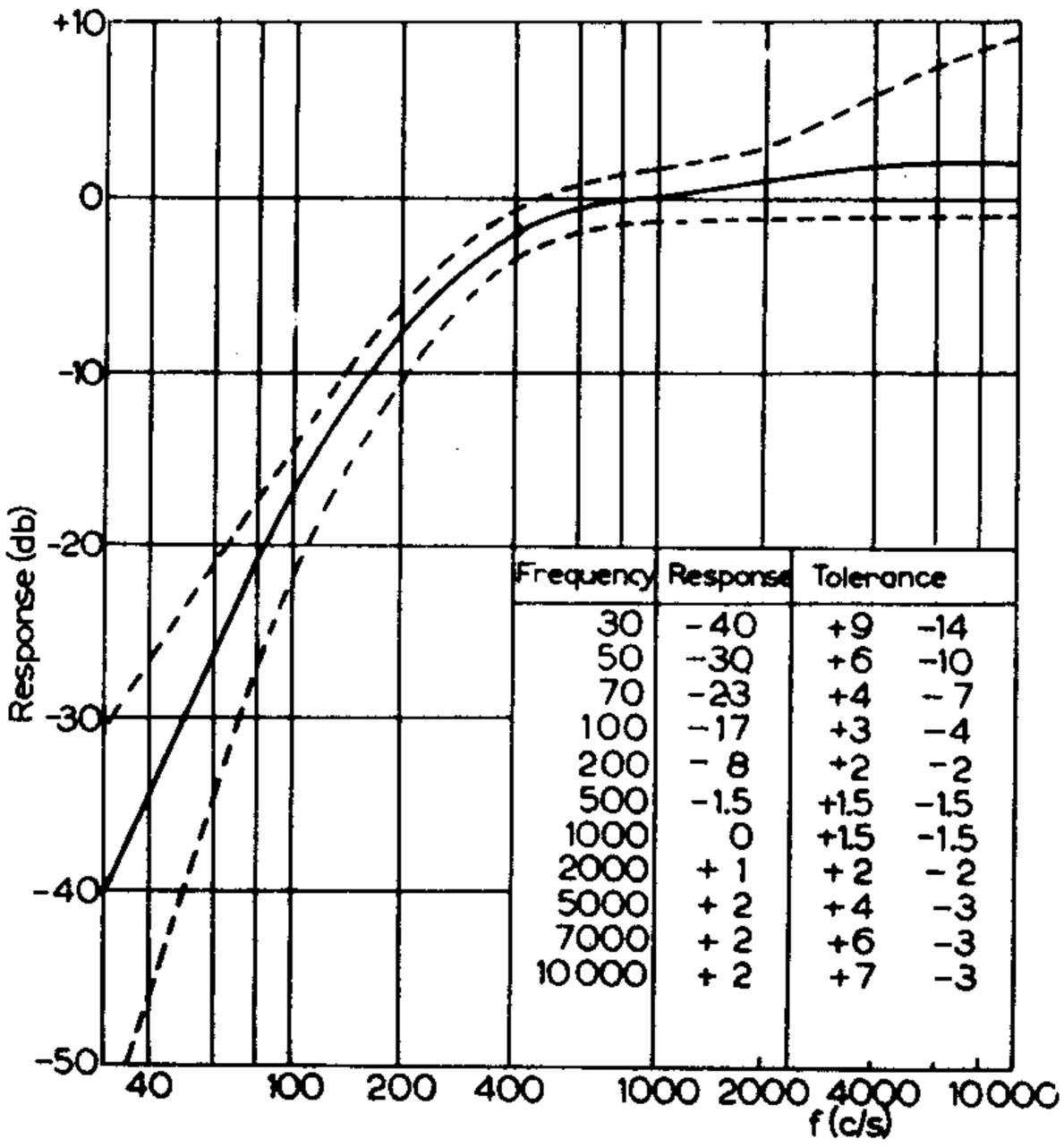


Fig. 4. Standard response and tolerance proposed.

Fig. 4 shows the standard weighting response character and tolerance limiting curves which the author proposes. The limiting tolerance curves were determined as follows. In the first place, in the area limited by the two tolerance curves, M-1, M-2, M-3 are all included. In the second place, the difference between two tolerance curves in any frequency region is almost inversely proportional to the total band weights (Fig. 3) in that region.

REFERENCES

1. S. S. STEVENS, *Noise Control*, 3 (1957) 11.
2. D. W. ROBINSON AND R. S. DADSON, *Brit. J. Appl. Phys.*, 7 (1956) 166.
3. E. LÜBCKE, *Frequenz*, 12 (1958) 207.
4. E. LÜBCKE, *Acustica*, 8 (1959) Beih. 1, 243.

Measurement of the Critical Band-width in Cases of Perception Deafness

E. DE BOER

Physical Laboratory, Department of Oto-Rhino-Laryngology, Wilhelmina Hospital, Amsterdam (the Netherlands)

The concept of the critical band seems to be a major determinant of complex-signal analysis[1-3]. One may then suppose that malfunctioning of the critical-band mechanism will cause a severe handicap in understanding speech. Hence a program has been initiated* for studying the measurement of the critical band-width in patients having a speech discrimination loss caused by perception deafness. This report will summarize some preliminary results of the research, as illustrated in a single case.

The basic experiments on the critical bands concern the masking of a pure tone by wide-band Gaussian noise (FLETCHER AND MUNSON[4]). The critical band is then defined as the width of a band of uniform noise that contains just the same power as a tone at its masked threshold. The value of this critical band-width as a function of the frequency of the masked tone is shown in the lower curve in Fig. 1 (FLETCHER[5]).

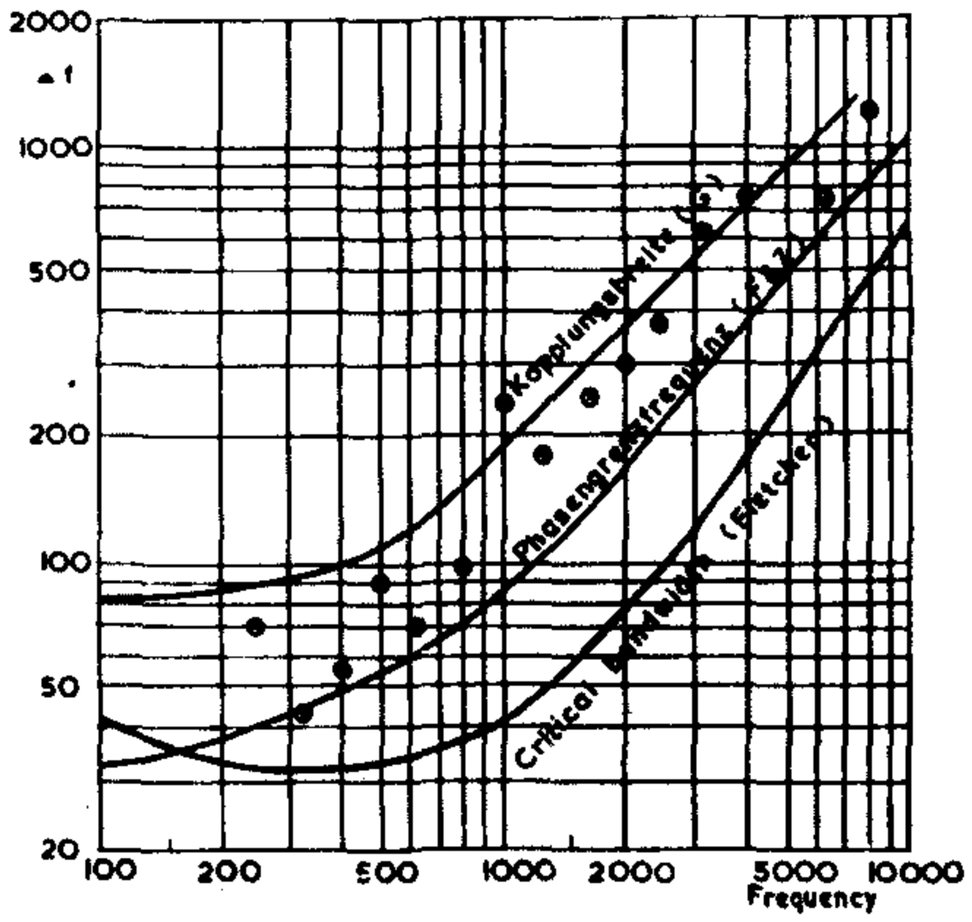


Fig. 1. Spread of frequency integration as a function of frequency.
Upper curve: GÄSSLER'S results[8], threshold experiments.
Middle curve: FELDTKELLER and ZWICKER'S results[9] on the sensitivity to phase changes.
Lower curve: FLETCHER'S values[5] for the critical band-width in masking.
Circles: results from pilot study.

In another set of experiments wide as well as narrow bands of noise were used as the masking stimuli (FLETCHER[6]). When the spectral power density of the noise is constant, masking increases proportionally with the band-width up to a certain point where it becomes constant. The intersection points define the second value of the critical band. Since for narrow band-width, masking noise and tone are found to have the same power, the second value is numerically the same as the first.

* This research was supported by T.N.O., Organisation for Applied Research, The Hague (the Netherlands).

In recent years experiments have been conducted with the aim of finding the threshold for noise signals of various band-widths (GÄSSLER[8]).

The critical band-width found from this experiment was named the coupling band-width (Kopplungsbreite). It effectively measures the spread of integration in the frequency domain. The value of the coupling band-width is plotted as the upper curve in Fig. 1. It is seen to be approximately four times as large as Fletcher's critical band. Actually, Fletcher states that a narrow band of masking noise contains the same power as the tone at its masked threshold (*cf.* SCHAFER *et al.*[7]). According to Gässler's results a narrow band of masking noise should be approximately 6 db more intense than the pure tone at its masked threshold. The results of Gässler's experiments probably represent the behaviour of the auditory mechanism in a more consistent way[9].

Following Fletcher's first definition, the critical band in masking can be found from one basic experiment, the masking of a pure tone by wide-band noise. Our experiments were conducted using a von Békésy audiometer. For many patients the masked thresholds for pure tones have in general a considerably higher power level than is expected. According to Fletcher's first definition the value of the critical band-width is then much higher than normal. These deviations suggest a further study in which various values of the noise band-width should be tested. A typical result is shown in

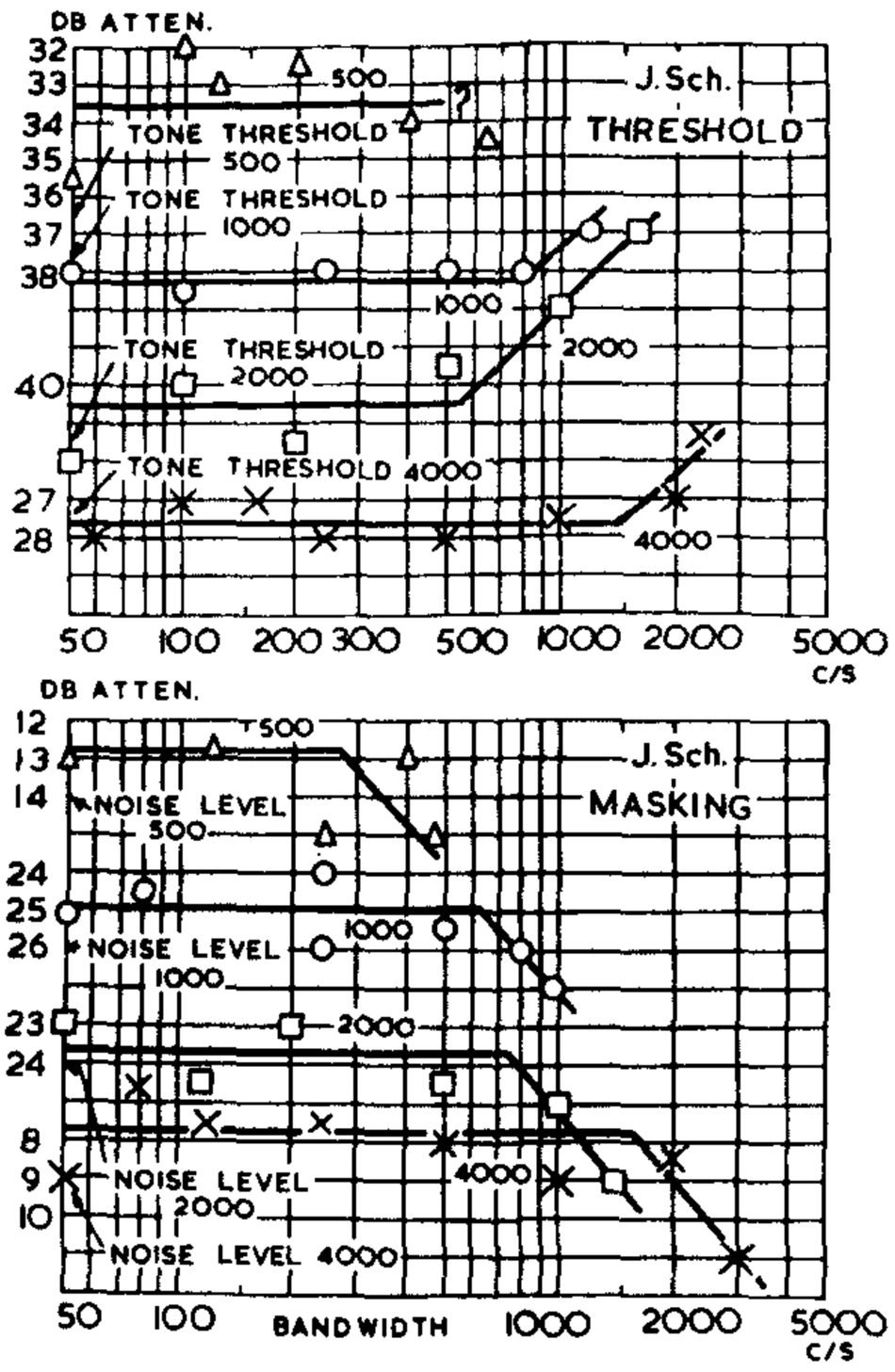


Fig. 2. Threshold *vs* band-width for a patient with bilateral perception loss of medium degree.

Fig. 2, lower curve. This patient reacts very acutely as is evident from his pure-tone and noise audiograms. He has a binaural hearing loss of 40–60 db at all frequencies, and also positive recruitment (difference limen 0.6–0.8 db at 30 db above the threshold). In the experiments the masking-noise power is kept constant, hence the spectral power density is inversely proportional to the band-width.

In these masking experiments the intersection points of the masking threshold curves are found to occur at larger band-widths than Fletcher's first values. If these points correspond to the critical bands, we conclude that in this patient the critical band-width is abnormally large (especially at 1000 c/s). However, his low value of the difference limen for intensity does not tally with the position of the curves of Fig. 2 with respect to the noise power levels[10]. Similar phenomena have been found in other patients. It is most probable that listeners shift their criterion for perception of a pure tone in this situation. Perhaps Fletcher's results for small band-widths are due to the same factor.

We next discuss results from experiments at the patient's threshold. In these tests the threshold is determined for various bands of noise centered around a common frequency.

In Fig. 2 (upper part) the total power is used as the ordinate. This method of plotting has the advantage that the threshold of the central pure tone can be shown on the same diagram. At 500 c/s and 1000 c/s the horizontal portions seem abnormally wide. We must infer that here the coupling band is abnormally large. From the experiments performed so far we can conclude the following:

The technique employed yields reproducible data for patients with impaired, although still acute, hearing. The conclusions as to the value of the critical band-width are still somewhat ambivalent, however. The variability in the pure-tone threshold levels makes it advisable to perform further experiments with noise bands both as masking sounds and as test signals. The experiments then become equivalent to Gässler's studies at supraliminal levels.

REFERENCES

1. E. ZWICKER, *Acustica*, 6 (1956) 365.
2. J. F. SCHOUTEN, *Proc. Acad. Sci. Amsterdam*, 43 (1940) 3.
3. E. DE BOER, *On the residue in hearing*, Thesis, Amsterdam, 1956.
4. H. FLETCHER AND W. A. MUNSON, *J. Acoust. Soc. Am.*, 9 (1937) 1.
5. H. FLETCHER, *Speech and Hearing in Communication*, Van Nostrand, Princeton, 2nd. ed., 1953.
6. H. FLETCHER, *Revs. Modern. Phys.*, 12 (1940) 47.
7. T. H. SCHAFER, R. S. GALES, C. A. SHEWMAKER AND P. O. THOMPSON, *J. Acoust. Soc. Am.*, 22 (1950) 490.
8. G. GÄSSLER, *Acustica*, 4 (1954) Beih., 409.
9. E. ZWICKER, G. FLOTTORP AND S. S. STEVENS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 548.
10. G. A. MILLER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 609.

The Masking of One Tone by Another

M. E. BRYAN* AND H. D. PARBROOK
Acoustics Laboratory, University of Liverpool (Great Britain)

The masking of one tone by another was reported on by WEGEL AND LANE[1] in 1924, and by EGAN AND HAKE[2] in 1950. Monaural listening with an earphone was used in both cases; WEGEL AND LANE had one subject, EGAN AND HAKE, two.

We have interpolated from both these sets of results the shifts in the masked thresholds for the harmonics of a 400 c/s masking tone, and these are show non Fig. 1 as a function of the sound pressure level *re* 0.0002 μbar of the 400 c/s tone. Not only are the slopes of the masking curves different, but also the masking reported by WEGEL AND LANE commences some 15 db lower than that reported by EGAN AND

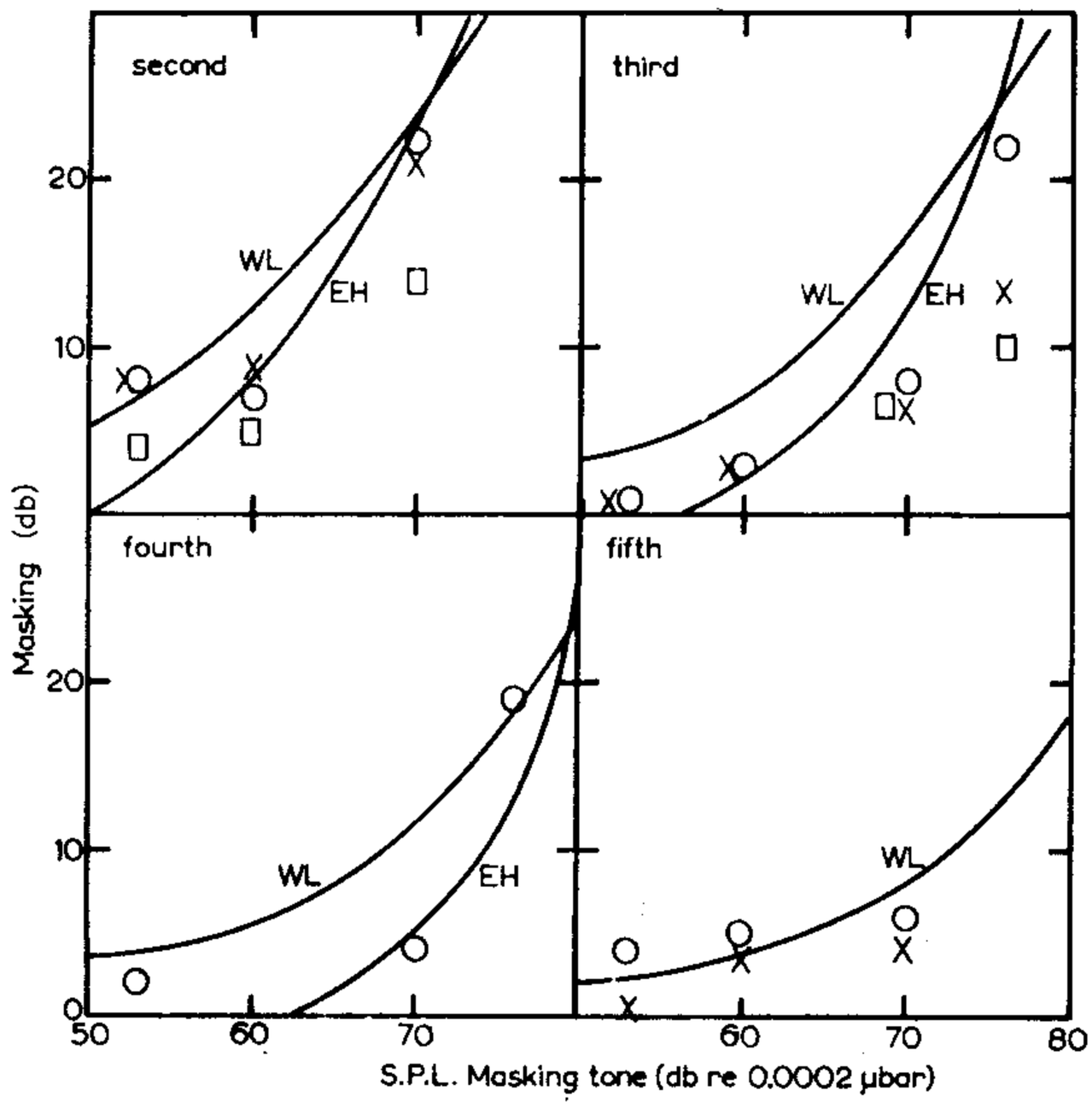


Fig. 1. Masking data for the second, third, fourth and fifth harmonics in the presence of the fundamental (*ca.* 400 c/s).
according to WEGEL AND LANE: WL
according to EGAN AND HAKE: EH
according to BRYAN AND PARBROOK:
□: pulsed tones.
×: continuous tones.
○: continuous masking, pulsed masked tones.

*Now at Royal Technical College, Salford, Gr. Britain.

HAKE. The WEGEL AND LANE results are frequently quoted in the literature and it seemed to us essential to examine the divergences.

WEGEL AND LANE used continuous masking and masked tones; EGAN AND HAKE, a continuous masking tone with a pulsed masked tone of duration 0.7 sec. In our work we used both methods and also pulsed masked and masking tones in an A-B-A-B sequence. The minimal change procedure was adopted. We have reported our technique elsewhere[3].

On Fig. 1 we also show our results. Comments can usefully be made on three points of varying weight.

Firstly, we obtained similar results no matter what combination of pulsed and continuous tones was used. Some of the differences shown in the figure are not as significant as they might appear since we used limited groups of 8 to 30 subjects – all of whom of course had normal hearing, and we were not always able to determine masking and absolute thresholds for the masked tones for a subject at the same sitting.

Secondly, we can note that while there is in general good agreement between our masking values and those of EGAN AND HAKE, any differences tend to emphasize the discrepancies between the results of EGAN AND HAKE and those of WEGEL AND LANE. We can further note that EGAN AND HAKE used the average error method of determining thresholds while we used the minimal change method with an A–B–A–B sequence.

We should perhaps emphasize that is has only been possible to check the results of WEGEL AND LANE at one frequency; their work covers a wide range of frequency and intensity. We would concur with EGAN AND HAKE that it advisable that the original experiment should be repeated with several normal ears and an improved technique.

Our third and final comment leads to suggestions on possible sites in the aural mechanism for loudness determination, masking, and overloading.

TABLE I

SENSATION LEVEL OF MASKING TONE WHEN AURAL HARMONIC FIRST APPEARS

Harmonics	*Beats Experiments*			*Masking Experiments*			
	BRYAN AND PARBROOK		FLETCHER	BRYAN AND PARBROOK		WEGEL AND LANE	EGAN AND HAKE
	cont.	*pulsed*		*cont.*	*pulsed*	*cont.*	*cont. and pulsed*
Second	39	32	36	21	31	20	25
Third	46	46	44	35	45	30	35
Fourth	52	—	58	43	53	30	41

The results show that the sensation level of all the absolute and masking thresholds with continuous tones is some 10 to 15 db greater than those obtained by pulsing the same tones. This agrees with qualitative work on absolute thresholds for continuous tones by ROSENBLITH AND MILLER[4], those for tones of 20 sec. long by VON BÉKÉSY[5], and with the calculations of MUNSON[6]. If we expressed our masked thresholds as functions of sensation level instead of sound pressure level of the masking tone *re* 0.0002 μbar,

the results for the continuous tones would be displaced some 10 to 15 db to the left of the pulsed tone thresholds, and be parallel to them. This suggests that the masking thresholds depend upon the sound pressure level of a tone and are independent of whether the tones are pulsed or continuous. The site of masking must therefore occur peripheral to the site where the loudness of a tone, whether pulsed or continuous, is determined. This latter site could be called the site of loudness integration.

We can also make comment concerning the aural site of overloading relative to the sites just mentioned. WEGEL AND LANE state that the sudden increase in slope of the masking curve is associated with the appearance of combinational tones. Where the masked tone is harmonically related to the masking tone, the combinational tones will become the aural harmonics. It is interesting therefore to see if the level of the masking tone at which the aural harmonics just appear can be predicted from the masking curves. This is shown in Table I. The values are predicted from the three sets of masking results, and compared with values obtained directly by FLETCHER[7] and by ourselves. For this latter work we used a search tone differing a few cycles from the aural harmonic, and listened for beats. In general while there is agreement between the values obtained from masking data with pulsed tones and those from direct measurements, the values deduced from continuous masking tone data are some 10 db lower. In the best beats experiments it was found that the beats just occurred at the same sensation level irrespective of whether the masking tone was continuous or pulsed. The sound pressure level *re* 0.0002 μbar of this continuous masking tone is of course some 10 db greater than the same tone pulsed. Hence the point where overloading of the ear seems to occur depends upon the sensation level of the 400 c/s masking tone as distinct from the masking effect of that same tone which depends upon its sound pressure level *re* 0.0002 μbar. It is significant that for a given sound pressure level the masking tone is 10 db quieter than if it is pulsed and it is approximately by this amount that its level must be increased for it to produce overloading of the ear. The implication of this would appear to be that the site of masking is peripheral to the site of loudness integration, which is itself peripheral to the site of overloading.

There is considerable physiological evidence in support of this hypothesis[8–12].

REFERENCES

1. R. L. WEGEL AND C. E. LANE, *Phys. Rev.*, 23 (1924) 266.
2. J. P. EGAN AND H. W. HAKE, *J. Acoust. Soc. Am.*, 22 (1950) 622.
3. M. E. BRYAN AND H. D. PARBROOK, *Acustica*, 10 (1960) 87.
4. W. A. ROSENBLITH AND G. A. MILLER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 21 (1949) 467.
5. G. VON BÉKÉSY, *Phys. Z.*, 30 (1929) 115.
6. W. A. MUNSON, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 582.
7. H. FLETCHER, *Speech and Hearing in Communication*, Van Nostrand, Princeton, 2nd. ed., 1953.
8. A. J. DERBYSHIRE AND H. DAVIS, *Am. J. Physiol.*, 113 (1935) 476.
9. K. LOWY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 16 (1945) 197.
10. R. GALAMBOS AND H. DAVIS, *J. Neurophysiol.*, 6 (1943) 287.
11. E. G. WEVER, *Theory of Hearing*, Wiley, New York, 1949, p. 383.
12. J. TONNDORF, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 938.

Pitch Discrimination of Complex Sounds

E. E. DAVID JR. AND G. R. SCHODDER*

Bell Telephone Laboratories Inc., Murray Hill, N.J. (U.S.A.)

In recent experiments, FLANAGAN AND SASLOW[1] found that a listener's pitch discrimination of artificially-generated vowel sounds is somewhat finer than his pitch discrimination of a pure tone of the same fundamental frequency and intensity. At 80 db sound pressure level (S.P.L.) and for a fundamental frequency of 120 c/s, for example, the difference limen (D.L.) of the sine wave is 0.53 ± 0.15 c/s, while those for the vowels |ae| (had) and |u| (wood) are 0.31 ± 0.04 and 0.37 ± 0.04 c/s, respectively.

The relative D.L.'s of higher tones are smaller than those of lower tones. Therefore the listeners might discriminate changes in pitch of the vowels by attending to changes in the frequencies of the vowel's harmonics, especially in those harmonics that have the smallest D.L.'s, if they were heard as single sine waves. Cross masking by the different harmonics would, of course, increase the value of the resulting D.L.

A second possibility of explanation could be statistical supplementation between the different harmonics for discrimination of pitch. Statistical supplementation means that the ability to discriminate changes of the pitch of the vowel is a probability function of the ability to discriminate the changes in pitch of the single components: if the hearing mechanism does not detect the pitch change of one harmonic it might in another.

A third explanation could lie in the discrimination of the changes in the temporal envelope properties of the vowels.

There are, of course, two widely accepted modes of pitch perception: one based upon place of excitation, the other based on neural volleys. The first two proposed mechanisms for pitch discrimination of complex sounds would use the place of the basilar membrane or at lower frequencies the volleys for discrimination; the third one would use the volley mechanism.

This alternative view notes that as overtones are added to a sound its envelope peak factor usually increases. This is especially so for vowels. Such a complex will excite a broader portion of the basilar membrane than a sine wave of the same fundamental frequency and the neural volleys generated may tend to be more peaked temporally. These sharpened neural volleys could enhance pitch discrimination.

The experiments reported now attempted to differentiate between the three mentioned alternatives of discrimination for the pitch of stimuli composed of two frequencies. All reported experiments were done monaurally by highly trained subjects. The psychometric method of constant stimuli differences, also called AB- or AX-method, was

---

*Now at the Zentrallaboratorium der Allgemeinen Deutschen Philips Industrie G.m.b.H., Aachen (Germany).

used, observing all usual precautions. The subjects were asked "Is the second stimulus higher or lower in pitch than the first?"

The first experiment was done to decide between the first and the second alternatives. The stimuli consisted of two harmonically-related sine waves separated enough in frequency to avoid masking. The lower tone was around 500 c/s, the upper one around 3.5 or 5 kc/s. The former was generated from the latter by frequency division and hence the tones maintained a constant phase relation. Also, each was individually adjusted to a loudness level of 40 phons.

TABLE I

Subject	*Frequency [kc/s]*	*D.L.* $\left[\frac{\Delta f}{f} \pm \sigma\right] \times 10^2$
V.V.G.	0.5	0.282 ± 0.022
	5.0	0.219 ±0.015
	0.5 + 5.0	0.228 ± 0.017
J.L.P.	0.5	0.211 ± 0.014
	3.5	0.205 ± 0.015
	0.5 + 3.5	0.207 ± 0.017
G.R.S.	0.5	0.456 ± 0.054
	3.5	0.363 ± 0.035
	0.5 + 3.5	0.392 ± 0.400

Table I shows the measured D.L. for 3 subjects. The D.L.'s were taken from curves fitted on probability paper and are the relative frequency changes that elicit the correct response 75% of the time. Every value is a result of about 1000 judgments.

The D.L. of the two-frequency complex is never smaller than the D.L. of one of its components heard in isolation. Apparently subjects do not make use of the frequency shift of both components to sharpen the discrimination. This means there is no statistical supplementation.

We tried, therefore, to decide between the remaining alternatives in the second set of experiments. The stimuli consisted of two equally intense tones, 4000 and 4100 c/s (and later 4000 and 4700 c/s), only the 4000 c/s tone being varied in the discrimination task. The method was similar to that in the first experiment, but in addition elaborate precautions were taken to prevent generation of audible difference tones by nonlinear distortion in the apparatus. The stimuli were produced at 35 db and 75 db S.P.L., corresponding to about 24 db and 68 db S.L. (sensation level), respectively. For comparison, similar measurements were made using single pure tones.

The two-tone stimuli have the agreeable property that as the lower frequency is changed, the frequency shift and the envelope frequency increments have opposite signs. That is, a decrease of the lower component results in an increase in envelope frequency. Thus, the subject's higher and lower responses differentiate the two modes of discrimination.

Fig. 1 shows on probability paper the results of the measurements for one subject

at 28 db sensatiòn level. Every point includes about 120 judgments. The inverse of the steepness of the lines is proportional to the D.L.'s. The abscissae show the differences in frequency between the first and the second stimulus in c/s. The lower scale for 4000 c/s, the upper one for 100 c/s. The line for the double tones has a negative slope.

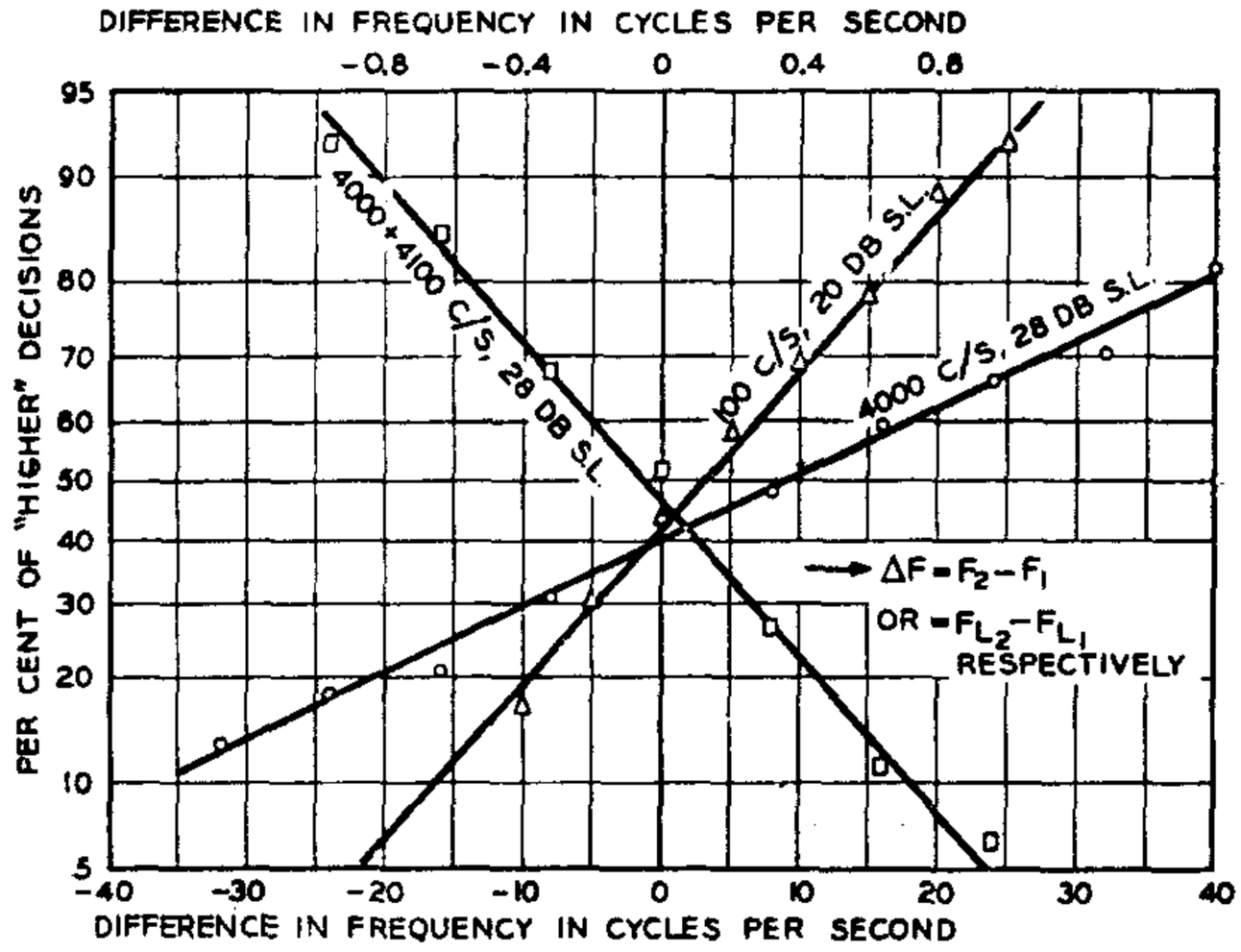


Fig. 1.

That means if the tone around 4000 c/s went up in frequency the judgment was lower and *vice versa*. That shows clearly discrimination on the basis of changes in the envelope frequency.

The results for two of the four highly trained subjects are listed in Table II.

TABLE II

		A			*B*			*C*		
Frequency [c/s]		*4000*	*4000 and 4100*	*100*	*4000*	*4000 and 4100*		*4000*	*4000 and 4700*	*700*
Subject.	S.L. [db]	28	28	20	68	68		24	24	20
J.L.P.	D.L. [c/s]	24.3	—10.1	0.41	17.9	—5.9		24.3	46.7	2.69
	D.L. $\left[\frac{\Delta f}{f} \times 10^2\right]$	0.61	—0.25	0.41	0.45	—0.15		0.61	1.17	0.38
Subject	S.L. [db]	28	28	20	68	68		28	28	21
R.S.	D.L. [c/s]	17.9	30.6	0.33	10.0	—4.1		17.9	10.1	2.35
	D.L. $\left[\frac{\Delta f}{f} \times 10^2\right]$	0.45	0.76	0.33	0.25	—0.10		0.45	0.25	0.34

The negative signs in the table indicate that the pitch judgment was in the opposite direction from the frequency change, and hence envelope was the basis for discrimination. At low S.L. and 100 c/s envelope frequency (bracket A), the subjects responded in two camps. One camp, typified by J.L.P., are "envelopers" and show a D.L. considerably smaller than that of either component tone, and slightly less in percentage

than that of a pure tone at the envelope frequency. The other camp are "placers" and show a D.L. larger than either component, and considerable larger in percentage than the envelope frequency. At high S.L. (bracket B), a subjective difference tone is generated by nonlinear distortion in the ear. Here, all subjects utilize either this difference tone or, more probably, the envelope since the components near 4000 c/s are considerably louder, and the measured D.L. is over 10 times larger than that for a tone of the difference frequency. This conjecture has been strengthened recently by RODIECK of Bell Telephone Laboratories. He showed that the limen for complex stimuli as in bracket B is unaffected by the presence of strong masking noise at the difference frequency. At low S.L. and 700 c/s envelope frequency (bracket C) all subjects utilized place information and showed large D.L.'s, while at high S.L. (data not shown) some subjects judged on envelope frequency, showing improved discrimination.

These results lead us to the conclusion that a listener can gain enhanced pitch discrimination from the envelope properties of a complex, particularly when the envelope frequency lies between, say, 80 and a few hundred c/s. That is, the frequency limen for a complex can be less than the limen of any of its components taken separately. In contrast, if a single component tone is the basis for judgment, the complex limen is larger than the individual limens, presumably because of masking. Going further, these facts imply that Flanagan and Saslow's results can be attributed to the envelope properties of their vowels.

However, there is convincing evidence in our data that either frequency shift or envelope cues can form the basis of a listener's judgment. Indeed, though subjects tend to be consistent in their individual behavior, they disagree among themselves in choosing between cues, depending upon stimulus intensity and frequency, as well as envelope frequency. This finding is somewhat at odds with results reported by CHISTOVICH[2]. She reports no evidence of frequency-shift judgments in discrimination of amplitude-modulated sinusoids so long as the modulation frequency is below 700–1000 c/s. Perhaps subjects can be biased toward envelope judgments by pre-conditioning. Before measuring the limen, her subjects matched the three-component signals with sine waves near the envelope frequency. Thereafter they seemed inclined toward envelope judgments. This effect may be a source of discrepancy between her results and ours. Apparently pitch limens for harmonic complexes are not identical to those of sine waves at their fundamental frequency. Further, if one integrates the limens to form a subjective scale of periodicity pitch, it will differ from the low frequency portion of the mel scale which is based on sine wave discrimination.

REFERENCES

1. J. L. FLANAGAN AND M. G. SASLOW, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 435.
2. L. A. CHISTOVICH, *Biofisika* (*U.S.S.R.*), 1 (1956) 438.

Die subjektive Bewertung des Residuums

F. WINCKEL

Technische Universität Berlin-Charlottenburg (Deutschland)

Um zur Klärung des Charakters des Residuums und seiner Entstehung beizutragen, hat der Verfasser es unternommen, bisherige Ergebnisse nachzuprüfen und neue Untersuchungsergebnisse zu schaffen, an die bisher nicht gedacht worden war. Zu diesem Zweck wurde ein Oberwellengenerator gebaut, dessen Teiltöne unabhängig nach Amplitude und Phase eingestellt werden können. Seine Konstruktion unterscheidet sich massgeblich von den Generatoren, die andere Autoren zuvor entwickelt hatten.

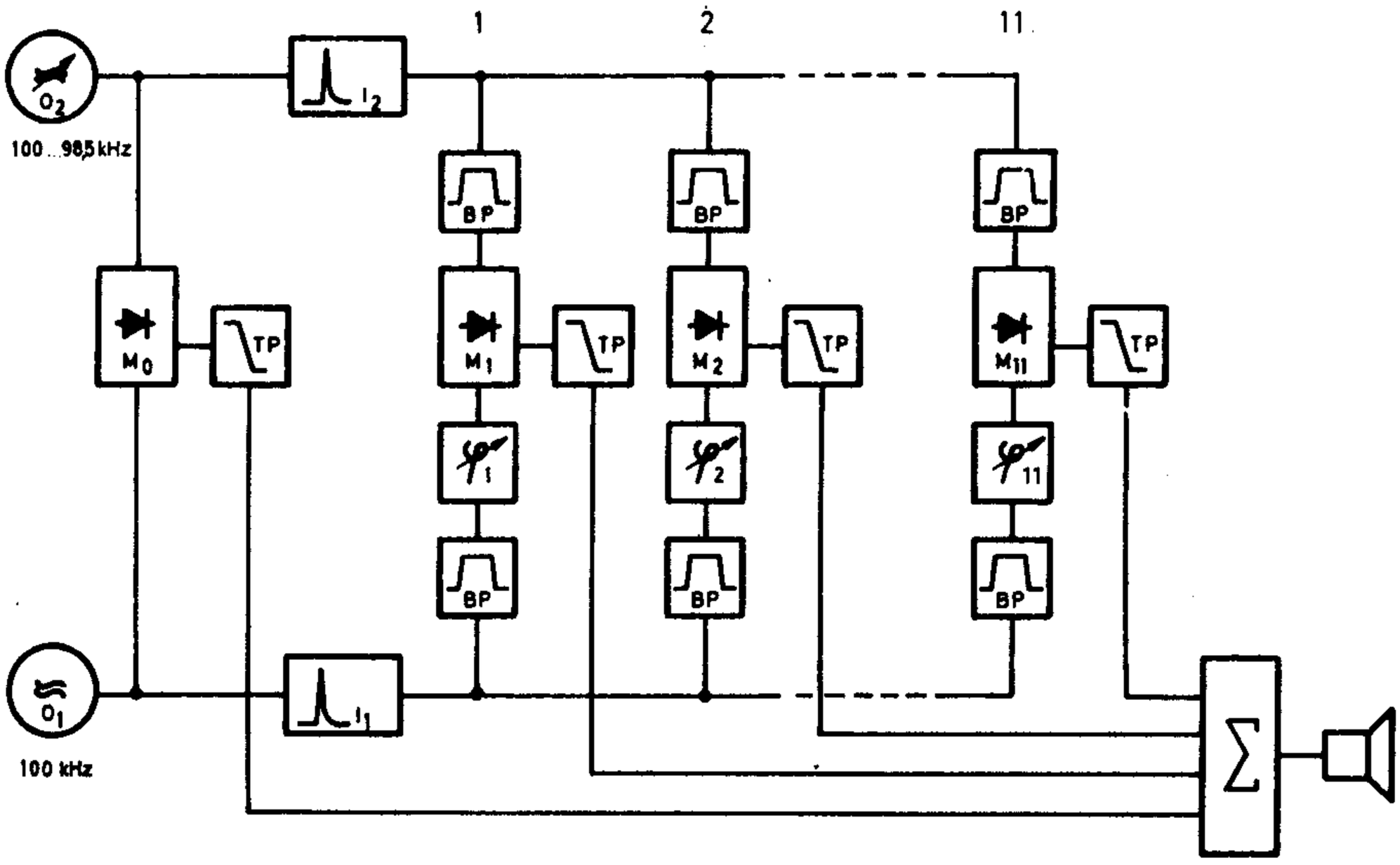


Abb. 1. Oberton-Generator mit Phaseneinstellung.

Gemäss Abb. 1 werden zwei hochfrequente Schwingungen im Modulator M_0 zur Überlagerung gebracht und mittels eines Tiefpasses TP die Differenzfrequenz als die Grundwelle ausgesiebt. Der eine Generator hat eine Festfrequenz von 100 kHz, der andere ist von 100 bis 98,5 kHz einstellbar. Durch Verzerrung der beiden Generatorschwingungen in den Impulsverzerrern I_1 und I_2 werden ferner obertonreiche Spektren erzeugt und durch entsprechend abgestimmte Bandpässe B.P. bestimmte Frequenzbereiche ausgesiebt, wiederum zur Überlagerung gebracht in den Modulatoren $M_1 \ldots M_{11}$ und aus den Überlagerungsprodukten mittels Tiefpässen TP die ersten elf Teiltöne ausgesiebt, sodass man schliesslich im Summenglied Σ ein Spektrum der

zwölf Teiltöne erhält. Jeder Teilton ist für sich in der Amplitude regelbar bis auf Null, ausserdem auch die Phase durch Kreuzspulvariometer $\varphi_1 \ldots \varphi_{11}$.

Bei allen Versuchen wurde stets kontrolliert, dass es sich wirklich um Residuum und nicht um durch Nichtlinearität entstandene Kombinationstöne handelte, indem durch Geräuschverdeckung im Grundtonbereich festgestellt wurde, dass der entstehende subjektive Ton nicht verdeckt wurde.

Zum Klangcharakter des residualen Grundtons (r.G.) wird ausgesagt, dass er, im Vergleich zu einem Sinuston, spitz oder scharf klinge, ohne dass bisher quantitative Angaben gemacht wurden. Da man jedoch einen Zusammenhang zwischen der Enveloppe der das Residuum erzeugenden Teiltöne mit der Klangfarbe des r.G. vermuten kann, wurden Untersuchungen angestellt, um dessen Charakter genauer zu umreissen durch Bestimmung des Schwellwertes, der Lautstärke und der spektralen Klangfarbe.

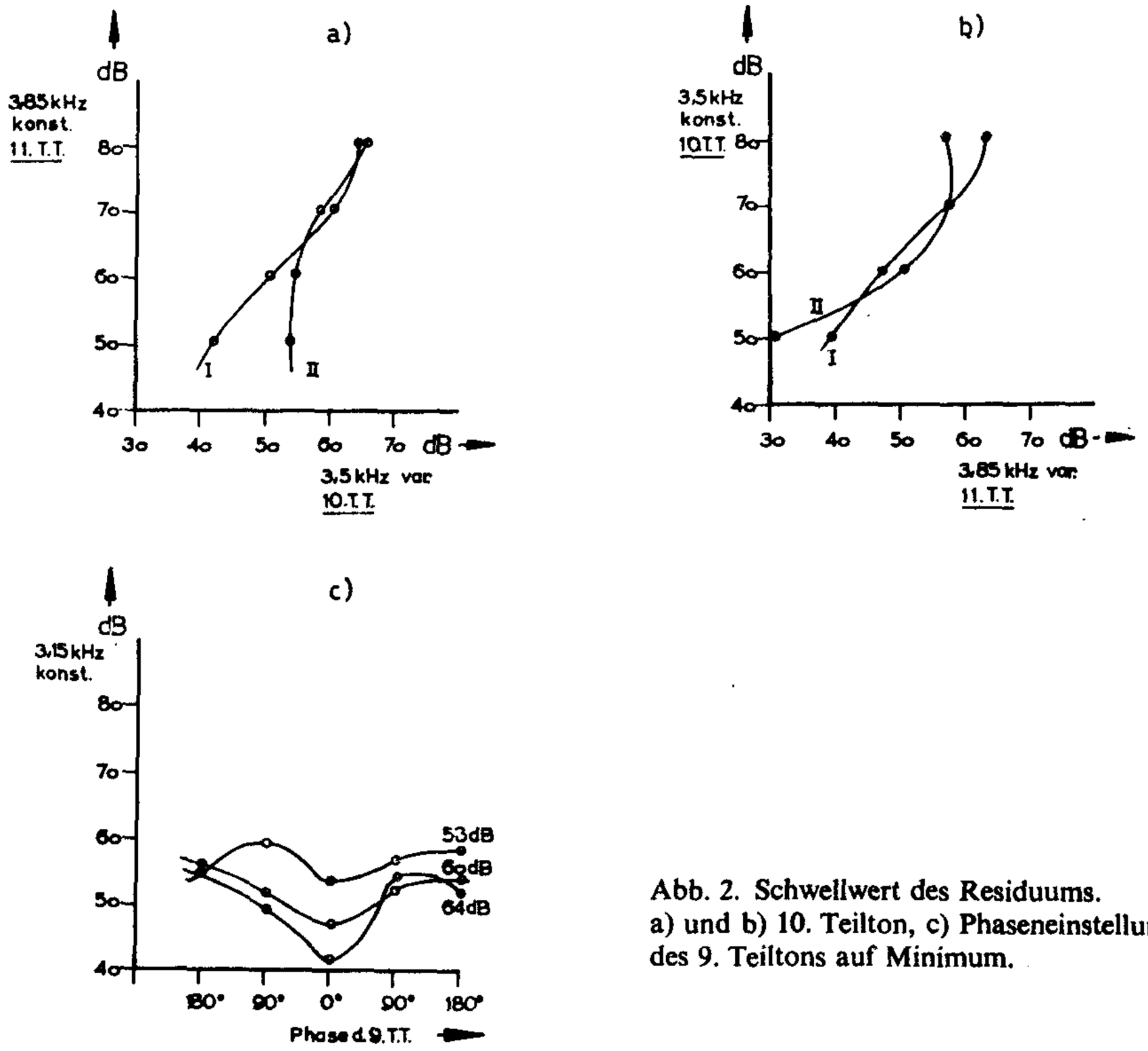


Abb. 2. Schwellwert des Residuums.
a) und b) 10. Teilton, c) Phaseneinstellung des 9. Teiltons auf Minimum.

Der Schwellwert der subjektiven Grundtonempfindung wurde in der Weise untersucht, dass zunächst zu einem in der Lautstärke fest eingestellten Teilton ein benachbarter Teilton im Schalldruck solange gesteigert wurde, bis die Grundtonempfindung einsetzte. Dies zeigt Abb. 2a und b für zwei verschiedene Versuchspersonen I und II. Wiederholt man diesen Versuch, der mit dem 10. und 11. Teilton ausgeführt worden war, mit dem 9. und 11. Teilton, so verschwindet der r. G. Anschliessend wurde der bisher fehlende 10. Teilton unterschwellig dazugegeben, was ein Wiedererscheinen

des r. G. zur Folge hatte. Bei diesem letzten Versuch ergab sich bei dem einen Beobachter ein niedrigerer Schwellwert als bei den anderen, nachdem die gleichen Beobachter in den erstgenannten Versuchen ungefähr die gleichen Schwellwerte hatten.

Weiterhin wurde der Schwellwert in Abhängigkeit von der Phase eines Teiltones (9.) untersucht, während die folgenden beiden Teiltöne (10. und 11.) konstant im Pegel und in der Phase gehalten wurden (Abb. 2c). Es zeigt sich deutlich, wie bei verschiedenen Lautstärken der Schwellwert mit Angleich in Richtung der Phasengleichheit aller drei Teiltöne absinkt. Weitere Messungen ergaben, wie der Schwellwert mit zunehmender Zahl der Teiltöne abnimmt.

Zusammenfassend ergibt diese Versuchsserie die Bestätigung, dass die Grundtonempfindung mit steigender Zahl der Teiltöne in der Tendenz zu deren Gleichphasigkeit stärker wird.

ERSATZLAUTSTÄRKE DES RESIDUUMS

Die Lautstärke wurde dadurch bestimmt, dass die erzeugenden Teiltöne mittels Kopfhörer auf das eine Ohr und ein Sinuston zum Vergleich auf das andere Ohr

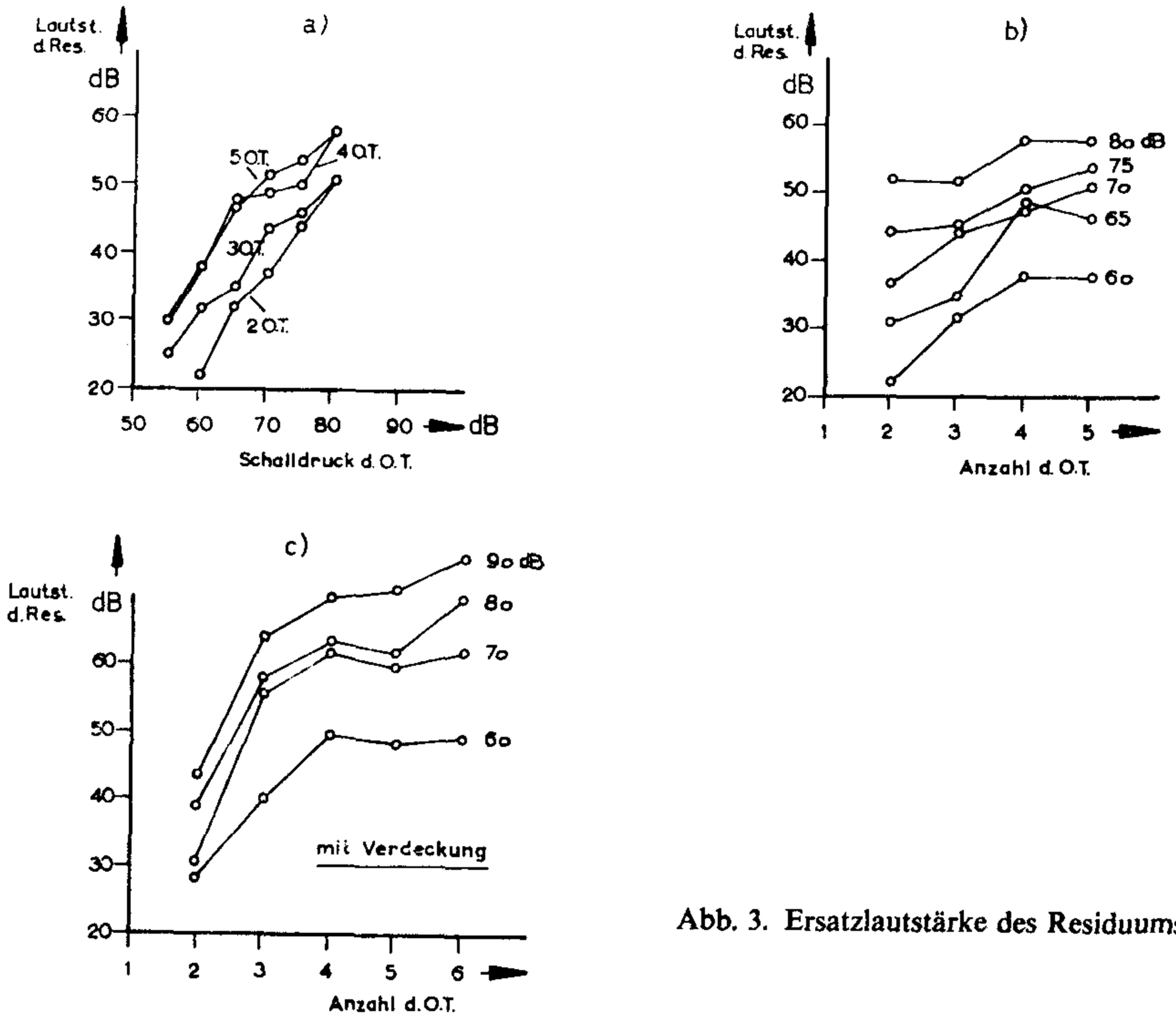


Abb. 3. Ersatzlautstärke des Residuums.

gegeben wurden. Dann wurden die Kopfhörer links und rechts vertauscht, um Unterschiede in der Empfindlichkeit beider Ohren auszuschliessen.

Abb. 3a zeigt die Vergleichslautstärke des r.G. in Abhängigkeit vom jeweils gleichen Schalldruck der erzeugenden Teiltöne, angegeben für die vier Fälle, wenn das Resi-

duum aus 2, 3, 4 oder 5 Teiltönen (O.T.) gebildet wird. Wiederum wurde ein spektraler Grundton von 350 Hz zugrunde gelegt. Diese Teiltöne beginnen jeweils mit dem 11. Teilton, nach unten sich ergänzend, und die Phase wurde auf die jeweils günstigste Enveloppe, d.h. mit ausgeprägten Maxima und Minima eingestellt. Mit jeder anderen Phaseneinstellung ergaben sich parallel ansteigende Kurven zu denen mit optimaler Phaseneinstellung, im Sinne kleinerer Lautstärke. Anders dargestellt in Abb. 3b erkennt man besser, wie die Lautstärke des r.G. mit der Zahl der Teiltöne zunimmt. Besonders kräftig ist die Zunahme beim Übergang von drei auf vier Teiltöne.

Dieselben Untersuchungen wurden bei Verdecken des Tieftonbereichs mit Rauschen mit einer oberen Grenzfrequenz von 1 kHz vorgenommen. Ergebnis sind die Kurven in Abb. 3c, die bei wenig Teiltönen etwa die gleiche Tendenz aufweisen wie die ohne Rauschen aufgenommenen Kurven, jedoch zeigt sich vom 4. zum 5. Teilton ein Abfall der Lautstärke des r.G., bei Lautstärken der erzeugenden Teiltöne bis 90 dB. Das Ergebnis wurde durch weitere, wenig geübte Versuchspersonen mit einem im Prinzip gleichen Kurvenverlauf bestätigt. Es besteht also eine Beziehung zwischen r.G. und dem Rauscheinfluss im Tieftonbereich. Aus weiteren Messungen geht hervor, dass die Lautstärke des r.G. von der Grösse der Rauschspannung unabhängig ist.

KLANGFARBE DES RESIDUUMS

Weiter wurde versucht, quantitative Angaben über die Schärfe des Residuums durch die vergleichsweise Bestimmung einer Ersatzklangfarbe zu gewinnen. Das auf Tonband aufgenommene Residuum der Teiltöne 6–11, bezogen auf 350 Hz Grundton, wurde der Versuchsperson auf dem einen Ohr zugeführt. Sie hatte mittels des zweiten Ohres die Teiltöne des Oberwellengenerators so einzustellen, dass die Klangfarbe der Schärfe des r.G. gleichkam. In den erhaltenen Spektren ergibt sich übereinstimmend ein Maximum im Bereich des 5. und 6. Teiltons, während bei den niederen Teiltönen eine Übereinstimmung nicht zu erkennen ist. Bei zwei Versuchspersonen fehlt sogar der Grundton. Deren Angaben beginnen mit der Oktave. Es kommt also Oktavverwechslung in der Erkennung des r.G. vor. Wird das Tonband mit der halben Geschwindigkeit abgespielt, so ist in jedem Fall eine sichere Grundtonbestimmung möglich.

Es erfolgte daher anschliessend eine Überprüfung des Optimums der Frequenzlage des r.G. Die im Bereich von 100 bis 600 Hz angestellten Messungen des Schwellwerts an mehreren Versuchspersonen ergaben die beste Erkennbarkeit der Schwelle in der Gegend von 200 Hz. In diesem Bereich ist der Grundton besonders profiliert, was der Melodielinie der Sprache mit einem bevorzugten Betriebsbereich von 120 bis 250 Hz (männlich und weiblich) zugute kommt. Da andererseits das Gebiet vom 9. bis 12. Oberton eine besondere Eignung zur Residuumbildung hat, ist ein Hinweis gegeben, dass das Formantgebiet im Bereich 2000 bis 3000 Hz eine bevorzugte Bedeutung wegen der Hervorbringung der residualen Grundtöne hat. Japanische Messungen an einer weiblichen Versuchsperson haben umgekehrt gezeigt, dass bei einer Grundtonhöhe des Sprechens von 240 Hz das Formantgebiet von 3000 Hz (12. Teilton) besonders ausgeprägt ist.[1] Damit ist eine Erklärung für die vom Verfasser früher festgestellte Tragfähigkeit von Stimmen durch Ausprägung des Formantgebiets im Bereich von 2000 bis 3000 Hz gegeben.

Die Untersuchungen konnten dank der Unterstützung durch die Deutsche For-

schungsgemeinschaft durchgeführt werden. Mitarbeiter für den Geräteaufbau waren Dipl.-Ing. Georg Boerger und cand. ing. H. Quandt, für die Messungen stud. ing. Sven Erik Knudsen, Kopenhagen (Dänemark).

LITERATUR

1. Y. OCHIAI UND T. FUKUMURA, *Mem. Fac. Eng., Nagoya Univ.*, 8 (1956) 1.

Aural Detection of Complex Signals in Random Noise

J. C. R. LICKLIDER AND D. M. GREEN
Bolt Beranek and Newman, Inc., Cambridge, Mass. (U.S.A.)

The goal toward which this paper is aimed is to predict the performance of normal listeners in detecting (monaurally) acoustic signals of any specified form in uniform-spectrum gaussian noise. It is assumed that the listener has all usable *a priori* information concerning the probability that a signal will be presented and the time of probable presentation. It is assumed, also, that he has a payoff function that defines for him the values of reporting "signal" when a signal is in fact presented, of reporting "no signal" when a signal is presented, etc.

Our approach is based upon two fundamental conceptions: (a) that part of the auditory process is carried out in a number of parallel frequency channels, and (b) that the listener's decisions in a signal detection context are based upon attempts by his sensory, perceptual, and judgmental mechanism to solve the statistical problem of utility maximation. In connection with (a), we make use of the critical band concept,

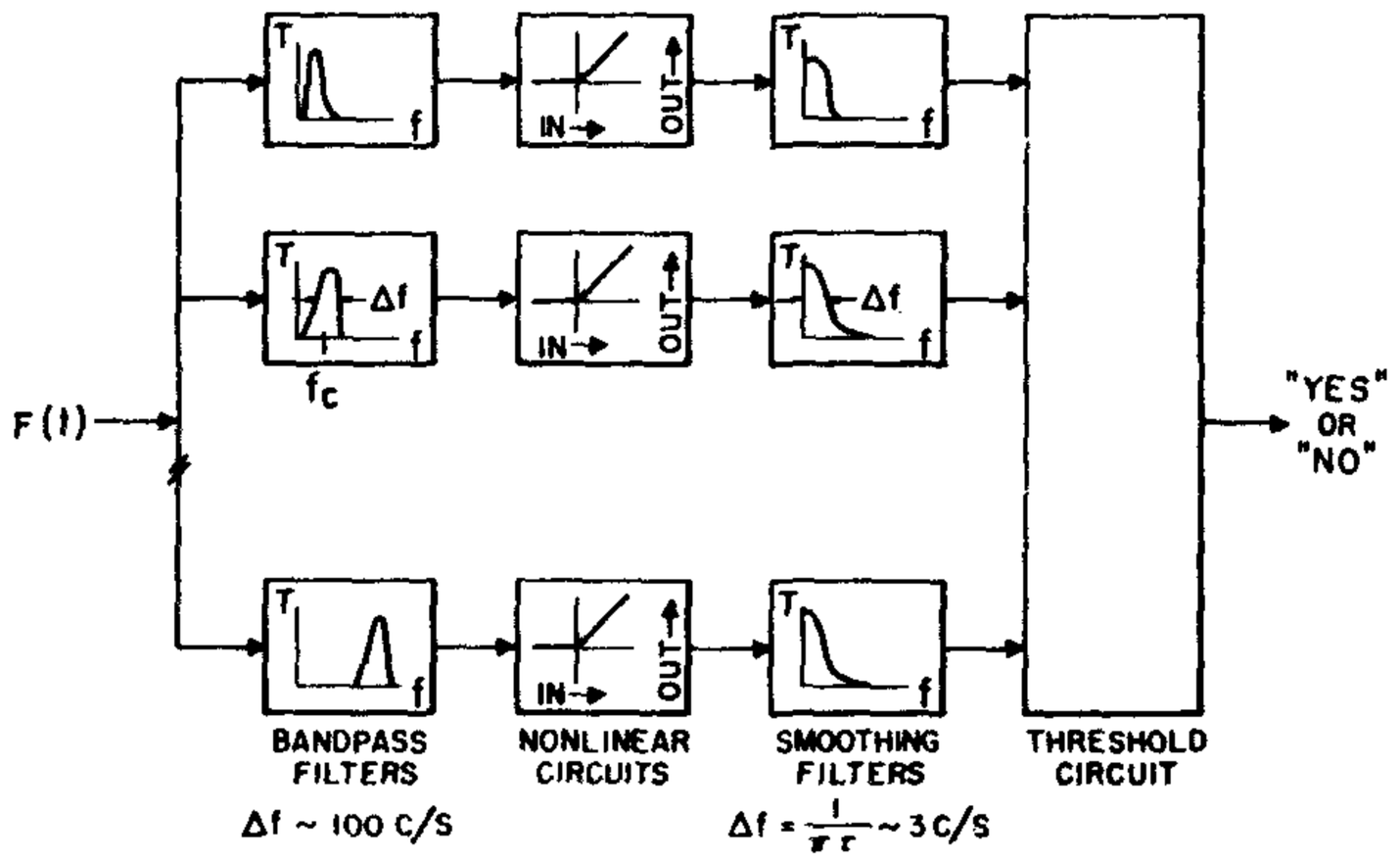


Fig. 1. Typical model of auditory detection process prior to impact of statistical decision theory.

but assume a summation, in the decision process, of contributions from all the bands. In connection with (b), we adopt the philosophy of TANNER, SWETS, GREEN and associates, but assume an array of bandpass filters instead of the single, sweeping filter postulated in their early work.

A TYPICAL DETECTION MODEL

Most prior models of auditory processes may be represented schematically by all or part of the diagram of Fig. 1. A bank of filters converts the single input function into several or many parallel functions and thereby isolates the signal in one band from masking noise in others. A nonlinear circuit converts the alternating signal of each band into a signal with a direct component. A low-pass filter provides integration over time. Finally, a threshold device converts the integrated data into a response, *e.g.* "yes" or "no", "interval 1" or "interval 2".

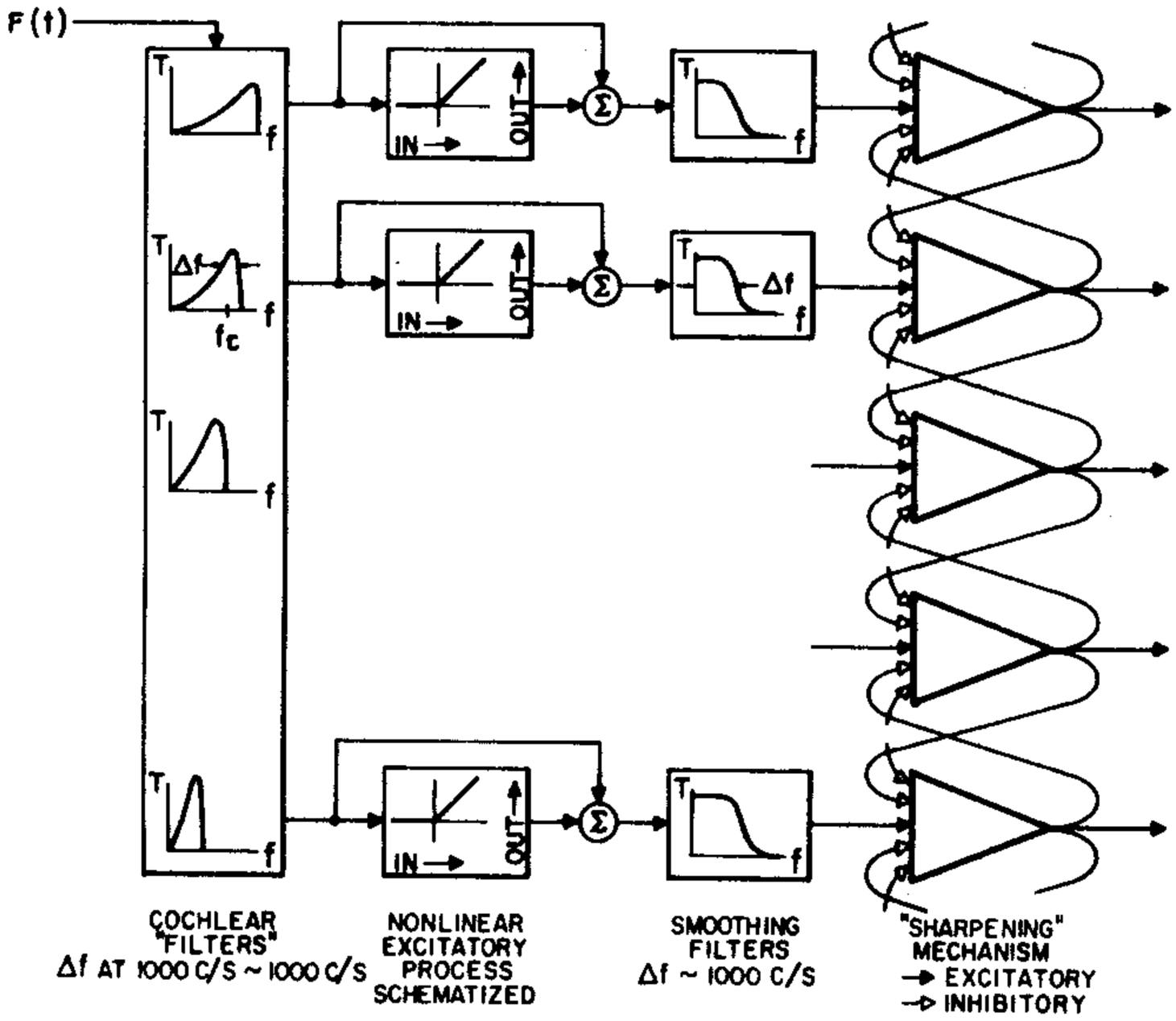


Fig. 2. Highly schematic representation of initial stages of auditory process as seen in physiological experiments, similar in form to Fig. 1 but very different in parameters.

Models of the kind represented in Fig. 1 are more complex than models that merely predict such parameters of performance as probability of correct response. It may be worthwhile, nevertheless, to compare the diagram of Fig. 1 with a diagram that summarizes the rationale for the performance-prediction model we wish to propose.

A DETECTION PROCESS MODEL THAT INCLUDES TWO DETECTION PROCESSES

We regard Fig. 2, which bears to Fig. 1a striking resemblance in form despite the great dissimiarity in parameters, as a highly simplified, schematic representation of the earliest stages of the (monaural) auditory process, and we incorporate it into our

rationale model as a package. However, we consider the schema of the detection process described by TANNER *et al.* an equally important part of the whole. In Fig. 3, therefore, we introduce into each frequency channel a *likelihood computer* and postulate a common decision system for all the channels. The latter involves two separable decision processes, 1 and 2.

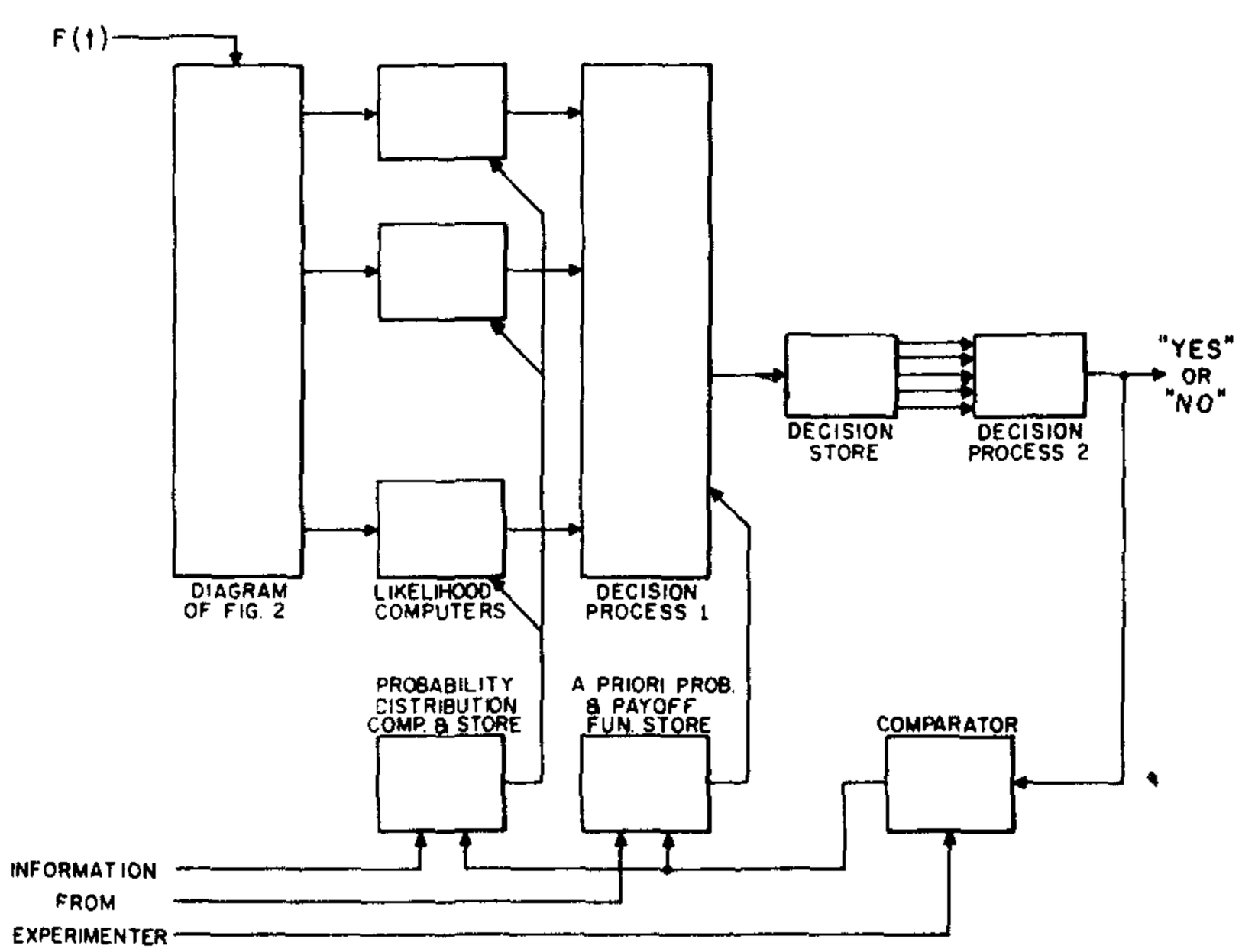


Fig. 3. Model of auditory detection process based on extension of statistical-decision-theory schema to multichannel process.

The computation of likelihood ratios by the likelihood computer is supported by a system for building up probability distributions from experience with samples of noise alone and samples of signals plus noise. Decision process 1 is supported by a system for acquiring and storing information about the probabilities of presentation of noise alone and of signal plus noise, and also about the values and costs that constitute the payoff function.

The likelihood computers that supply data to decision process 1 have the capability of integrating clues over intervals of duration up to τ_1 msec. If the presented signal lasts longer than that, decision process 1 must store its decision and recycle itself. Decision process 2 then enters the picture. It is a rudimentary process, involving merely a majority vote among the stored outcomes of process 1. The memory span of process 2 is τ_2 msec.

Obviously, many characteristics and parameters require determination before the model of Fig. 3 can be regarded as more than a framework, an extension of the signal-detection schema outlined by TANNER *et al.* to a multichannel auditory process. Among the first parts of the framework to require attention are (1) the clues that are communicated from the likelihood computers to decision process 1 and (2 and 3) the parameters τ_1 and τ_2.

DATA FUNDAMENTAL TO THE PERFORMANCE-PREDICTION MODEL

The standard symbol for the output of the likelihood computer is d'. Let us mention without discussion that the human listener's d' depends upon the ratio of the signal energy E (in a short interval) to the noise power density N_0: upon E/N_0 directly at signal-to-noise ratios ordinarily regarded as near threshold, upon $(E/N_0)^{1/2}$ at high signal-to-noise ratios, and upon $(E/N_0)^{3/2}$ at extremely low ones. A fundamental question is: What value of E/N_0 is required to make d' equal unity?

In a two-interval forced-choice experiment, d' is unity when the percentage of correct responses is 74. For most purposes, it is sufficiently accurate to associate $d' = 1$ with the familiar 75-percent-correct point. Data are shown in Fig. 4 for the duration 0.1 sec, for frequencies from 250 c/s to 7000 c/s, and for three different listening crews. A convenient rule-of-thumb summary, applicable above 250 c/s, is that the value of $\mathfrak{E} - \mathfrak{N}_0 = 10 \log (E/N_0)$ required to make $d' = 1$ rises linearly with signal frequency, having an intercept of 7 db and a slope of 2 db per kc/s.

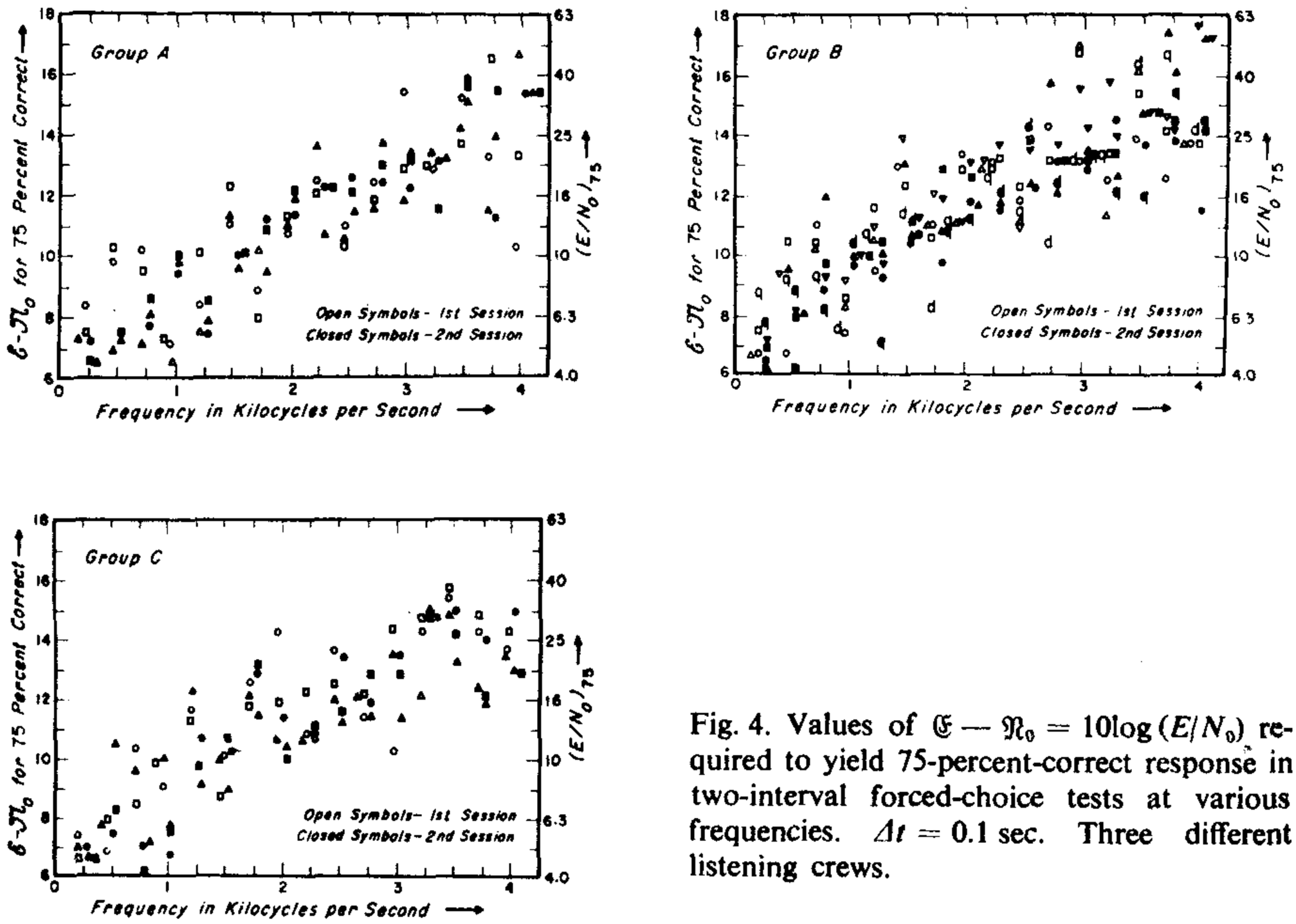


Fig. 4. Values of $\mathfrak{E} - \mathfrak{N}_0 = 10\log (E/N_0)$ required to yield 75-percent-correct response in two-interval forced-choice tests at various frequencies. $\Delta t = 0.1$ sec. Three different listening crews.

We should not consider the parameters τ_1 and τ_2 to be wholly independent of frequency, but data at 1000 c/s are sufficient for an initial model. Such data are shown in Fig. 5. The trend of the data can be summarized by saying that $\mathfrak{E} - \mathfrak{N}_0$:

1. falls linearly with slope —1.5 db per doubling as duration increases to 25 msec,
2. is constant from 25 to 150 msec,
3. rises linearly with slope +1.5 db per doubling from 150 to 1500 msec, and then
4. rises linearly with slope +3.0 db per doubling beyond 1500 msec.

The interval 25–150 msec is thus the interval of perfect integration, and τ_1 is 150 msec. The listener gains something (though not as much as coherent integration

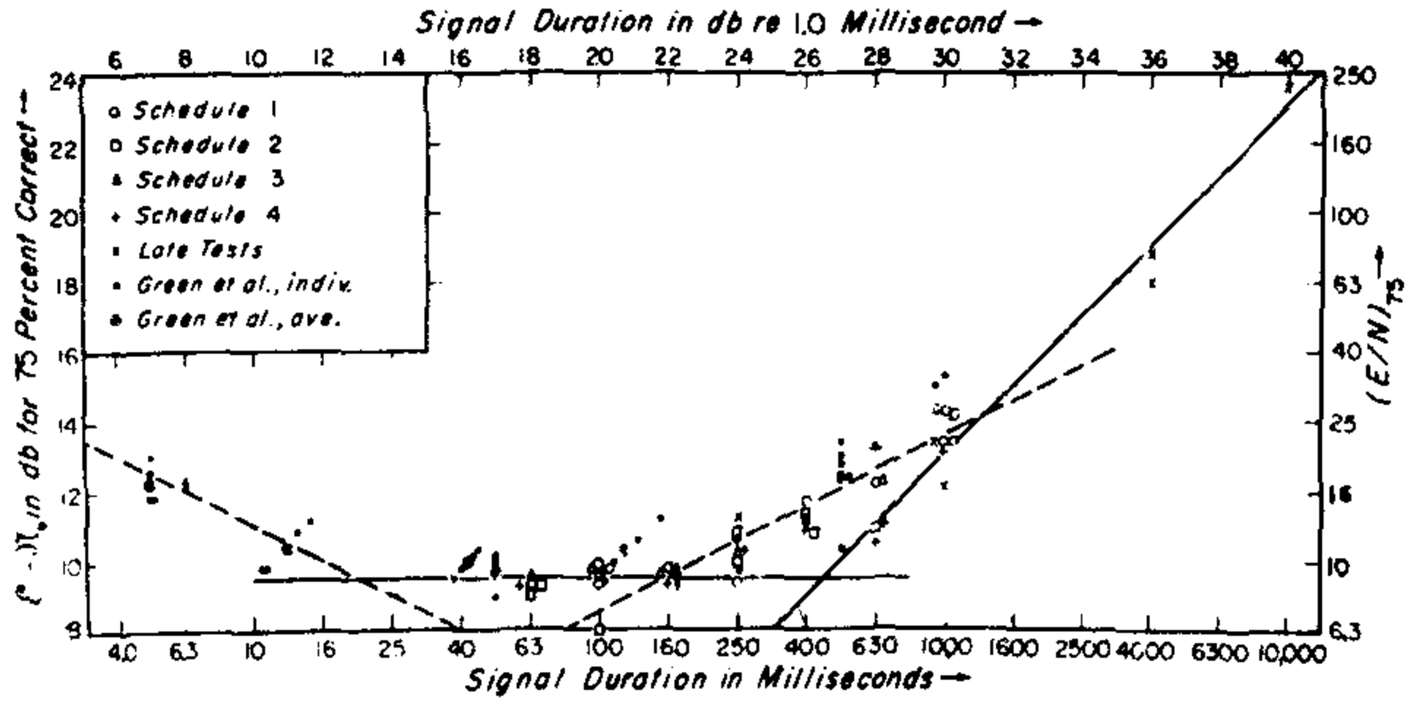


Fig. 5. Values of $\mathfrak{E} - \mathfrak{N}_0$ required to yield 75-percent-correct response with various durations. $f = 1000$ c/s.

would provide) from duration beyond 150 msec but short of 1500 msec, and 1500 msec can be taken as τ_2. Beyond that, the signal energy has to be doubled each time the duration is doubled: there is no integration of clues at all.

INTEGRATION OVER FREQUENCY

Having a rough rule for d' and values of the parameters τ_2 and τ_1, we must now ask how, in the event that the signal is complex, the values of d' from the several channels are combined. Here we adopt the formula proposed by GREEN: the over-all quantity $d'_{\text{over-all}}$ is derived from the quantities d_i' for the several channels according to

$$d'_{\text{over-all}} = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} (d_i')^2}$$

The channel bandwidths are critical bandwidths.

TESTS OF THE PERFORMANCE-PREDICTION MODELS

The model just described is being tested in several ways. Here we shall describe but one test, a particularly discriminating one.

Compound tones were built up out of 16 sinusoidal components. For each sinusoidal component, the value of d' had been determined. The compounds were tested with the same procedure. The results were in almost too-good agreement with the predictions of the model, the average discrepancy being no more than half of a db. Another model, assuming no integration over frequency outside the (most favorable) critical band, missed by 6 db.

In the tests, the slope of the psychometric function was independent of the number of components. That argues against models based on the notion that an increased number of components provides an increased number of "chances to hear".

Threshold for Tone Pulses

R. PLOMP AND M. A. BOUMAN

Institute for Perception RVO-TNO, Soesterberg (the Netherlands)

Investigations concerning the threshold of hearing and the masked threshold for tone pulses have been carried out by HUGHES[1], GARNER AND MILLER[2], GARNER[3, 4], FELDTKELLER AND OETINGER[5] and others. Reviewing this literature it seems that we can describe the relation between threshold and pulse duration for single pulses by

$$10 \log_{10} \frac{I}{I_\infty} = - 10 \log_{10} (1 - e^{-t/\tau}) \qquad (1)$$

where I is the threshold intensity for a tone pulse of duration t, I_∞ is the threshold intensity for a continuous tone and τ is a time constant. This equation can be derivated from the following hypothesis: Switching on a tone pulse of intensity I results in an effect s somewhere in the hearing pathway, which approaches its final value asymptotically according to an exponential function, this final value being proportional to I; perception occurs when s exceeds a critical value s_0. For $t \ll \tau$ (1) approximates to $I \times t =$ constant: complete integration of all the energy.

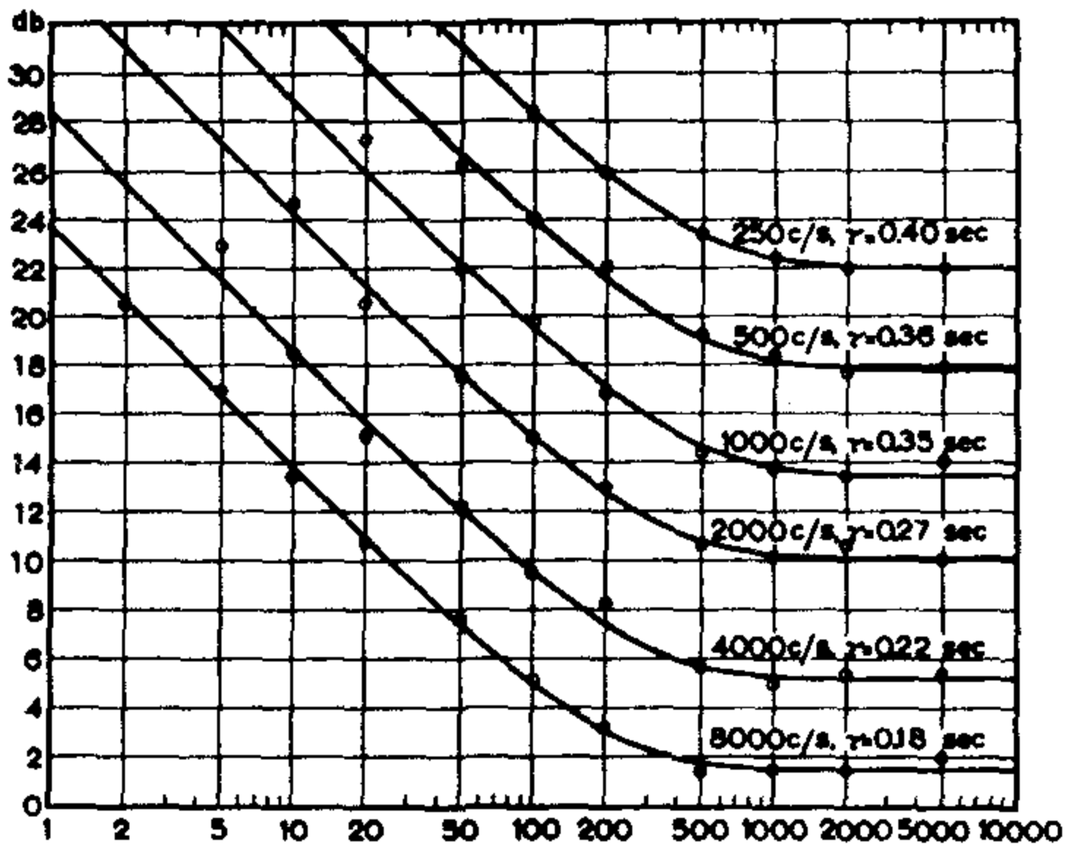


Fig. 1. Threshold *vs* pulse duration for single tone pulses.

To test this hypothesis new experiments were required. Measurements of the 50% detectability thresholds were carried out at 250, 500, 1000, 2000, 4000 and 8000 c/s. Fig. 1 gives the average results obtained by two observers, the db-scale in this and other figures being arbitrary. Very short pulses (fewer than 10 cycles) are excluded from this figure. Not the absolute hearing threshold, but the masked threshold (white noise) at a level of 40 db above the threshold of hearing was determined in this case and also in the other data communicated in this paper. Curves giving the best visual

fit to the points are drawn according to equation (1). The corresponding values of τ are indicated. The figure shows a good agreement between the points and the curves. Details of these experiments have been published recently[6].

In order to extend our considerations also to periodically repeated tone pulses we assumed in this case that s not only increases asymptotically during the presence of the signal, but also decreases exponentially during the absence of the signal. Then the following relationship between threshold I, repetition time t_0 and pulse duration t_1 can be derived

$$10 \log_{10} \frac{I}{I_\infty} = 10 \log_{10} \left(1 - e^{-t_0/\tau_1 - t_1 - t_0/\tau_2}\right) - 10 \log_{10} \left(1 - e^{-t_0/\tau_1}\right) \qquad (2)$$

where τ_1 is the time constant of the growth and τ_2 that of the decay.

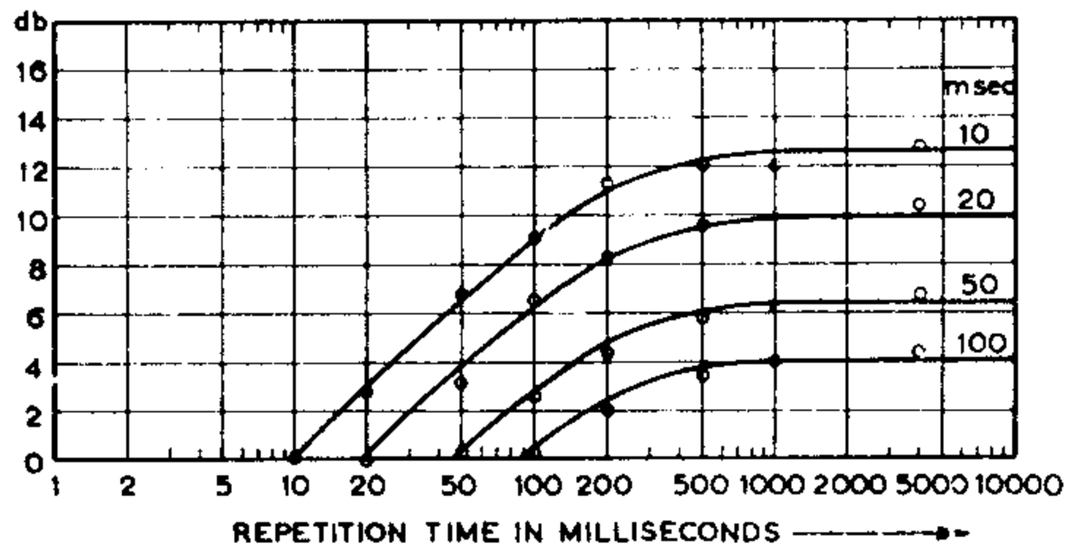


Fig. 2. Threshold *vs* repetition time for periodic tone pulses at 4000 c/s with pulse duration as parameter. For all curves τ_1 and τ_2 have the same value (0.17 sec).

Fig. 2 gives experimental data (1 observer) at 4000 c/s. The relative threshold intensity is plotted as a function of repetition time with the pulse duration as parameter. The shortest repetition time in each series is equal to the pulse duration (continuous tone). The curves drawn according to equation (2) are in good agreement with the points.

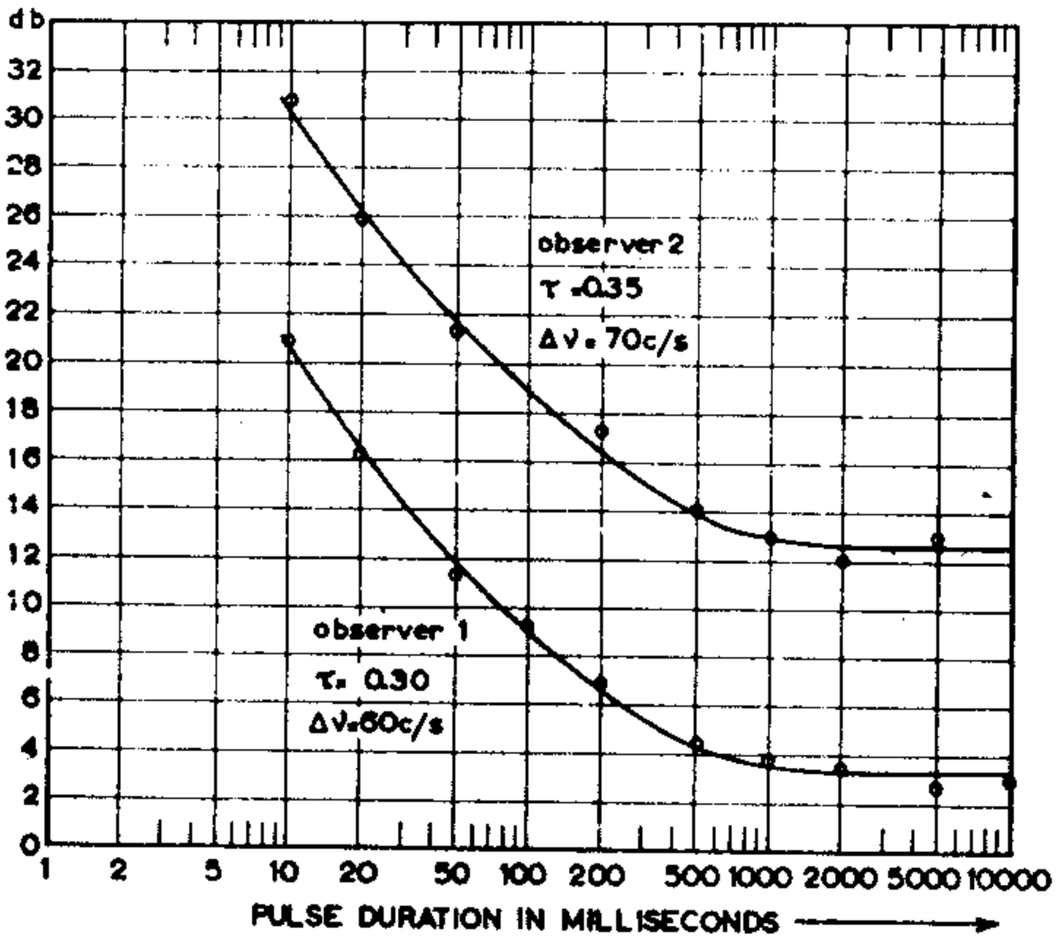


Fig. 3. Threshold *vs* pulse duration for single tone pulses at 500 c/s. The corrected curves are drawn.

So far we have only dealt with tone pulses with more than 10 cycles in each pulse so that nearly all the energy is concentrated in a small frequency range around the test frequency. It is likely that as the pulses become shorter and shorter only that portion of the energy within the so-called coupling bandwidth[7, 8] contributes to the

integration. This portion can be calculated and the curves according to equation (1) can be corrected for different coupling band-widths. Fig. 3 reproduces experimental data from two observers at 500 c/s. The corrected curves are also given, the value of the band-width $\Delta\nu$ being choosen in such a way that we get the best visual correspondence. In this way the $\Delta\nu$-values were determined for different frequencies. It appeared that the general behaviour of $\Delta\nu$ as a function of frequency is in accordance with the coupling band-width as investigated by GÄSSLER[7] and others.

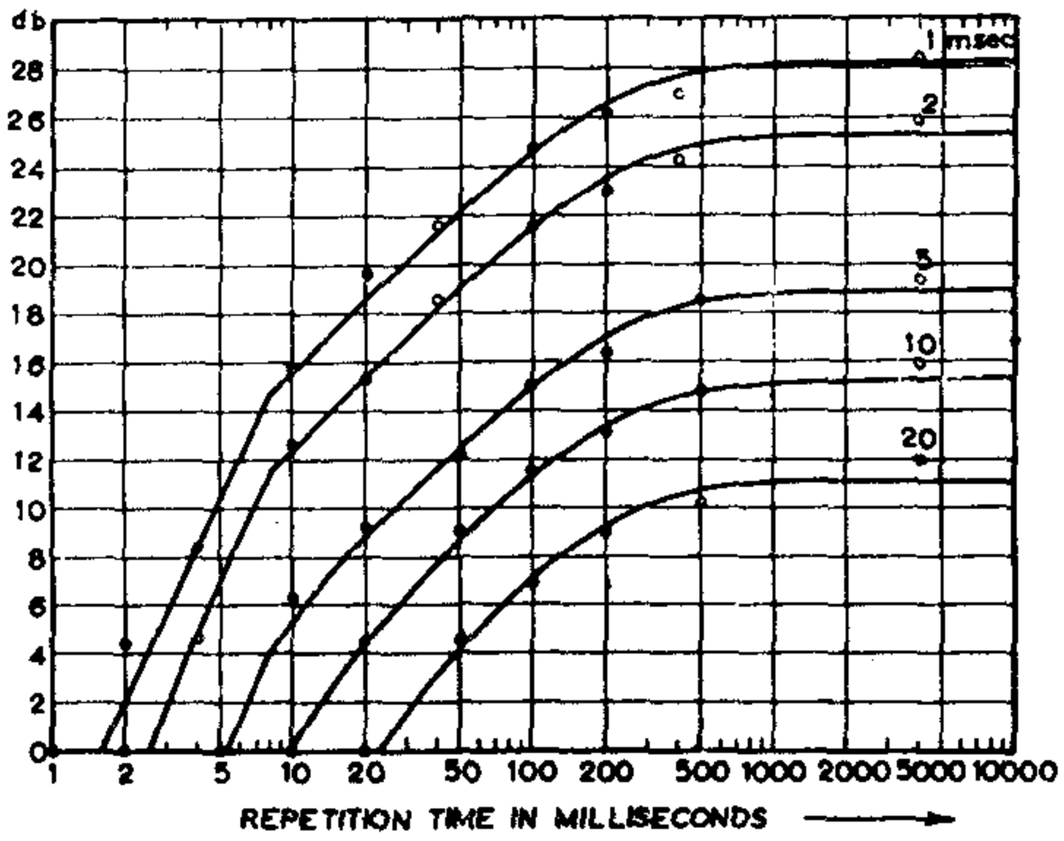


Fig. 4. Threshold *vs* repetition time for periodic tone pulses at 1000 c/s with pulse duration as parameter. For all curves $\tau_1 = 0.30$ sec, $\tau_2 = 0.17$ sec and $\Delta\nu = 125$ c/s.

Experimental results concerning the threshold for periodic tone pulses, including very short pulses, are given in Fig. 4. The curves according to equation (2) are corrected for a coupling band-width of 125 c/s which agrees with the $\Delta\nu$-value found with single tone pulses. For the shortest repetition times the points deviates. from the curves which must be due to the fact that in this case the spectral intensity is spread over such a broad frequency range that more than one coupling band contributes to the threshold determination.

In short it can be said that the assumptions concerning the integration of the energy of single and periodic tone pulses as stated in this paper are in good agreement with experimental data.

REFERENCES

1. J. W. HUGHES, *Proc. Roy. Soc.* (*London*), B 133 (1946) 486.
2. W. R. GARNER AND G. A. MILLER, *J. Exptl. Psychol.*, 37 (1947) 293.
3. W. R. GARNER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 600.
4. W. R. GARNER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 808.
5. R. FELDTKELLER AND R. OETINGER, *Acustica*, 6 (1956) 489.
6. R. PLOMP AND M. A. BOUMAN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 749.
7. G. GÄSSLER, *Acustica*, 4 (1954) Beih., 408.
8. E. ZWICKER, G. FLOTTORP AND S. S. STEVENS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 548.

Die Erregung der Basilarmembran durch sehr kurze Druckimpulse

R. OETINGER

Telefunken G.m.b.H., Backnang, Württ. (Deutschland)

Die Erregung des Gehörs durch Dauergeräusche

Bei der Untersuchung der Eigenschaften des Gehörs, die für die Lautstärke von Dauergeräuschen und von Impulsen massgebend sind, erwies es sich als sehr zweckmässig, die mechanischen Schwingungen des Innenohrs, d.h. der Basilarmembran bzw. des Cortischen Organs zu betrachten. Zur Zeit ist es noch nicht möglich die Erregung des Cortischen Organs auf direktem Weg zu messen. Für gleichförmige Dauergeräusche kann sie jedoch mit Hilfe von Verdeckungsmessungen verhältnismässig leicht ermittelt werden. Man lässt dabei einen Beobachter den Pegel eines Sinustones so einstellen, dass der Sinuston neben dem Rauschen gerade hörbar ist. Der vom Beobachter eingestellte Pegel ist ein Mass für die Erregung an der Stelle auf der Basilarmembran, an der der Testton seine Haupterregung hat. Da der Ort der Haupterregung von Sinustönen in Abhängigkeit von der Frequenz bekannt ist, kann durch solche Verdeckungsmessungen die Erregung längs der gesamten Basilarmembran bestimmt werden. Allerdings darf die aus den Verdeckungsmessungen ermittelte Grösse nicht mit der wirklichen Erregung auf dem Cortischen Organ gleichgesetzt werden. So wird z.B. ein Frequenzgang des Aussen- Mittel- und Innenohres durch die Verdeckungsmessungen nicht berücksichtigt. Die aus den Verdeckungsmessungen ermittelte Grösse wird daher im Anschluss an eine frühere Arbeit[1] als "Anregung" bezeichnet.

Als Ortskoordinate auf der Basilarmembran wählen wir für die folgenden Diagramme den Abstand ζ vom Helikotrema. Als Einheit für die Ortskoordinate ζ wählen wir nach ZWICKER[2] eine sogenannte *Kopplungsbreite* und geben ihr die Abkürzung bk. Das Helikotrema hat dann den Koordinatenwert $\zeta = 0$ bk, das ovale Fenster den Koordinatenwert $\zeta = 24$ bk.

Die Erregung des Gehörs durch kurze Druckimpulse

Ein Impuls, der nur aus einem einzelnen Druckstoss besteht, wird als Druckimpuls bezeichnet. In den folgenden Diagrammen hat der Schalldruck der verwendeten Impulse angenähert den Verlauf einer Gausschen Fehlerkurve[1]

$$p = \hat{p}\ \mathrm{e}^{-\frac{\pi}{2}\left(\frac{t}{t_i}\right)^2} \tag{1}$$

Dabei entspricht t_i der Dauer eines Rechteckimpulses gleichen Spitzenschalldruckes und gleicher Schallenergie.

Ein einzelner Druckimpuls verursacht auf dem Cortischen Organ eine so kurzzeitige Erregung, dass das Gehör nicht in der Lage ist, den zeitlichen Verlauf der Erregung

zu verfolgen, sondern lediglich eine Gesamtempfindung von der Erregung bilden kann. Mittels Verdeckungsmessungen kann dieser integrale Wert über die Augenblickserregung mit der Anregung eines Dauergeräusches verglichen werden. Diese als gleich gross empfundene Daueranregung, wir wollen sie im folgenden als die äquivalente Daueranregung bezeichnen, dient uns als Mass für die Stärke der impulsförmigen Erregung.

Die Anregung von Dauergeräuschen konnten wir dadurch bestimmen, dass wir den Pegel eines Sinustones so gross machten, dass der Sinuston neben dem Geräusch gerade hörbar wurde. Bei einer Folge von Druckimpulsen mit einer Folgefrequenz von 1 Hz ist dieses Verfahren nicht möglich. In der Pause zwischen zwei Impulsen wäre der Sinuston immer hörbar. Es bleibt also nur die zweite Möglichkeit, nämlich den Pegel eines Geräusches vom Beobachter so einstellen lassen, dass der untersuchte Impuls gerade hörbar ist. Als verdeckendes Geräusch verwendet man zweckmässigerweise sogenanntes gleichmässig anregendes Rauschen[2].

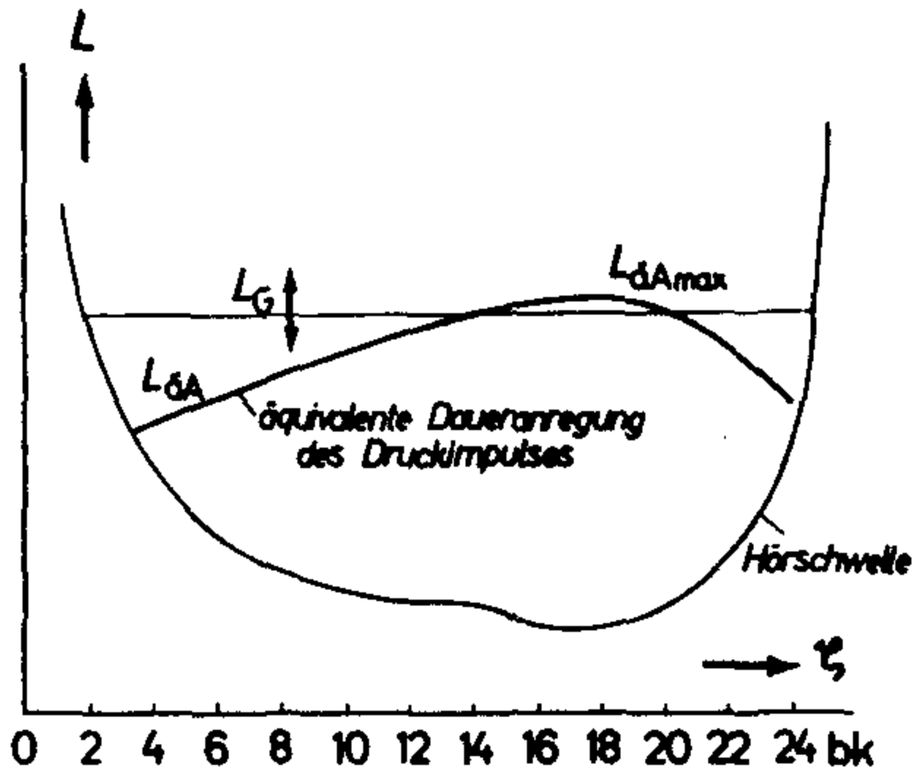


Abb. 1. Schematische Darstellung des Messvorgangs bei der Ermittlung der maximalen äquivalenten Daueranregung eines Druckimpulses. Der Pegel L_G des gleichmässig anregenden Rauschens wird vom Beobachter so eingestellt, dass die äquivalente Daueranregung des Druckimpulses vom Rauschen völlig verdeckt wird.

Die Anregung dieses Rauschens ist an jeder Stelle auf der Basilarmembran gleich gross. In Abb. 1 ist der Messvorgang schematisch dargestellt. Die unterste Kurve zeigt in Abhängigkeit von der Ortskoordinate ζ den Pegel der gerade hörbaren Anregung. Der Pegel $L_{\delta A}$ der äquivalenten Daueranregung eines Druckimpulses ist in Abb. 1 schematisch eingezeichnet. Die horizontale Gerade zeigt den Pegel L_G des gleichmässig anregenden Rauschens. Bei der Messung stellt der Beobachter den Pegel des Rauschens so ein, dass der Impuls gerade verdeckt wird. Der eingestellte Pegel des Rauschens ist also ein Mass für die Grösse des Maximums der Anregung der Impulse.

Wir wollen nun den Versuch so erweitern, dass wir damit den Verlauf der äquivalenten Daueranregung des Druckimpulses auf der ganzen Länge des Cortischen Organs bestimmen können. In Abb. 2 ist der Messvorgang schematisch dargestellt. Neben dem veränderlichen Rauschen wird dem Beobachter noch ein unveränderliches gleichmässig anregendes Rauschen dargeboten. Den Pegel L_{G1} dieses Rauschens macht man so gross, dass der Impuls völlig verdeckt ist. Begrenzt man dieses Rauschen durch einen Hochpass, so wird die Anregung des Rauschens in der Nähe des ovalen Fensters dadurch nicht verändert. An einer bestimmten Stelle fällt die Anregung sehr steil zum Helikotrema hin ab. Auf dem Cortischen Organ wird dann links von dieser Flanke der Impuls nicht verdeckt; er wird also an dieser Stelle hörbar sein.

Der Beobachter hat nun wie beim vorher geschilderten Versuch die Aufgabe, den Pegel L_{G_2} des veränderlichen gleichmässig anregenden Rauschens so einzustellen, dass der Impuls gerade noch hörbar ist. Aber während beim vorigen Versuch der Beobachter den Pegel L_{G_1} des veränderlichen Rauschens nach dem Maximum der äquivalenten Daueranregung einstellte, stellt er ihn bei diesem Versuch nach dem

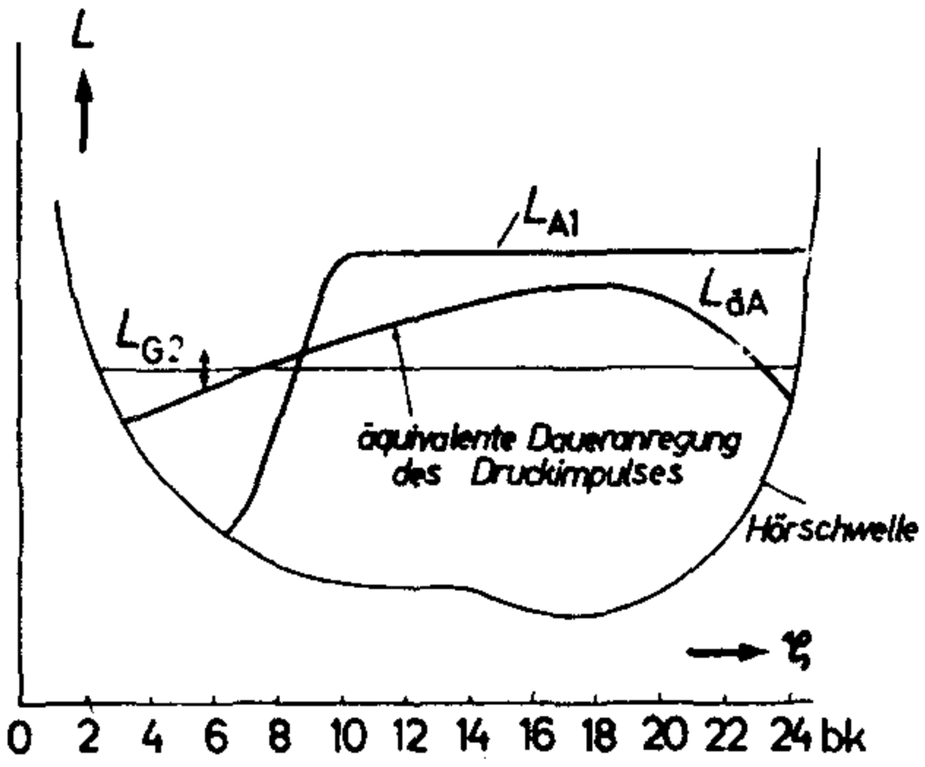


Abb. 2. Schematische Darstellung des Messvorgangs bei der Ermittlung der äquivalenten Daueranregung eines Druckimpulses. Der Pegel L_{A1} zeigt die Anregungsfläche des unveränderlichen Rauschens, innerhalb der die äquivalente Daueranregung des Impulses völlig verdeckt wird.

Maximum des Teils der äquivalenten Daueranregung ein, der von dem unveränderlichen Rauschen nicht verdeckt wird. Der Teil der Anregung, der neben dem unveränderlichen Rauschen hörbar ist, hat sein Maximum unmittelbar neben der Anregungsflanke des unveränderlichen Rauschens. Der vom Beobachter eingestellte Pegel L_{G_2} ist also ein Mass für die äquivalente Daueranregung des Impulses an der Stelle der Anregungsflanke des unveränderlichen Rauschens. Durch Veränderung der Grenzfrequenz des Hochpasses verschiebt sich die Anregungsflanke des Rauschens auf dem Cortischen Organ. Es kann dadurch die äquivalente Daueranregung an verschiedenen Stellen des Cortischen Organs bestimmt werden.

So wie der Versuch bis jetzt beschrieben wurde, ist er geeignet, die äquivalente

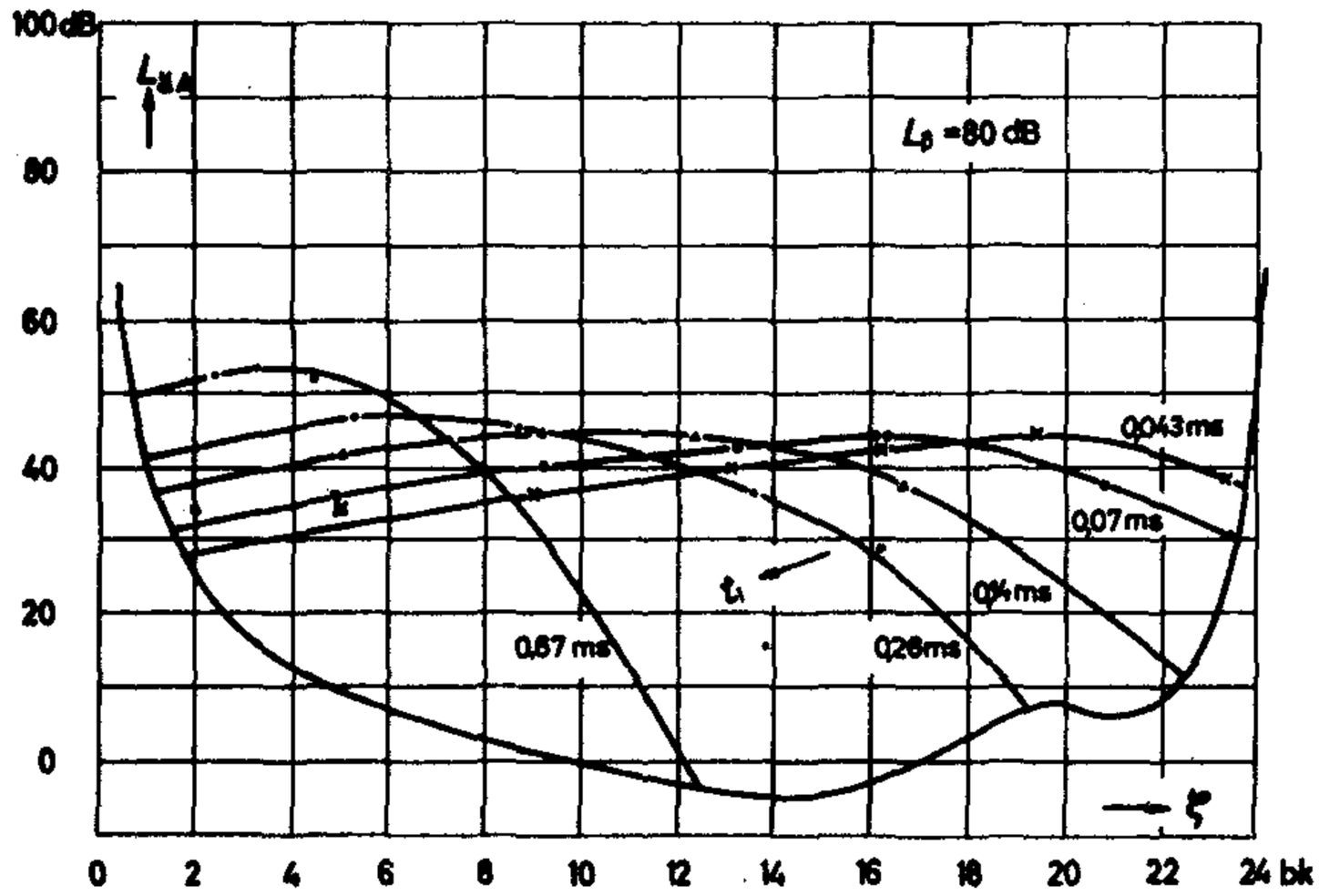


Abb. 3. Die äquivalente Daueranregung des Cortischen Organs durch Druckimpulse verschieder Dauer.

Daueranregung eines Druckimpulses links vom Maximum der Anregung zu bestimmen. Wollen wir die Anregung rechts vom Maximum bestimmen, dann müssen wir das unveränderliche Rauschen durch einen Tiefpass, statt durch einen Hochpass begrenzen. Im übrigen verläuft der Versuch genau so.

Abb. 3 zeigt die nach dem oben geschilderten Versuch ermittelte äquivalente Daueranregung von Druckimpulsen. Der Pegel des Spitzenschalldruckes der Impulse ist $L_{\hat{p}} = 80$ dB. Parameter der Kurven ist die effektive Dauer t_i der Druckimpulse. Der kürzeste Druckimpuls mit einer Dauer von 0,043 mSek. hat das Maximum seiner Anregung ganz rechts. Die Anregung erstreckt sich aber über das ganze Cortische Organ. Selbst am Helikotrema ist noch eine nennenswerte Anregung vorhanden. Das Maximum der Anregung rückt nach links, wenn die Dauer der Impulse grösser wird. Die Anregung der langen Druckimpuls reicht nicht bis zum ovalen Fenster, sondern beschränkt sich auf ein Gebiet in der Nähe des Helikotremas.

Wird das ovale Fenster durch einen Druckimpuls erregt, so entsteht auf der Basilarmembran eine impulsförmige Erregung, die sich vom ovalen Fenster wellenförmig zum Helikotrema fortpflanzt. Die Ergebnisse dieser Abbildung zeigen uns, dass bei sehr kurzen Druckimpulsen diese Welle beim ovalen Fenster ihr Maximum hat und auf dem Weg zum Helikotrema nur schwach gedämpft wird. Bei langen Druckimpulsen hingegen läuft die Welle zunächst mit sehr geringfügiger Amplitude über das Cortische Organ hinweg und wächst erst in der Nähe des Helikotremas zu einer hörbaren Grösse an.

LITERATUR

1. R. OETINGER, *Nachr. tech. Z.*, 12 (1959) 391.
2. E. ZWICKER, *Acustica*, 8 (1958) 237.

Ein Verfahren zur Berechnung der Lautstärke von Druckimpulsen

R. OETINGER UND E. PORT

Institut für Nachrichtentechnik der Technischen Hochschule, Stuttgart (Deutschland)

Ín den letzten Jahren wurde der Zusammenhang der Lautstärke von Dauergeräuschen mit den Schallfeldgrössen, Schalldruck bzw. Schallintensität weitgehend geklärt. Berechnungsverfahren zur Bestimmung der Lautstärke von Dauergeräuschen aus ihrem Amplitudenspektrum wurden entwickelt. Über die Berechnung der Lautstärke von kurzzeitigen Schallereignissen – von Knacken und Impulsen – sind dagegen noch recht wenig Untersuchungen bekannt[1–3]. Bei dem hier beschriebenen Berechnungsverfahren wird die Lautstärke von Druckimpulsen nicht aus den objektiv gemessenen

Schalldruckgrössen, sondern aus subjektiv gemessenen Erregungskurven berechnet. Die prinzipiellen Überlegungen hierzu sind in Abb. 1 veranschaulicht.

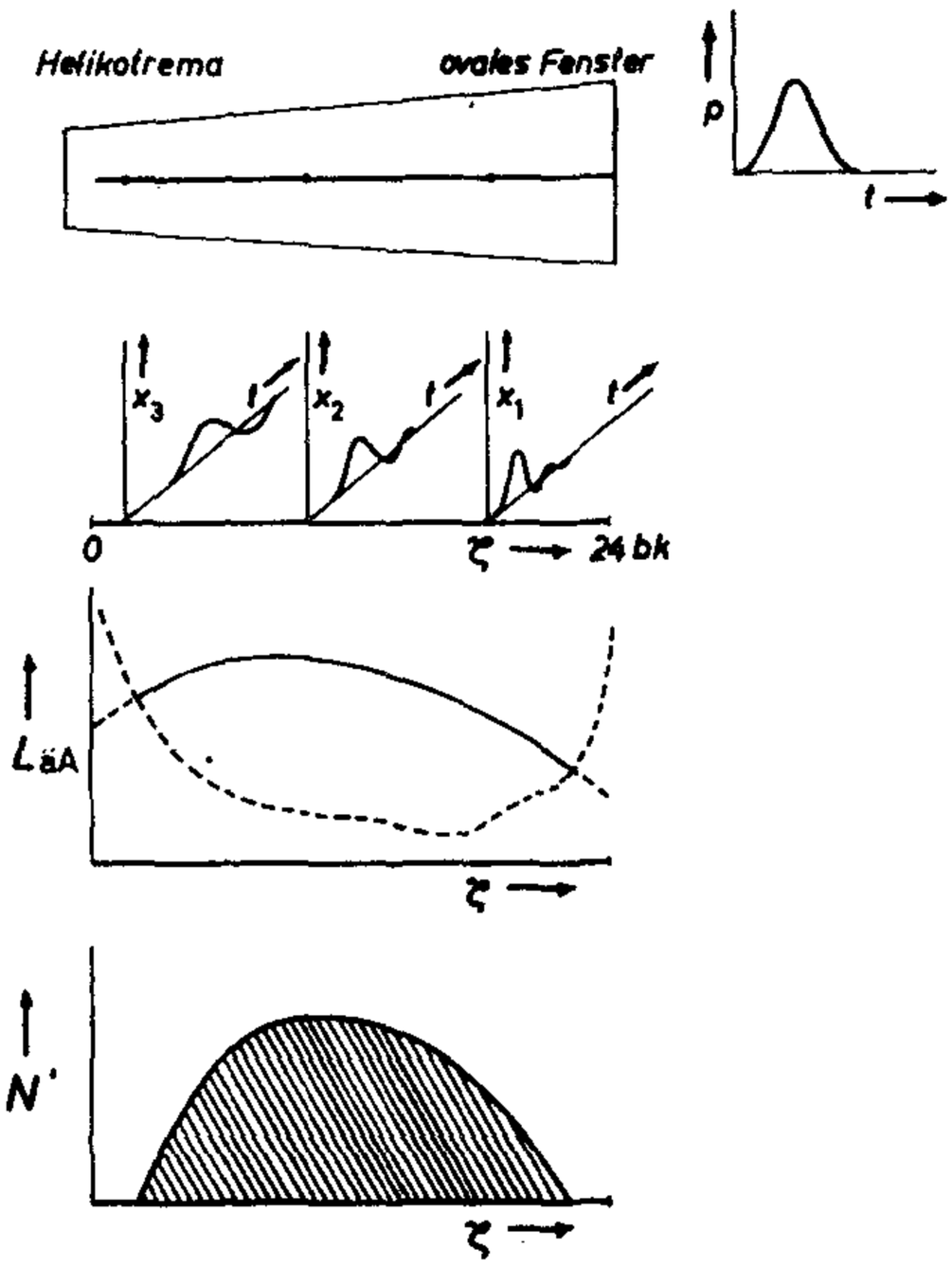


Abb. 1. Schematische Darstellung der Modellvorstellung, auf der das beschriebene Berechnungsverfahren aufgebaut ist.

Rechts oben in der Abb. 1 ist die Zeitfunktion des Druckimpulses, dessen Lautstärke hier berechnet werden soll, aufgezeichnet. Daneben ist in einer schematischen Skizze ein Längsschnitt durch die abgewickelte Gehörschnecke mit der sie in zwei Hälften teilenden Basilarmembran dargestellt. Der Druckimpuls wird aus dem freien Schallfeld durch den Gehörgang und über die Gehörknöchelchen des Mittelohres auf das ovale Fenster übertragen. Über die Lymphflüssigkeit verursacht er eine Auslenkung der Basilarmembran nahe dem ovalen Fenster. Die Auslenkung verschiebt sich wie eine wandernde Welle weiter nach links über die Basilarmembran. Dieser Vorgang ist in der zweiten Skizze dargestellt. Die Basilarmembran ist mit einem linearen Massstab von 0 bis 24 bk versehen[4]. Für 3 Stellen ist der zeitliche Verlauf der Auslenkung nach den Untersuchungen von HAUSER[8] eingezeichnet. Die Zeitachse geht jeweils im Bild nach hinten. Durch die Auslenkung wird an jeder Stelle der Basilarmembran auf die dort befindlichen Nervenzellen ein Reiz in bis jetzt noch unbekannter Form ausgeübt. Bei Dauergeräuschen lässt sich aber über die Mithörschwelle von Sinustönen eine mit diesem Reiz zusammenhängende Grösse, nämlich die Erregung (Erregungsdichte) längs der Basilarmembran messen[4]. Bei Impulsen findet im Gegensatz zu Dauergeräuschen nur eine kurzzeitige Erregung statt. OETINGER[5, 7] definiert bei Impulsen eine sogenannte äquivalente Daueranregung, mit der die an sich zeitabhängige Erregung eines Impulses an einer bestimmten Stelle der Basilarmembran durch einen einzigen festen Wert gekennzeichnet wird. Es wurde auch gezeigt, wie diese äquivalente Daueranregung aus subjektiven Verdeckungsmessungen bestimmt werden kann. Zur Abb. 1 zurückkehrend sieht man in der dritten Skizze von oben den Pegel der äquiva-

lenten Daueranregung über der Länge der Basilarmembran aufgezeichnet. Nach der Modellvorstellung, die dem Lautstärkeberechnungsverfahren von ZWICKER[4] zugrunde liegt, wird die Erregung jeder Stelle des Cortischen Organs über die Nervenbahnen dem Gehirn in Form von Lautheitsanteilen mitgeteilt. Im Gehirn werden die Lautheitsanteile von allen erregten Stellen des Cortischen Organs zusammengefasst und zur Gesamtlautheit aufsummiert. In der untersten Skizze der Abb. 1 wurde die Grösse der Lautheitsanteile aufgezeichnet. Eigentlich sind diese Anteile gequantelte Grössen, zum Zeichnen einer Kurve ist es aber besser, sie auf einen festen Längenabschnitt der Basilarmembran zu beziehen. Man erhält so einen Lautheitsbelag oder eine spezifische Lautheit. Dann ist die empfundene Gesamtlautheit nicht die Summe der Lautheitsanteile, sondern das Integral über die spezifische Lautheit längs der Basilarmembran, d.h. die in Abb. 1 schraffierte Fläche. Für den Zusammenhang zwischen der

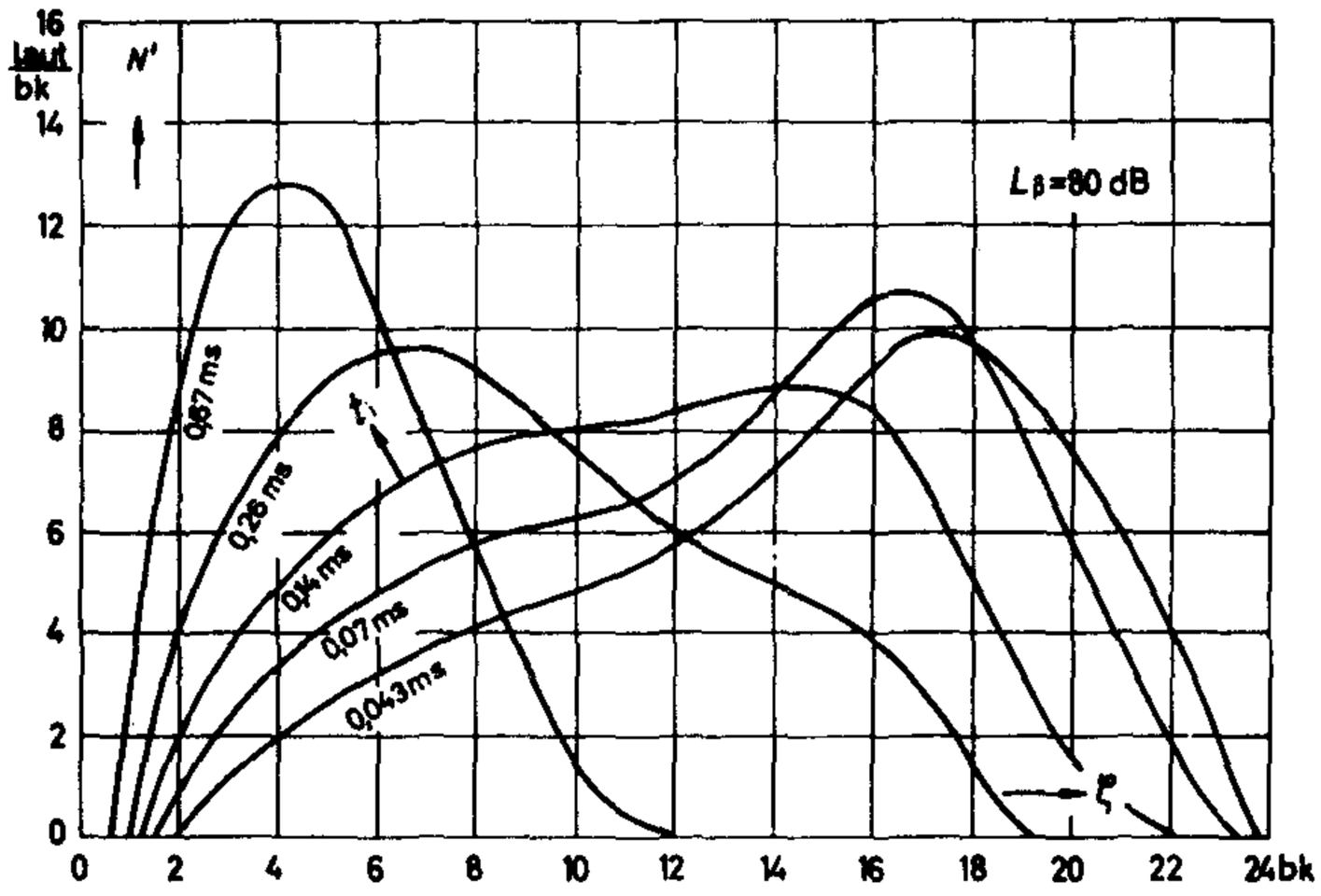


Abb. 2. Längs der Basilarmembran aufgetragene Kurven der spezifischen Lautheit von gaussförmigen Druckimpulsen verschiedener Dauer. Berechnet nach ZWICKER[4] von OETINGER[7] (Spitzenschalldruckpegel 80 dB).

Erregung und der Lautheitsdichte wurde in der erwähnten Arbeit ZWICKERS[4] eine Funktion ermittelt, die sich aus umfangreichen Hörmessungen ergab. Damit besteht nun die Möglichkeit, die Lautstärke von Impulsen zu bestimmen. Man misst die äquivalente Daueranregung, berechnet daraus die spezifische Lautheit und bestimmt die Fläche unter der so erhaltenen Kurve. Für den 1000 Hz-Ton wurden schon früher die Flächen und damit die Lautheiten aus den Erregungskurven berechnet[4]. Man sucht nun nach Berechnung der Fläche beim Impuls, den 1000 Hz-Ton, der die gleiche Fläche bzw. Lautheit hat, und dessen Pegel liefert dann den gesuchten Lautstärkewert.

Dieses Verfahren wurde für die Berechnung der Lautstärke von gaussförmige Druckimpulsen angewandt. Für die für Druckimpulse verschiedener Dauer gemessenen Kurven der äquivalenten Daueranregung siehe man OETINGER[7]. Daraus wurden mittels der erwähnten Formel die zugehörigen Kurven der spezifischen Lautheit berechnet. Sie sind in Abb. 2 wiedergegeben. Aus der Fläche unter diesen Kurven lässt sich über den gleichlauten 1000 Hz-Ton die Lautstärke der Impulse bestimmen. Man erhält so die Werte, die in Abb. 3 als Kreuze eingetragen sind. Zum Vergleich sind als

ausgezogene Linie die subjektiv gemessenen Werte von BAUCH[3] angegeben. Die Übereinstimmung ist recht gut. Die nach STEUDEL[1] berechnete gestrichelte Kurve liegt nicht nur im Absolutwert zu tief, sondern zeigt auch bei kurzen Impulsen einen prinzipiell anderen Verlauf.

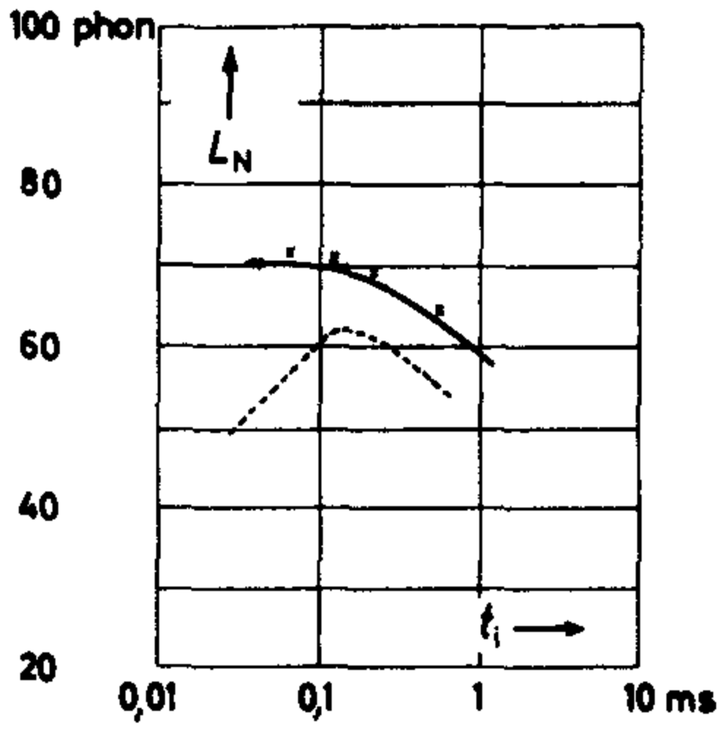


Abb. 3. Lautstärke von Druckimpulsen in Abhängigkeit von ihrer Dauer (Kreuze: aus Abb. 2 berechnete Werte; ausgezogene Kurve: Messwerte von BAUCH[3]; gestrichelte Kurve: Rechenwerte nach STEUDEL[1]).

Das hier für gaussförmige Druckimpulse beschriebene Verfahren zur Berechnung der Lautstärke lässt sich für jede Art von Impulsen mit beliebiger Folgefrequenz anwenden[6]. Dabei muss nur die jeweilige Erregungskurve bestimmt werden. Dies erfordert einen ziemlichen Aufwand an psychologischen Messungen. Falls es aber gelingt, die Erregungskurve aus den objektiv messbaren Schallfeldgrössen zu ermitteln[6], dann könnte auf der Grundlage des geschilderten Verfahrens ein Lautstärkemessgerät gebaut werden, das sowohl kurzzeitige Schallereignisse, wie auch Dauergeräusche in der Lautstärke richtig bewertet.

LITERATUR

1. U. STEUDEL, *Hochfreq. tech. Elek.akust.*, 41 (1933) 116.
2. W. BÜRCK, P. KOTOWSKI UND H. LICHTE, *Elek. Nachr.-Tech.*, 12 (1935) 278.
3. H. BAUCH, *Acustica*, 6 (1956) 494.
4. E. ZWICKER, *Acustica*, 8 (1958) 237.
5. R. OETINGER, *Nachr. tech. Z.*, 12 (1959) 391.
6. R. OETINGER, *Über Verdeckung, Erregung und Lautstärke von kurzen Impulsen*, Dissertation, T.H. Stuttgart, 1959.
7. R. OETINGER, *Proc. Third Intern. Congr. Acoust.*, Elsevier, Amsterdam, 1960, p. 122.
8. H. HAUSER, *Proc. Third Intern. Congr. Acoust.*, Elsevier, Amsterdam, 1960, p. 40.

Die Trägheit der Lautstärkeempfindung und ihre Nachbildung bei objektiven Lautstärkemessern

H. NIESE

Technische Hochschule, Dresden (Deutschland)

Bei subjektiven Lautstärkevergleichen von beliebigen Schallvorgängen hat sich gezeigt, dass es besonders zwei Einflüsse sind, die die Lautstärke gegenüber dem Schallpegel des 1000 Hz-Tones vergrössert erscheinen lassen. Lautstärkeerhöhend wirkt die Breite des Spektrums und der Grad der Interruption eines Geräusches. Es lässt sich hieraus die Anschauung ableiten, dass der Schallpegel, also der effektive Schalldruck, die Lautstärke in erster Linie bestimmt und das Spektrum, sowie die Art der Zeitfunktion einen zusätzlichen Einfluss auf die Grösse der Lautstärke ausüben.

Wenn wir die Lautstärke richtig messen wollen, müssen wir neben dem ohrkurvenbewerteten effektiven Schalldruck auch die Nebenkomponente des Spektrums und der Zeitfunktion erfassen. Die lautstärkevergrössernde Komponente des Spektrumumfanges ist durch Frequenzanalysen und die Anwendung verschiedener Lautstärkeberechnungsmethoden mit erfassbar. Die lautstärkevergrössernde Komponente der Zeitfunktionsart mit zu erfassen, gelingt durch geeignete Wahl der dynamischen Eigenschaften der schalldruckmessenden objektiven Messgeräte.

Es ist bekannt, dass objektive Lautstärkemesser den Einfluss des Spektrums auf die Lautstärke aufgrund ihrer Wirkungsweise nicht berücksichtigen. Wie er messbar gemacht werden kann, ist an anderer Stelle ausgeführt worden[1, 2]. Wieweit aber der Einfluss der Zeitfunktion von üblichen Lautstärkemessgeräten auf Grund ihrer gewählten dynamischen Eigenschaften erfasst wird, wird im Folgenden mitgeteilt.

Wir erwarten an sich von einem Lautstärkemesser, dass bei gleichförmigen Geräuschen die Anzeige proportional dem Effektivwert des frequenzbewerteten Schalldruckes erfolgt. Bei ungleichförmigen Geräuschen soll bei auftretenden Schalldruckspitzen, durch die dynamischen Eigenschaften des Anzeigesystems ein grösserer Messwert als der Effektivwert, also ein Quasispitzenwert entstehen. Zur Prüfung dieser dynamischen Eigenschaften wurden acht verschiedene Lautstärkemessgeräte in- und ausländischer Fabrikation untersucht. Nachfolgend sind die wichtigsten Messergebnisse aufgeführt.

Zuerst interessierte die Abhängigkeit des Anzeigewertes von der Einschaltdauer einmaliger Kurztöne. Abb. 1 zeigt die Ergebnisse dieser Messung. Über der Kurztondauer T ist der Anzeigeabfall in dB gegenüber dem Dauerton aufgetragen. Die Messergebnisse der acht geprüften Geräte sind als schraffiertes Gebiet dargestellt, in dem die Anzeigewerte streuen. Man erkennt, dass die Messgeräte die Vorschriften von DIN 5045 bezüglich der dynamischen Anzeigeempfindlichkeit erfüllen. Bis herab zu einer Tondauer von 250 mSek. liefern sie Messwerte, die im Rahmen der zulässigen Toleranz gleich dem Anzeigewert des Dauertones sind. Bei kürzeren Tondauern sinken

die Anzeigewerte der einzelnen Messgeräte systematisch ab und erreichen bei 100 mSek. Messwerte, die nach Vorschrift mindestens 1 dB niedriger liegen als der des Dauertones. Wird bei noch kürzeren Tondauern der Messbereichumfang erschöpft und daraufhin auf den nächstniedrigeren Messbereich umgeschaltet, so ergeben sich bei fast allen Geräten mehr oder minder grosse Sprünge der Anzeigewerte. Ausserdem zeigt der Umfang des schraffierten Gebietes in Abb. 1, wie weit die Anzeigen der einzelnen Geräte auseinander liegen können, obwohl die entsprechenden DIN-Vorschriften von allen Geräten erfüllt werden.

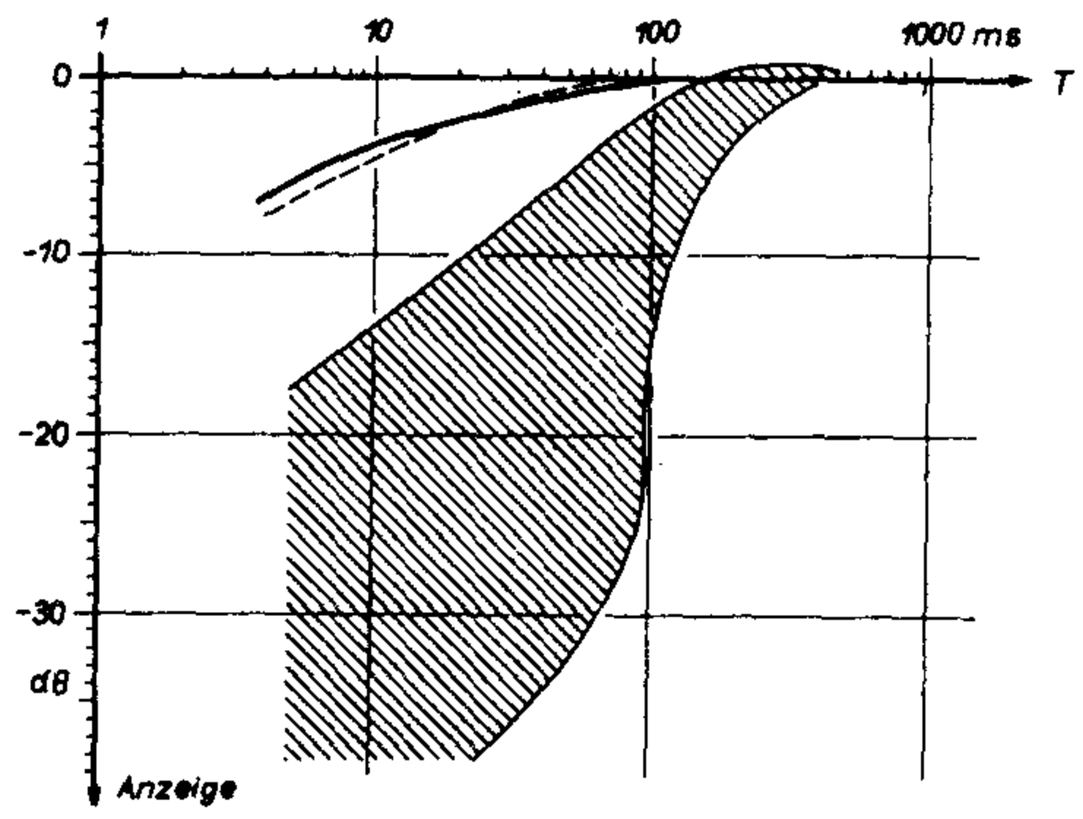


Abb. 1. Vergleich der Lautstärke und der Anzeigwerte für Kurztöne veränderlicher Dauer T.
///// Streubereich der Anzeigewerte der acht geprüften Lautstärkemessgeräte.
——— Lautstärkeverlauf *nach subjektiver* Beurteilung.
– – – – Anzeigewerte eines Lautstärkemessgerätes mit einer Anzeigeträgheit von $\tau_0 = 23$ mSek.

In weiteren Messreihen wurden die Anzeigewerte der Messgeräte bei Darbietung von Impulsfolgen in Abhängigkeit der Impulsfolgefrequenz ermittelt. Die Impulsfolgen bestanden aus Einzelkurztönen von 5 mSek. Dauer und ihr Effektivwert wurde unabhängig von der Folgefrequenz konstant gehalten. Abb. 2 zeigt die Ergeb-

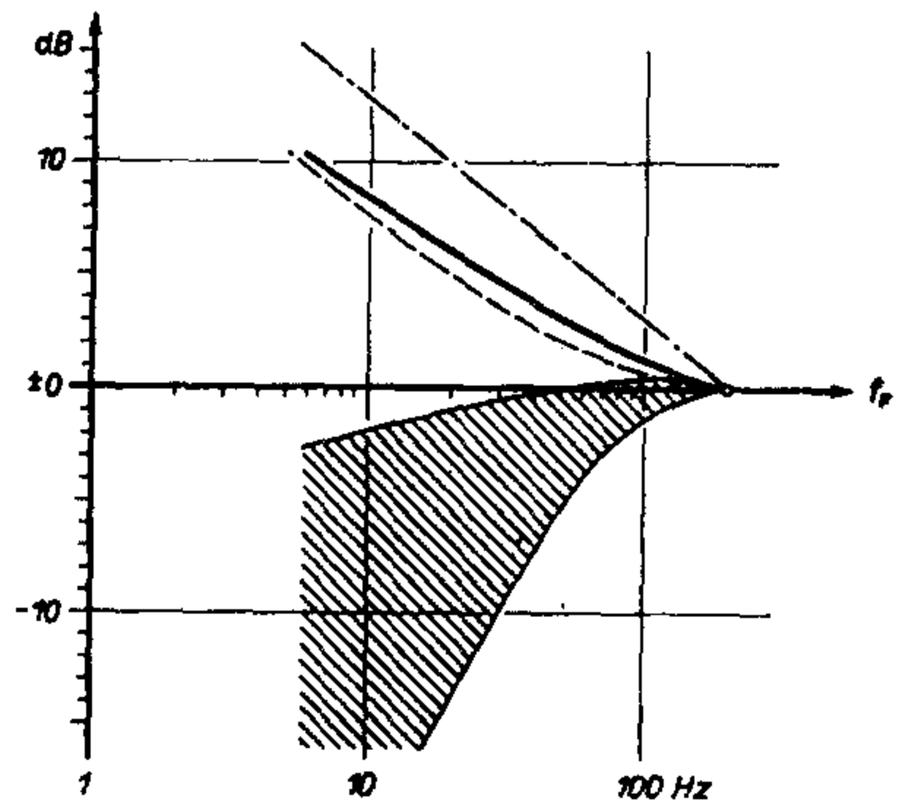
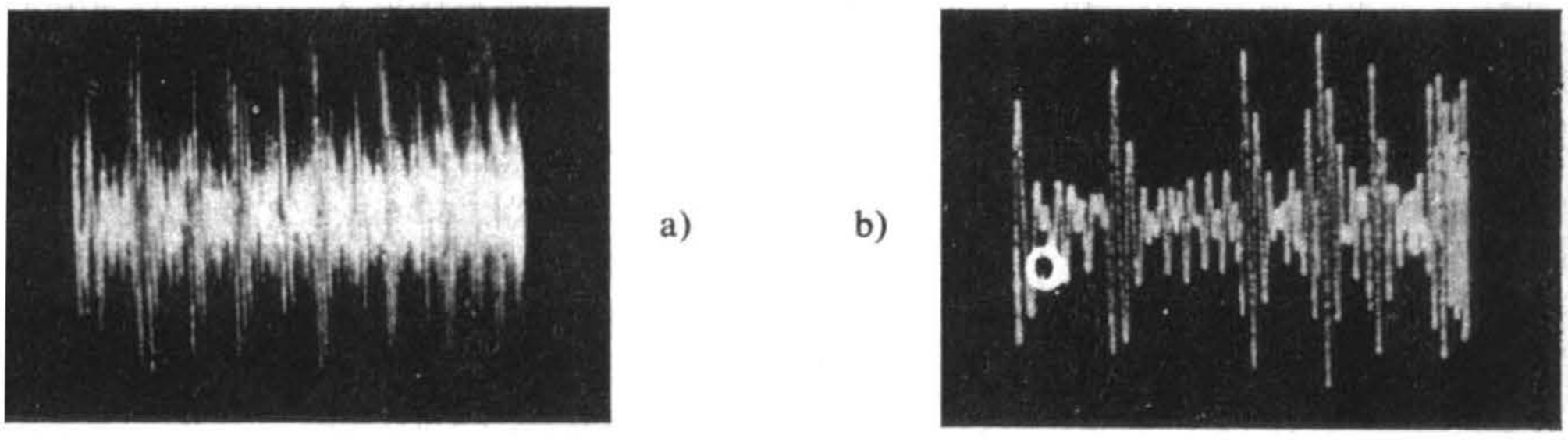


Abb. 2. Vergleich der Lautstärke und der Anzeigewerte für Tonimpulsfolgen veränderlicher Impulsfolgefrequenz f_F.
///// Streubereich der Anzeigewerte der acht geprüften Lautstärkemessgeräte.
——— Lautstärkeverlauf nach subjektiver Beurteilung.
– – – – Anzeigewerte eines Lautstärkemessgerätes mit einer Anzeigeträgheit von $\tau_0 = 23$ mSek.
–·–·– Spitzenschalldruckpegel des Testgeräusches.

nisse dieser Messung als schraffiertes Gebiet der Anzeige in dB über der Impulsfolgefrequenz. Gemäss der gewählten Einzelimpulsdauer von 5 mSek. wird bei 200 Hz Folgefrequenz die Kurztonfolge zum Dauerton. Hierfür wurde Vollausschlag der Messgeräte gewählt und diese Messwerte mit ± 0 dB eingetragen. Mit sinkender Folgefrequenz musste, um konstanten Effektivwert der Impulsfolgen beizubehalten, der Impulsspitzenwert gesetzmässig vergrössert werden. Die notwendige Vergrösserung des Spitzenwertes ist in Abb. 2 als strichpunktierte Gerade eingezeichnet.

Die Fragen, welche Lautstärken wir tatsächlich für die nach Abb. 1 und 2 verwenteten Prüfgeräusche empfinden, beantworten die in beiden Bildern stark ausgezogenen urven. Die in Abb. 1 eingetragene Lautstärkeabhängigkeit wurde aus 120 subjekven Urteilen je Messpunkt ermittelt[3]. Die Untersuchung zeigte darüber hinaus, dass iese gefundene Gesetzmässigkeit in weiten Grenzen frequenz- und pegelunabhängig t. Man erkennt, dass bis herab zu einer Kurztondauer von 5 mSek. nur eine Lautärkeabnahme von 6 dB gegenüber dem pegelgleichen Dauerton entsteht. Die Lautärkewerte für die gleichen Impulsfolgen wie bei der objektiven Messung wurden aus 0 subjektiven Urteilen je Messpunkt ermittelt[2]. Man erkennt aus Abb. 2, dass die autstärke als Quasispitzenwert zwischen dem Geräuscheffektivwert (± 0 dB-Achse) nd dem Geräuschspitzenwert entsteht.

Aus den genannten und einer Reihe anderer subjektiver Untersuchungen[4–7]



bb. 3. Oszillogramme von Schalldruck–Zeitfunktionen von praktisch interessierenden, spitzenaltigen Geräuschen für die noch eine Lautstärkemessung wünschenswert erscheint.

) Motorrad $\Delta L = 10 \ldots 14$ dB.
) Kraftwagen $\Delta L = 10 \ldots 16$ dB.
) Hammerschläge (4 Hz) $\Delta L = 11 \ldots 17$ dB.
d) Presslufthammer $\Delta L = 14 \ldots 18$ dB.
e) Schreibmaschine $\Delta L = 20$ dB.
f) Teppichklopfen (3 Hz) $\Delta L = 20 \ldots 28$ dB.

konnte ein Gesetz abgeleitet werden, mit dessen Hilfe alle Ergebnisse mit guter Annäherung beschrieben werden können. Hiernach gilt

$$\tau_0 \frac{d\tilde{p}_D^2}{dt} = p^2(t) - \tilde{p}_D^2$$

Diese Differentialgleichung beschreibt ein träges System mit der Zeitkonstante τ_0 und $p^2(t)$ als Eingangs- und $\tilde{p}_D^2$ als Ausgangsgrösse. τ_0 wurde aus den subjektiven Untersuchungen mit 23 mSek. ermittelt. Würde mit einem Messgerät gemessen, dessen Anzeigeträgheit der Zeitkonstante von $\tau_0 = 23$ mSek. entspricht, so erhält man die als gestrichelte Kurven in Abb. 1 und 2 eingetragenen Messwerte. Aus beiden Diagrammen erkennt man, dass die Messung mit der $\tau_0 = 23$ mSek.-Trägheit die subjektiven Lautstärkeverläufe gut annähert. Die Messwerte der geprüften Lautstärkemesser dagegen zeigen beträchtliche Abweichungen zu den subjektiven Urteilen. Besonders fällt in Abb. 2 auf, dass alle geprüften Messgeräte weniger als den Effektivwert anzeigen, obwohl sie auf Grund ihrer Wirkungsweise und grossen Anzeigeträgheit reine Effektivwertmesser sein sollten. Die Ursache dieser Effektivwertabweichung ist in der mangelnden Übersteuerungsfähigkeit der Messgeräte zu suchen.

Wenn wir den Effektivwert richtig messen wollen, müssen alle Schalldruckspitzen vom Wechselstromverstärker und von der quadratischen Kennlinie des Gerätes unverzerrt verarbeitet werden. Die Übersteuerungsfähigkeit muss also so gross wie das Verhältnis von Geräuschspitzenwert zu Geräuscheffektivwert sein.

Um die Frage nach der notwendigen Übersteuerungsreserve bei Lautstärkemessern zu klären, wurden eine Reihe interessierender praktischer Geräuschformen untersucht, von denen wir meinen, dass sie mit einem Lautstärkemesser messbar sein sollten[2]. Abb. 3 zeigt einige Zeitfunktionen derartiger Geräusche mit der Angabe des logarithmischen Verhältnisses von Geräuschspitzenwert zu Geräuscheffektivwert. Die Untersuchung zeigt, dass mindestens 20 dB Übersteuerungsreserve zur richtigen Effektivwertmessung bei praktischen Geräuschen notwendig sind. Neben dieser Übersteuerungsreserve oberhalb des Messbereichumfanges muss eine gewisse Untersteuerungsreserve unterhalb des Messbereichumfanges gefordert werden. Hier sind es besonders die gleichförmigen Geräusche, die bei mangelnder Untersteuerungsreserve zu Effektivwertabweichungen führen. Anhand einer einfachen Rechnung lässt sich zeigen, dass bei erträglichem Fehler mindestens 10 dB Untersteuerungsreserve vorhanden sein müssen.

Rechnet man mit einem Skalenumfang von nur 10 dB, so ergibt sich für eine fehlerarme Effektivwertmessung ein Gesamtumfang von 40 dB für die Quadrierung.

Diese harte Forderung lässt sich mildern, wenn man an Stelle des Effektivwertes einen Quasispitzenwert misst, indem man die Anzeigeträgheit vermindert. Wählt man für die Anzeigeträgheit die Zeitkonstante von $\tau_0 = 23$ mSek., so lassen sich 10 dB vom Umfang der Übersteuerungsreserve einsparen und gleichzeitig gute Messwertübereinstimmungen mit den subjektiven Urteilen erzielen. Entsprechende Schaltungsvorschläge hierfür wurden bereits in der Literatur[3] angegeben. Neuerdings konnte auch eine transistorbestückte Schaltung entwickelt und erprobt werden.

Mit einem derartigen trägheitsarmen Lautstärkemesser wird neben der Hauptlautstärkekomponente des effektiven Schalldrucks auch die Nebenkomponente des Zeitablaufes im Anzeigewert empfindungsgetreu erfasst. Um die Nebenlautstärke-

komponente der Spektrumsbreite zusätzlich zu berücksichtigen, sind grundsätzlich drei Lösungswege gangbar. Sie sind von NIESE[2] aufgezeigt.

LITERATUR

1. H. NIESE, *Lärmbekämpfung*, 3 (1959) 21.
2. H. NIESE, *Hochfreq. tech. Elek. akust.*, 69 (1960) 17.
3. H. NIESE, *Hochfreq. tech. Elek. akust.*, 68 (1959) 143.
4. H. NIESE, *Hochfreq. tech. Elek. akust.*, 65 (1956) 4.
5. H. NIESE, *Hochfreq. tech. Elek. akust.*, 66 (1958) 115.
6. H. NIESE, *Hochfreq. tech. Elek. akust.*, 66 (1958) 125.
7. H. NIESE, *Hochfreq. tech. Elek. akust.*, 67 (1958) 26.

Messungen zum Abklingvorgang beim Ohr nach Geräuschbelastung*

E. SCHAEFER

Telefunken G.m.b.H., Backnang, Württ. (Deutschland)

Messverfahren und Apparatur

Die genauere Kenntnis des Abklingvorganges (Rückkehr des durch Geräusche vertäubten Ohres zur Normalempfindlichkeit) vermittelt einen tieferen Einblick in die möglichen Grenzbelastungen des Ohres. Bei bisherigen Belastungsversuchen fehlte ein Überblick über die Einflussgrössen unter sauberen Messbedingungen durchgeführt an derselben Testhörergruppe. Daher bekam bei der Messung der Hörschwellenverschiebung ($S - S_0$) der Testhörer für die Zeit $t_1 = 10 \ldots 300$ Sek. weisses Rauschen (30 Hz . . . 20 kHz) mit dem Schalldruck $L_1 = 50 \ldots 120$ dB über $2 \cdot 10^{-4}$ dyn/cm² auf ein Ohr. Nach der Erholungszeit $t_2 = 0{,}1 \ldots 1$ Sek. völliger Ruhe ertönte ein Prüfton für die Dauer $t_3 = t_2 = 0{,}2$ Sek. und der veränderbaren Frequenz $f_2 = 0{,}1 \ldots 10$ kHz, wobei $t_4 > t_1 \gg t_2 > t_3$ war. Die Momentanschwelle S bestimmte sich durch Eingabeln ($L_2 = S$). Die Ruhe-Schwelle S_0 wurde während des Testes durch alle Sekunde ertönende Prüfreize von 0,2 Sek. Dauer bei einer Stufungsgeschwindigkeit von 0,75 dB/Sek. überprüft (siehe Abb. 1). Über eine optische Signalanlage (o.S.) meldete der Hörer dabei den Tonabreisspunkt erst nach viermaligen Schwellendurchgang mit dem Erfolg, dass die Aussagestreuung des Einzelnen unter $\pm 1{,}5$ dB blieb. Die Zeit t_1 entsprach der Kontaktzeit der Rauschtaste (R.T.). Die Zeit $t_2 + t_3$ wurde

* Kurzfassung einer von der T.H. Aachen genehmigten Dissertation (Referent: Prof. Dr.-Ing, V. Aschoff, 24 Januar 1959). Unterstützt durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft wurden die Untersuchungen im Akustischen Laboratorium der Medizinischen Akademie Düsseldorf (Leiter: Reg.Rat Dr.-Ing. F. J. Meister) durchgeführt.

durch die Zeitkonstante eines über ein Hilfsrelais von Hand (T.T.) ansteuerbaren Multivibrators (m.Mu.) vorgegeben, der für diese Zeit den Tonkanal freigab. Die Grobamplitudenstufung erfolgte im zweikanaligen dB-Pegelabschwächer (dB-A.), die Feinstufung im logarithmischen Stufenpotentiometer mit Motorantrieb bis auf 0,5 dB genau. Der Frequenzgang des dynamischen Messtelefones (d.M.) wurde durch An-

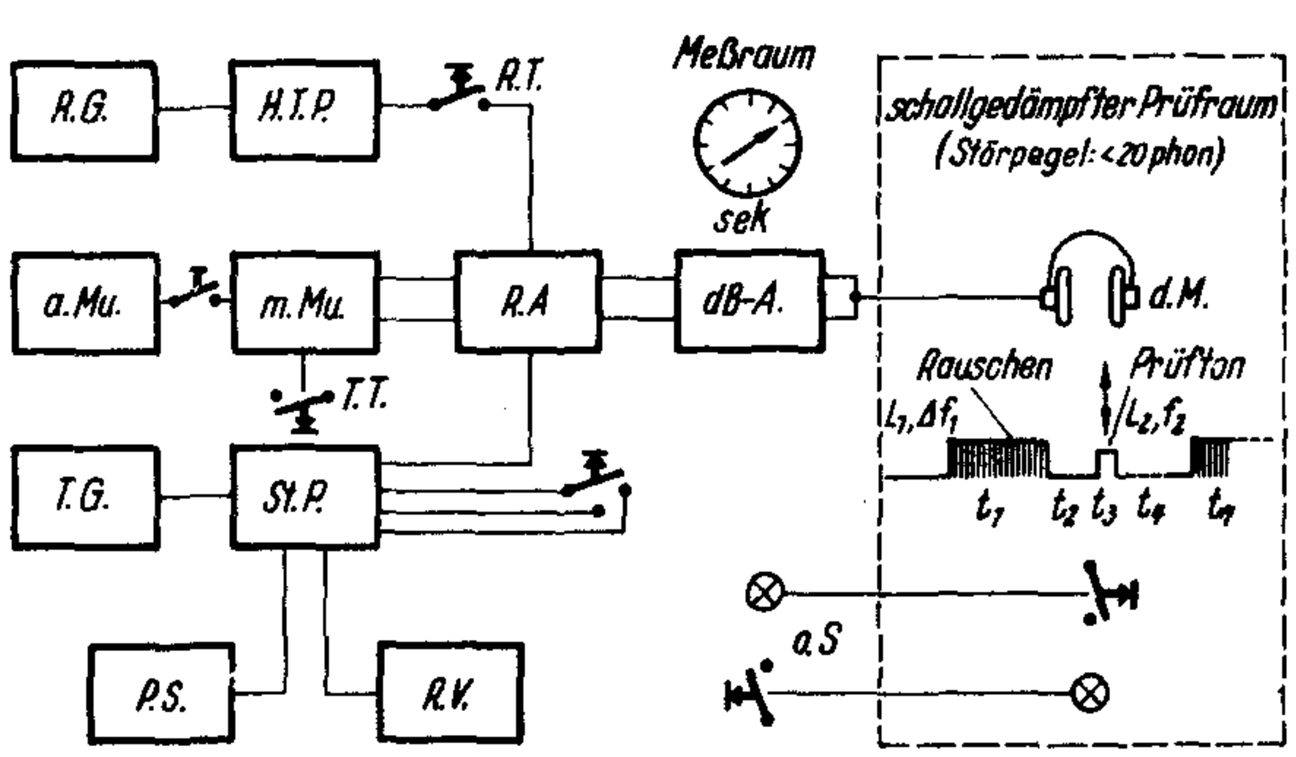


Abb. 1.

heben auf den Sollpegel korrigiert, eine Analyse des Rauschens hatte eine Pegelschwankung von < 4 dB im Bereich von 0,5 . . . 12 kHz ergeben. Die Ansprechverzögerung der Relaisanordnung (R.A.) war bis auf 2 Sek. einstellbar, wobei der Einstellfehler unter Zuhilfenahme eines Pegelschnellschreibers (P.S.) unter 5% blieb.

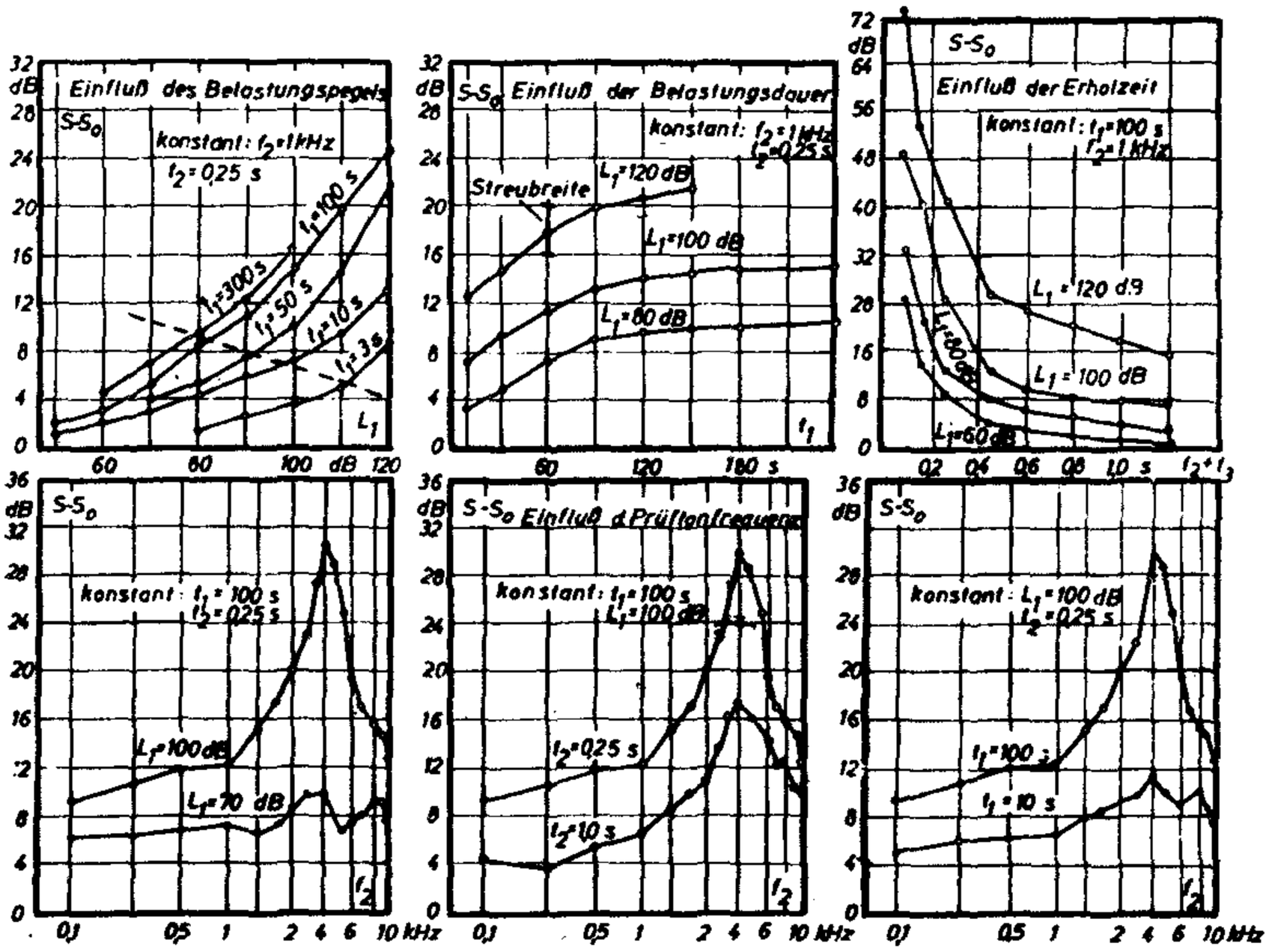


Abb. 2.

Messergebnisse

Von 8 jungen, normalhörenden, geschulten Testhörern wurden jeweils 5 Höreraussagen pro Kurvenpunkt aufgetragen. Primärer Bestimmungsfaktor für die Readaptationsvorgänge ist die Grösse des Belastungspegels. Der Anstieg der Messkurve in Abb. 2 oben links verläuft etwa nach der Funktion $(S - S_0) = a \cdot \exp [L_1/b]$.

Der Knickpunkt wird Ermüdungseinsatzpunkt genannt, weil oberhalb das Ohr mit einer grösseren Empfindungsabnahme reagiert. Bei variierter Belastungsdauer zu einem festen Zeitpunkt nach der Geräuschwegnahme (vgl. Abb. 2 oben Mitte) steigt die ermittelte Differenz $(S - S_0)$ in der ersten Minute weit mehr an als in den folgenden (Gewöhnung an den Lärmpegel?). Die Näherungsfunktion für den Belastungsfall $L_1 = 100$ dB, $f_2 = 1$ kHz, $t_2 = 0{,}25$ Sek. hiesse: $(S - S_0) = 10 \cdot (1 - \exp. [-0{,}13\ t_1]) + 4$ dB. Wird die Fragetonfrequenz systematisch verändert (vgl. Abb. 2 unten), so sind bei niedrigen Rauschpegeln (<70 dB) kurzer Dauer (<10 Sek) Schwellenwerte der gleichen Grössenordnung entlang der basilaren Strecke messbar. Nach Überschreiten der Ermüdungsgrenze bildet sich jedoch die bekannte 4 kHz-Spitze aus. Interessant ist der verschieden schnelle Erholungsvorgang der einzelnen Frequenzgebiete in Abb. 2 unten Mitte. Die eigentlichen Abklingkurven in Abb. 2 oben rechts zeigen einen raschen stetigen Abfall bis $t_2 + t_3 = 0{,}5$ Sek., danach eine erheblich langsamere Annäherung an die Abszisse. Es findet sich wieder der progressive Einfluss von L_1 und der degressive von t_1.

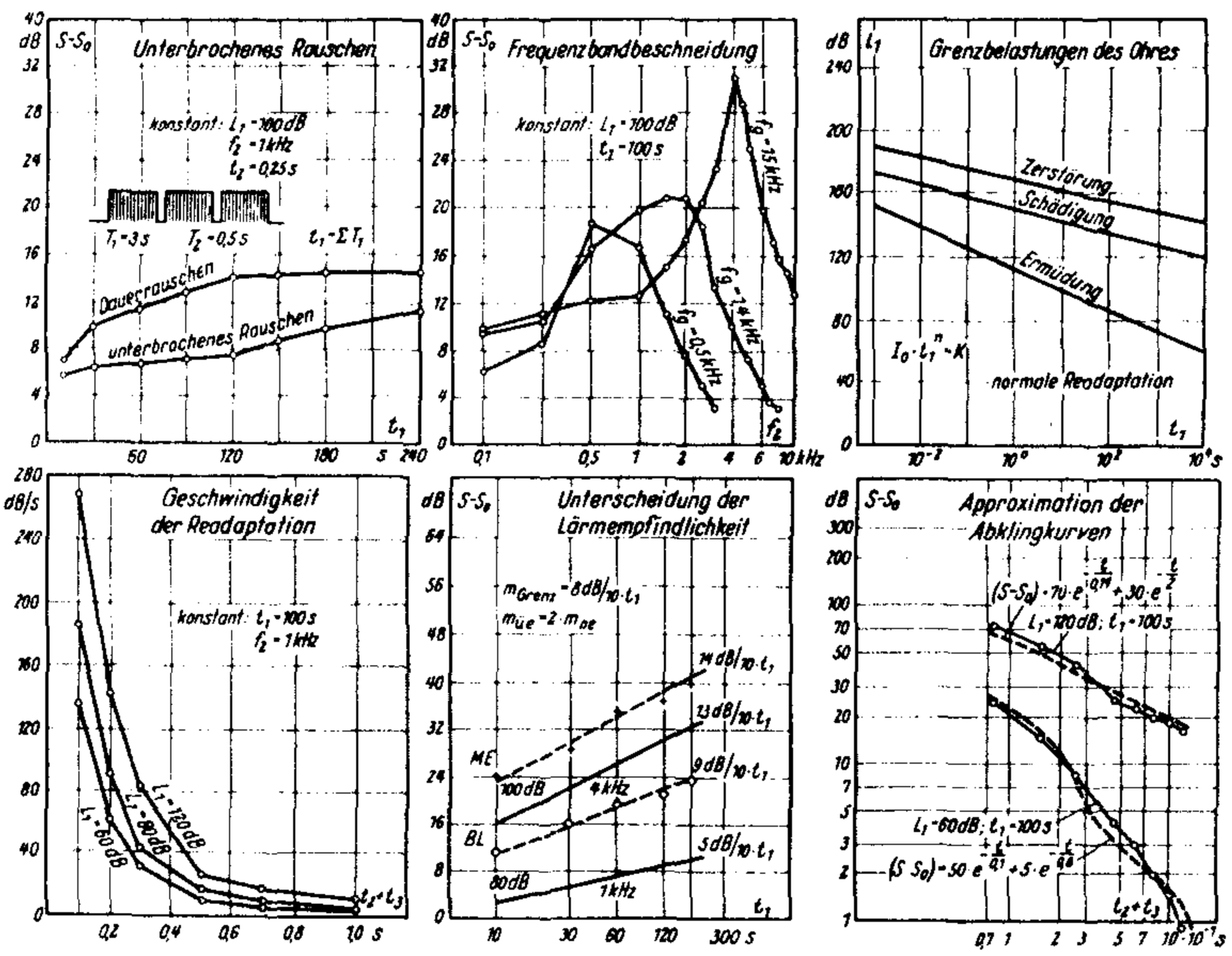


Abb. 3.

Die Abb. 3 oben links zeigt Messergebnisse nach stossartig wechselnder Belastung, wie sie im Verkehrslärm vorkommen. Die Geräuschpause wurde auf $T_2 = 0{,}5$ Sek. festgelegt, um durch das Experiment zu erfragen, ob eine Summation von Adaptationsresten stattfindet, wenn dem Ohr nicht genügend Erholungszeit verbleibt. Nach den vorherigen Ergebnissen müsste eine Rückkehr zur Ausgangsempfindlichkeit bis auf 1 dB nach einem Schallstoss von $L_1 = 100$ dB, $t_1 = 3$ Sek. erst nach 0,8 bis 1 Sek.

beendet sein. Die Ohren der Versuchspersonen blieben nun nahezu 2 Min. lärmfest, dann näherte sich die Kurve der entsprechenden des Dauergeräusches. Es könnte so der Anhäufungseffekt (d.h. die Erscheinung, dass Pegel einmalig angewandt nur reversible, wiederholt angewandt permanente Schwellenverschiebungen verursachen) als eine Summierung von Schwellenrückständen erklärt werden. Versuche mit Höhenbeschneidung des weissen Rauschens bestätigten, dass Betriebsgeräusche mit Anteilen vorwiegend niedriger Frequenz genügender Intensität auch auf Sinneszellen schädigend wirken, denen man höhere Hörfrequenzen zuschreibt (vgl. Abb. 3 oben Mitte). Es liegt keine Erklärung vor, weshalb die Erregungsspitze als Folge der Höhenbeschneidung nicht unter dem mit $f_g = 15$ kHz parametrierten Kurvenzug bleibt, sondern nach tieferen Frequenzen abgedrängt wird.

Folgerung und Theorie

Durch Anlegen der Tangente an die Abklingkurven erhält man die Werte der Readaptationsgeschwindigkeit, deren zeitabhängige Darstellung bisher noch nicht erfragt war (vgl. Abb. 3 unten links). Ein Kriterium für die Ermüdungsgrenze war der Krümmungseinsatzpunkt der Kennlinie $(S - S_0) = f_{(L_1)}$. Ein zweites bildet der Verhältniswert $(S - S_0)/v_r$, der für die Grenzlinie den Wert von ca. 0,75 Sek. annimmt bei $t_2 + t_3 = 1$ Sek. Die dritte Unterscheidungsmöglichkeit zwischen normaler und ermüdender Prüfbedingung bietet der Anstieg m im Schwellendifferenz–Belastungszeit-Diagramm (vgl. Abb. 3 unten Mitte). Ein Übergangswert von $m_g = 8$ dB bei Verzehnfachung der Belastungsdauer wurde als gültig für die Messfrequenz 4 kHz ermittelt. Bleibt bei einer Schallbelastung der obige Kurvenanstieg unter diesem Wert, so handelt es sich um eine dauernd ertragbare Belastung, im anderen Fall um ermüdende Pegel. Diese schaden jedoch nicht, wenn dem Ohr genügend Erholungszeit verbleibt ($T_2 > t_2$ für $S - S_0 = 1$ dB). Zu der Ermüdungsgrenze im rechten oberen Diagramm von Abb. 3 sind noch Werte für die Schädigungs- und Zerstörungsgrenze des Ohre aus Tierversuchen aus der Literatur zusammengetragen worden (vgl. Dissertation), die als Anhaltswerte für Berechnungsunterlagen dienen können. Es bedeuten I_0 die Schallintensität in W/cm^2, t_1 die Dauer in Sek.

Ermüdungseinsatzpunkt: $I_1 \cdot t_1^{1,35} \leqq 2{,}5 \cdot 10^{-5}$
beginnender Haarzellenschaden: $I_1 \cdot t_1^{0,75} \leqq 0{,}1$
mechanische Zerstörung: $I_1 \cdot t_1^{0,7} \leqq 10$

Das oben genannte 3. Kriterium kann auch zur Unterscheidung der Lärmempfindlichkeit herangezogen werden. (lärmempfindlich, wenn $m \geqq 16$ dB pro 10 t_1). Es unterscheidet sich von den bisherigen Ermüdungstesten, weil die Steigung der Schwellendifferenzkurve als Masszahl dient, das Ohr physikalisch gleichmässig belastet wird, die Prüftonfrequenz $f_2 = 4$ kHz die Stelle der Basilarmembran mit der grössten Änderung der Schwelle erfasst und schliesslich mit $t_2 < 1$ Sek. das Ohr durch den Test nicht überbeansprucht wird. Die mathematische Approximation der Abklingkurven erbrachte, dass eine Annäherung durch zwei Exponentialfunktionen der Art

$$(S - S_0) = A_1 \exp[-t/\tau_1] + A_2 \exp[-t/\tau_2]$$

viel genauer ist, als die bisher angewandte mit einer Exponentialfunktion. Es ergaben sich Zeitkonstanten in der Grössenordnung von Zehntelsekunden, die sich mit ermüdenden Pegeln vergrössern. Die Grenzwerte liegen bei minimaler Belastung bei $\tau_{min} = 50$ mSek und bei Schädigung $\tau_{max} = \infty$ (vgl. Abb. 3 unten rechts).

Mutual Masking of Clicks Following in Rapid Succession and their Loudness Discrimination

L. CHISTOVICH

Pavlov Institute of Physiology, Academy of Sciences, Leningrad (U.S.S.R.)

The high sensitivity of the ear to rapid interruption of noise[1, 2] leads to the assumption that the critical auditory decay time is low[2]. Numerous data concerning the phenomena of auditory integration[3–5] residual masking[6, 7] and so on, indicate, on the contrary, rather high auditory decay times. It has been supposed[2] that the short duration of each burst of interrupted noise is responsible for this discrepancy. It was the purpose of the present work to test this hypothesis by examining auditory decay under conditions of stimulation by clicks.

Firstly the mutual masking of clicks was studied[8]. The subject had to compare a standard (a single masking click) with a variable signal (either a pair of masking and masked clicks or a single masking click) and to report whether the signals were the same or different. The masked threshold was defined as the intensity of the masked click corresponding to 75% correct guesses.

It was found that when the intervals between clicks were less than 1.0–1.5 msec, the two signals could be differentiated only by the difference in their loudness. Within these intervals, the masking was very great, and almost independent of the length of the interval. The preceding masking was about the same as the residual masking.

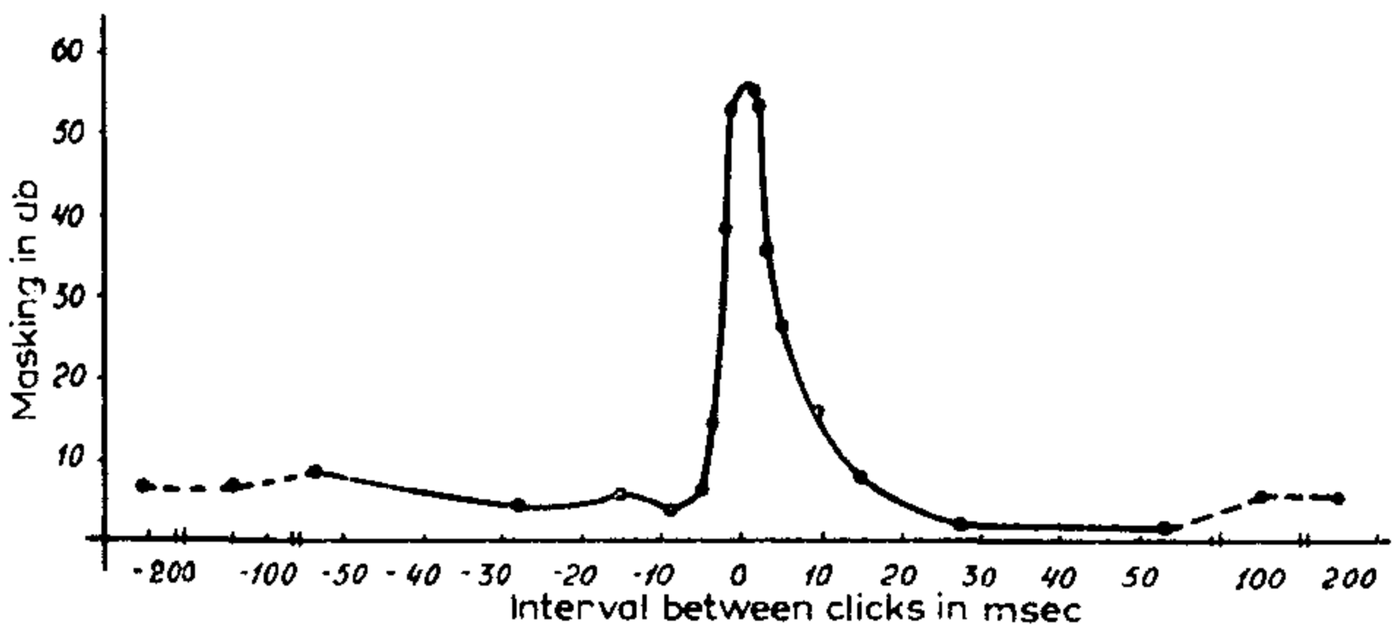


Fig. 1. Temporal masking of one click by another (average data from 5 subjects). Sensation level of masking click 63 db. Left branch of the curve corresponds to preceding masking, while the right branch corresponds to residual masking.

At longer intervals (from 1.0–1.5 msec to 50–100 msec) two clicks could be differentiated from one click by the property of roughness. The curve of masking obtained with these intervals (Fig. 1) was quite different from the temporal curve of masking of one burst of tone by another[6, 7, 8]: (1) the duration of residual masking of clicks

was about ten times less than that of tones, (2) the preceding masking of clicks was almost absent at intervals longer than 5 msec.

It was supposed that a difference in criteria of detection of a masked signal used by the subjects in click masking and tone masking experiments was responsible for this discrepancy. To test this hypothesis, we asked the subjects to use a criterion similar to that used in tone masking experiments, namely, to report whether they heard a single click or a "double" click. The masked threshold was defined as the intensity of the masked click corresponding to 50% "double" responses.

The masking curve obtained by this method was very similar to the tone masking curve: the preceding masking was just the same as the residual masking, the duration of masking was long.

It is obvious that the masking curve obtained in the first experiment can be explained by auditory refractoriness. However, the curve obtained in the second experiment can be explained neither by refractoriness nor by auditory decay. The concept of auditory decay is based on the assumption that auditory perception is a continuous function of time, and it predicts only residual masking. Both preceding and residual masking can be explained by STROUD's hypothesis of perception.

This hypothesis states that auditory perception is a sequence of discrete units, corresponding to the results of measurement of the rather long segments of stimulation. To measure the length of the segment of stimulation related to a single perceptual unit, we tried to determine the minimum interval between clicks sufficient for making a correct judgment on the loudness of the first click. It was found that the minimum interval (corresponding to 75% correct responses) was equal to 150 msec[10]. This is close to the critical time of auditory integration[4, 11] and is only a little less than the reaction time for rapid reproduction of speech sounds[12].

Thus we can conclude that the duration of the period of auditory analysis (measurement) of clicks is as long as 150 msec. But in perceiving the sequence of two clicks as a single signal, the subject can measure the temporal features of this signal which give rise to roughness of the sound. It is reasonable to suppose that the neural mechanisms responsible for perception of roughness are located at a rather low level in the auditory system.

REFERENCES

1. G. A. MILLER AND W. G. TAYLOR, *J. Acoust. Soc. Am.*, 20 (1948) 171.
2. D. SYMMES, L. F. CHAPMAN AND W. C. HALSTEAD, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 470.
3. W. A. MUNSON, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 584.
4. Y. MAKITA AND S. MIYATANI, *J. Phys. Soc. Japan*, 5 (1950) 44.
5. W. R. GARNER AND G. A. MILLER, *J. Exptl. Psychol.*, 37 (1947) 293.
6. E. LÜSCHER AND J. ZWISLOCKI, *J. Acoust. Soc. Am.*, 21 (1949) 135.
7. A. I. RAWNSLEY AND J. D. HARRIS, *J. Exptl. Psychol.*, 43 (1952) 138.
8. L. A. CHISTOVICH AND V. A. IVANOVA, *Biophysics (U.S.S.R.)*, 4 (1959) 170.
9. I. K. SAMOILOVA, *Biophysics (U.S.S.R.)*, 1 (1956) 79.
10. L. A. CHISTOVICH AND V. A. IVANOVA, *J. physiol. USSR*, 46 (1960) 20.
11. D. M. GREEN, T. G. BIRDSALL AND W. P. TANNER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 523.
12. L. A. CHISTOVICH, V. V. ALIAKRINSKIJ AND V. A. ABULIAN, *Voprosy Psikhol. (U.S.S.R.)*, 6 (1960) 114.

Preceding Masking of Short Tonal Signals

I. K. SAMOILOVA

Sechenov Institute of the Evolutionary Physiology, Academy of Sciences of the USSR, Leningrad (U.S.S.R.)

Up to the present time two kinds of masking have been known: simultaneous masking, *i.e.* the masking effect of an intense sound on a less intense one which acts simultaneously[1–3] and residual masking, *i.e.* the masking effect of an intense sound on the following less intense one [4–7].

Our studies have shown that the masking phenomenon also occurs when a less intense tone precedes a more intense one and is separated from it by a certain interval of time[8, 9]. Recently this phenomenon has also been observed by other authors[10].

In this paper some results of comparative studies of preceding and residual masking are given as a function of the time interval between signals and their frequency relations obtained under monaural conditions.

16 subjects in the range 18–37 years who had normal hearing and who had been trained for acoustical tests took part in our experiments. Everyday tests began with the determination of the auditory threshold of masked and masking tones. Then the threshold of the masked tone was measured, which preceded the masking tone by a certain time interval. The measurements were repeated until constant results were obtained. The interval between the pairs of signals was equal to about two seconds. The turning of signals on and off was gradual.

Fig. 1 represents the scheme of the masking investigations: simultaneous, residual and preceding.

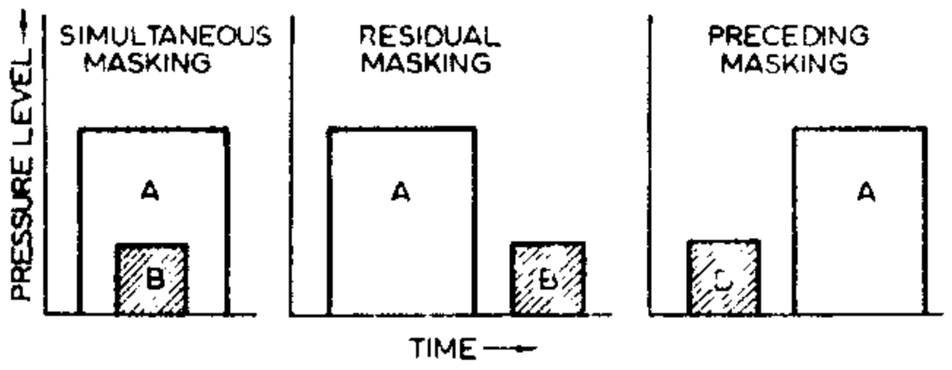


Fig. 1. Scheme of masking investigations: simultaneous masking (the masked signal sounds during the masking tone action), residual masking (the masked signal sounds after the masking has been turned off) and preceding masking (the masked signal sounds before the masking tone is turned on).

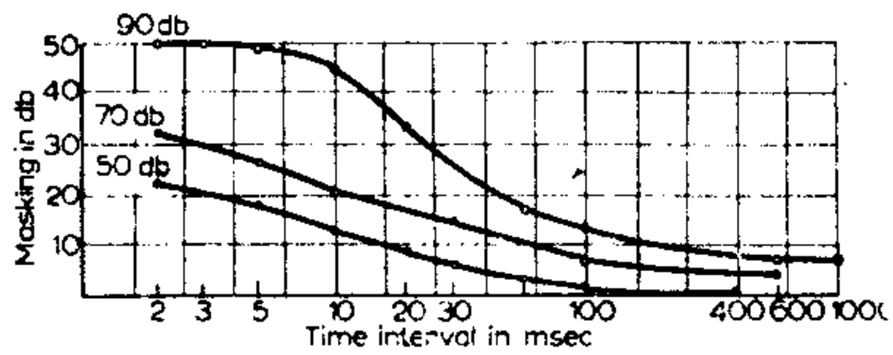


Fig. 2. Preceding masking as a function of the time interval between the masked and masking signals for three sensation levels of the masking tone (50, 70 and 90 db). The abscissa represents the interval between the masked and masking tones; the ordinate shows the threshold shift (the masking value); the masking frequency was 1000 c/s, the masked frequency was 1200 c/s; the durations of the masked and masking tones in these and the following tests were 20 and 300 msec respectively. These data are based on the average results of 54 tests.

Fig. 2 shows the preceding masking as a function of the time interval between the signals. It is quite evident from the drawing that with the increasing level of the masking tone the value of masking increases together with the time interval during which it appears.

Fig. 3 represents the comparative results of the study of preceding and residual masking. The curves shown are almost alike. The value of the preceding masking is greater than that of residual masking mostly at short intervals (10 msec and less). Similar results were obtained for other tones in the high- and low-frequency ranges[11].

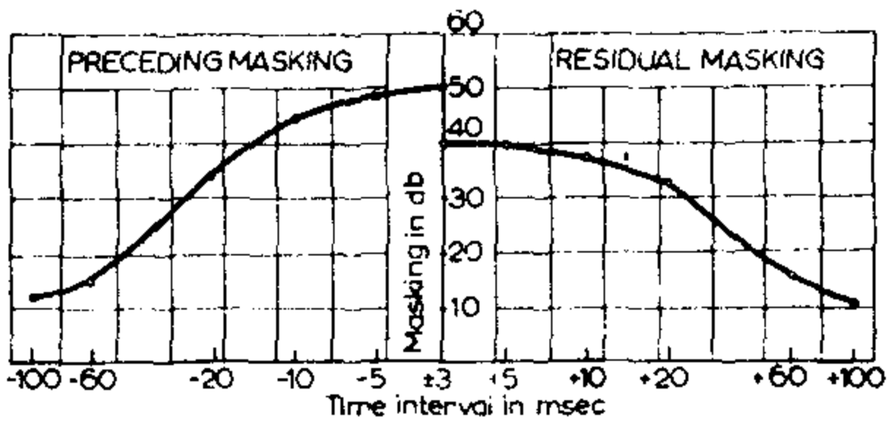


Fig. 3. Comparative data for preceding and residual masking as a function of the time interval between signals; the sensation level of the masking tone was 90 db; the frequencies of the tones were the same as in the preceding experiments. The data are based on the results of 108 tests.

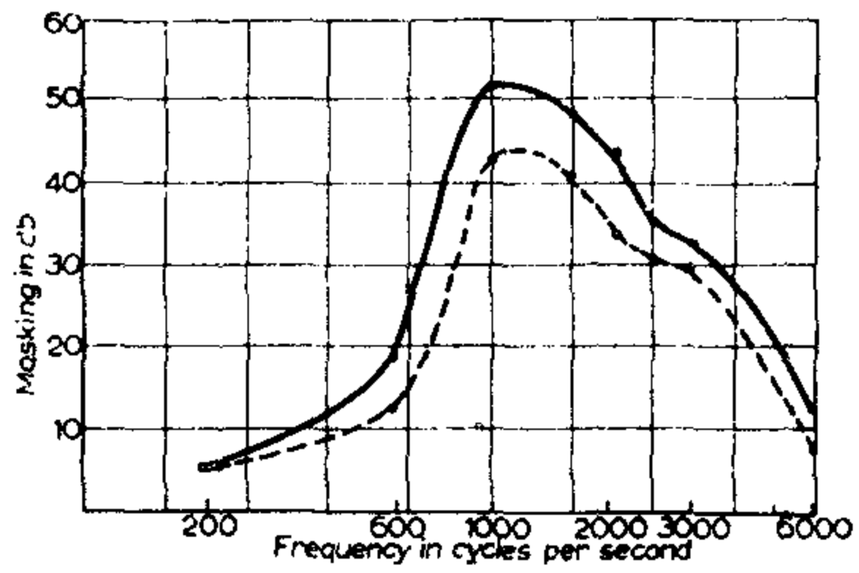


Fig. 4. Comparative data for preceding and residual masking as a function of the frequency relations. The solid line is the curve of preceding masking, the broken line is the curve of residual masking. The masking frequency was 1000 c/s, the masked frequencies were: 200 600, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000 and 6000 c/s; the interstimulus interval was 10 msec; the sensation level of masking tone was 100 db.

Fig. 4 shows the great similarity between the frequency characteristics of preceding and residual masking.

What is the physiological mechanism of preceding masking?

The masking of a preceding sound by a following one is evidently not brought about by peripheral mechanisms, as is the case for residual and simultaneous masking[2,3,7,12–14], but must depend upon the more inert central parts. This phenomenon may be caused by the interaction of excitations in the central parts of the auditory system during the formation of sensation. Under definite time, intensity and frequency conditions the second excitation may either suppress or inhibit the first one.

A close resemblance between the frequency characteristics of the preceding and residual masking may be accounted for if we consider that transformation of stimulus frequency into spatial coordinations at the basilar membrane is preserved within the whole of the nervous system[15–19].

A close resemblance in the results obtained for preceding and residual masking also proves that the central component is of great significance in the mechanism of residual masking.

REFERENCES

1. A. MAYER, *Phil. Mag.*, 11 (1876) 500.
2. R. L. WEGEL AND C. E. LANE, *Phys. Rev.*, 23 (1924) 226.
3. H. FLETCHER, *Speech and Hearing in Communication*, Van Nostrand, Princeton, 2nd ed., 1953.
4. A. F. RAWDON-SMITH, *Brit. J. Psychol.*, 26 (1936) 233.
5. E. LÜSCHER AND J. ZWISLOCKI, *J. Acoust. Soc. Am.*, 21 (1949) 135.
6. W. A. MUNSON AND M. B. GARDNER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 22 (1950) 177.
7. J. D. HARRIS AND A. I. RAWNSLEY, *J. Exptl. Psychol.*, 43 (1953) 138.
8. I. K. SAMOILOVA, *Biophysics (USSR)*, 1 (1956) 79.
9. I. K. SAMOILOVA, *Problems Physiol. Acoust.*, 4 (1959) 186.
10. L. A. CHISTOVICH AND V. A. IVANOVA, *Biophysics (USSR)*, 4 (1959) 170.
11. I. K. SAMOILOVA, *Biophysics (USSR)*, 4 (1959) 550.
12. A. J. DERBYSHIRE AND H. DAVIS, *Am. J. Physiol.*, 113 (1935) 476.
13. S. S. STEVENS AND H. DAVIS, *Hearing: Its Psychology and Physiology*, Wiley, New York, 1938.
14. W. A. ROSENBLITH, *J. Acoust. Soc. Am.*, 22 (1950) 792.
15. W. E. LARIONOV, *Dissertation*, Med. Acad., Petersburg, 1898.
16. C. N. WOOLSEY AND E. M. WALZL, *Am. J. Physiol.*, 133 (1941) 498.
17. A. R. TUNTURI, *Am. J. Physiol.*, 141 (1944) 397.
18. R. GALAMBOS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 22 (1950) 785.
19. R. GALAMBOS, J. E. ROSE, B. B. BROMILEY AND J. R. HUGHES, *J. Neurophysiol.*, 15 (1952) 359.

Binaural Interaction of Impulsive Stimuli

E. E. DAVID JR., W. A. VAN BERGEIJK AND N. GUTTMAN

Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, N.J. (U.S.A.)

The experiments reported in this paper utilized complex stimuli, impulsive in nature, to determine the relative roles of interaural intensity and time in their effect on the virtual position of a sound image. The stimuli (0.1 msec pulses at 20 per sec) were presented to the subject through earphones. Under these conditions, when the pulses are coincident and of equal intensity at the ears, the subject hears a single, fused click located at or near the center of his head. When one pulse precedes the other in time, the image moves toward the leading side. When one pulse is more intense than the other, the image moves toward the more intense side. Increased intensity in one ear can be offset by earlier arrival in the other to keep the image in the center. It is possible, therefore, to establish a set of equivalences between interaural intensity difference, ΔI, and interaural time difference, Δt. These equivalences have been found to vary systematically with overall sensation level: for complex signals containing frequencies above 1000 c/s substantially less time is required to compensate a given intensity difference at high levels than at low.

This external equivalence between time and intensity suggests that there exists a physiological mechanism which makes an internal conversion. Electrophysiological experiments have shown that the response to a more intense pulse travels faster in the nervous system than the response to a less intense one. Since this is compatible with the foregoing psychophysical results, it is plausible to attempt to estimate the underlying latency–intensity relation from those results[1].

The principal mathematical assumption in the estimation procedure is that the slope of the empirical time–intensity trading function (which has been found to be linear for small intensity differences) is the derivative of the underlying function, which is then found by integration. Functions estimated by this procedure for 6 subjects are shown in the left side of Fig. 1 (stimuli were impulses high-pass filtered at 2 kc/s). It is seen that the change in latency over a 50 db range varies from 3 to 5 msec.

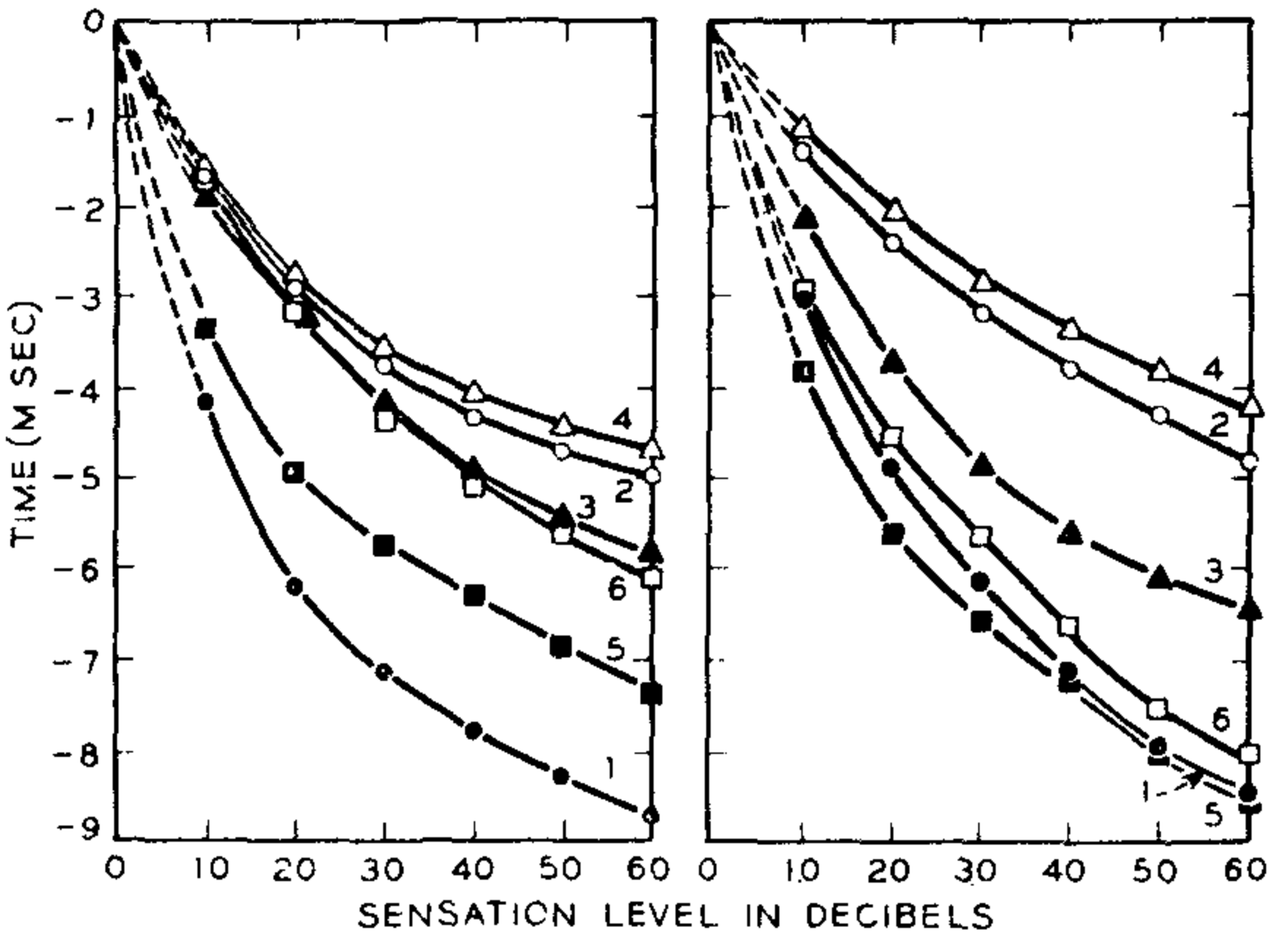


Fig. 1. Derived physiological latency–intensity curves for 6 subjects.
Left: high-pass 2 kc/s impulses.
Right: high-pass 2 kc/s incoherent noise pulses (according to DAVID, GUTTMAN AND VAN BERGEIJK)[1].

The right side of Fig. 1 shows results for stimuli that were mathematically uncorrelated in their fine structure: independent white noises modulated by 3 msec gauss-shaped pulses were led to each ear. Since, as is evident, the derived curves are similar to those to the left, it may be concluded that the temporal cues in a complex stimulus containing only high-frequency components are carried by temporal envelope rather than fine structure.

In further experiments, we studied the effects of adding a second pulse to each period of the signal in one ear. Apparently, the phenomenon of binaural fusion may be utilized in this manner to probe the structure of monaural nerve volleys from a multiple-pulse periodic wave.

The arrangement of pulses is shown in the inserts in Fig. 2. It should be expected that C may be fused successively with both A and B, if the pair are widely separated. However, if for some ΔI and time interval between A and B only one fusion can be heard, and if Δt is such as would occur if only the A pulse were present, then apparently the A pulse has masked the B pulse in what might be termed *forward masking*. If again only one fusion can be elicited and Δt corresponds to a B-alone condition, then apparently the B pulse has masked the A pulse by *backward masking*. Experimentally, this is done by fixing the interval between A and B and varying the intensity of B.

The curves in Fig. 2 illustrate forward and backward masking in one listener. The

dashed lines are control curves showing Δt for A–C and B–C fusions run independently. Responses obtained when A and B were present simultaneously are indicated by the solid line. It is clear that to the left of the intersection of the dashed lines, the solid line essentially follows the (A, no B)-curve, thus corresponding to the forward masking situation. After the intersection, the solid line follows the (B, no A)-curve, apparently thus showing backward masking. In the latter case, it is as if the B pulse has overtaken and passed the A pulse to arrive at a central detection center earlier than the A pulse, and has taken precedence in fusion with the response to the single pulse in the other ear.

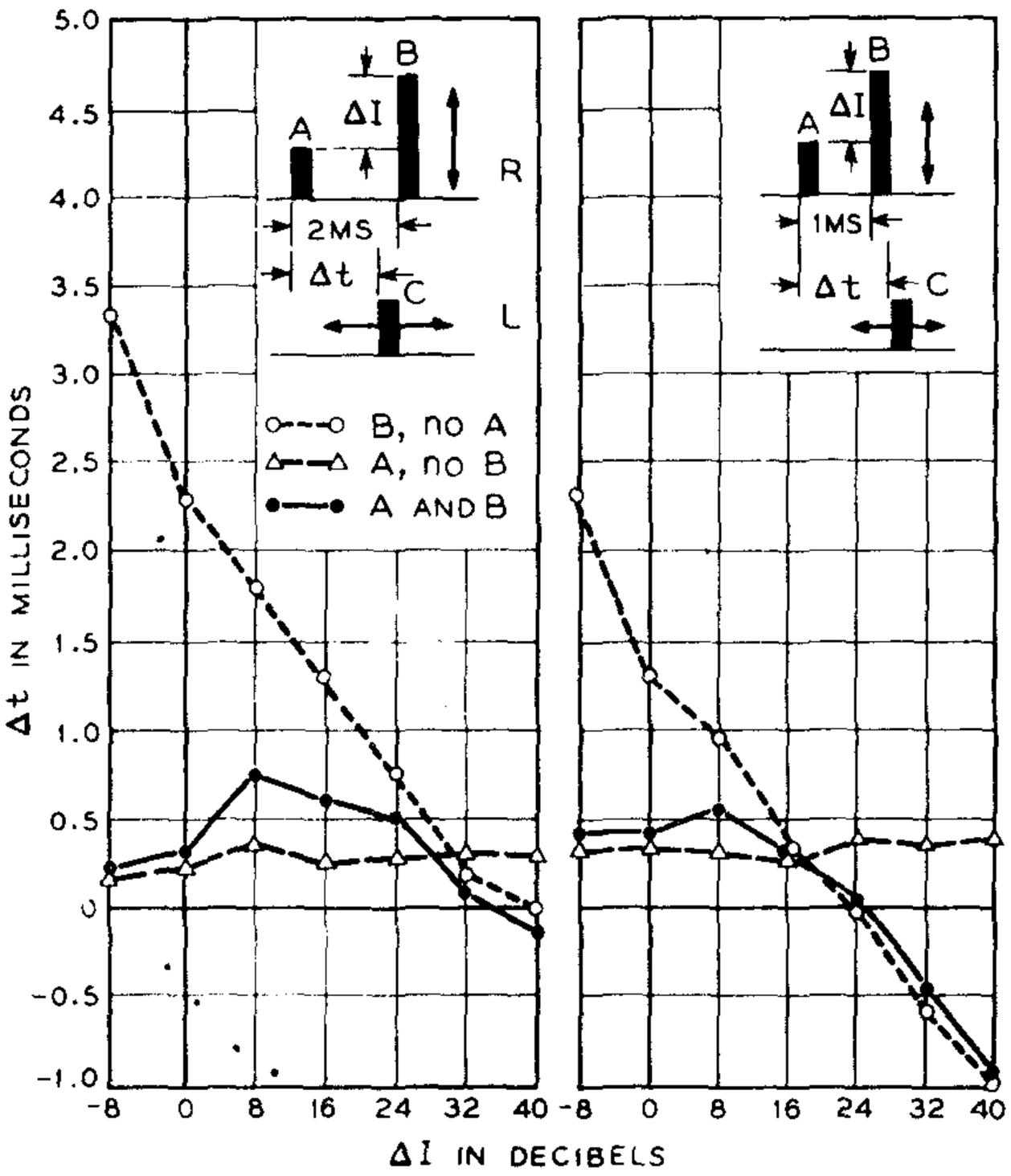


Fig. 2. Mutual masking of closely spaced monaural impulses as detected by fusion with single contralateral impulse.

This result implies that the responses to two closely spaced monaural pulses retain their identities in the nervous system and follow the time-intensity trading relation. Hence the significance of a particular waveform prominence may be affected by masking due to neighboring temporal features which externally lead or lag. Thus omplete specification of binaural interaction for complex sounds requires a calculus ncorporating physiological processes.

REFERENCE

1. E. E. David, N. Guttman and W. A. van Bergeijk, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 801 and 31 (1959) 772.

Comment on the Precedence Effect

E. E. DAVID JR.

Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, N.J. (U.S.A.)

When two sound sources, each radiating the same complex pressure wave, are present in actual space, an observer tends to localize upon a single point in his subjective space. If the sound from one source is delayed in arriving at the observer's location, the point appears near the location of the other source provided the amplitudes of the two sources are nearly equal. This effect, the so-called *precedence effect*, has been the subject of numerous experiments[1, 2, 3, 4]. Recent experiments by HANSON at Bell

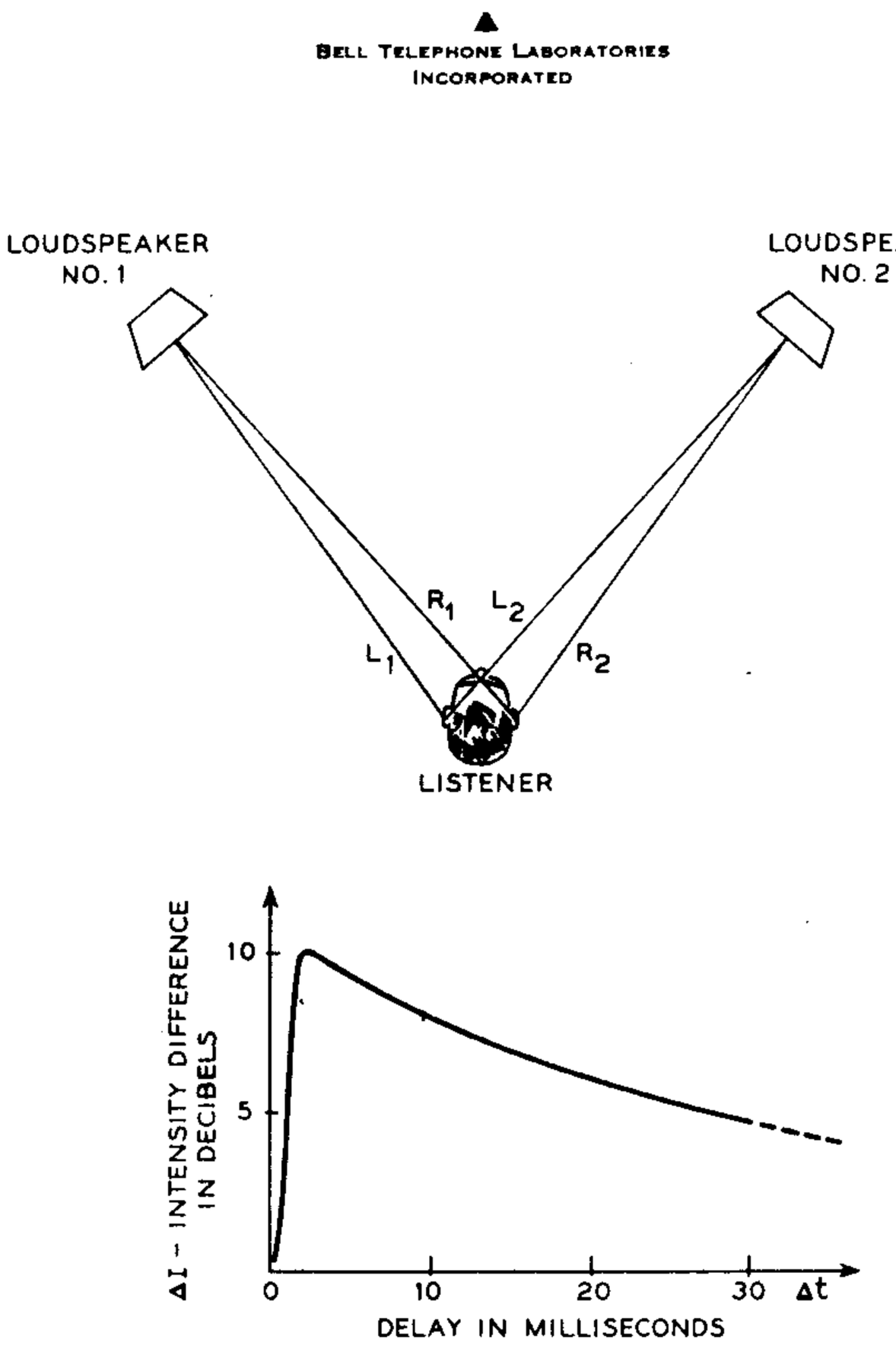


Fig. 1. Upper: Schematic representation of stimulus–listener relationship. *L* and *R* refer to the listener's left and right ears, subscripts 1 and 2 to the numbered loudspeakers. The speakers are symmetric with respect to a vertical line passing through the center of the listener's head. Lower: Intensity difference between impulse stimuli from 2 loudspeakers required to maintain a centered image, as a function of time delay between excitation of the speakers. Weaker stimulus must be excited first.

Telephone Laboratories have made an interesting addition to knowledge about the precedence effect. HANSON used two loudspeakers as sound sources in an anechoic chamber (Fig. 1). For a fixed distance difference between the speakers he had subjects

adjust the radiated amplitude difference to bring the apparent source to a point midway between the actual sources. He thus obtained curves of differential amplitude *vs* delay for a centered image. These curves were independent of the nature of the radiated sound so long as it covered at least an octave band. Sine waves, however, did not evidence the effect. A typical curve is shown in Fig. 1. Note that it exhibits two distinct regions. As the differential delay is increased from zero, the intensity differential to balance increases sharply to a maximum of about 10 db at 1 or 2 msec. For further increase of Δt, ΔI decreases slowly to about 4–6 db at 30–50 msec. At this point the subject begins to perceive two separate sources.

Our approach to this problem takes account of two known properties of the auditory system. First, the strength of the nerve-impulse volley evoked by a stimulus varies with the time sequence of preceding stimuli; and second, the neural response evoked by a more intense stimulus travels faster than that evoked by a less intense one. The significance of the latter result depends upon properties of a centering detector, which measures the interaural time disparity between neural volleys from the listener's ears[5]. This time disparity determines the apparent location of the fused source.

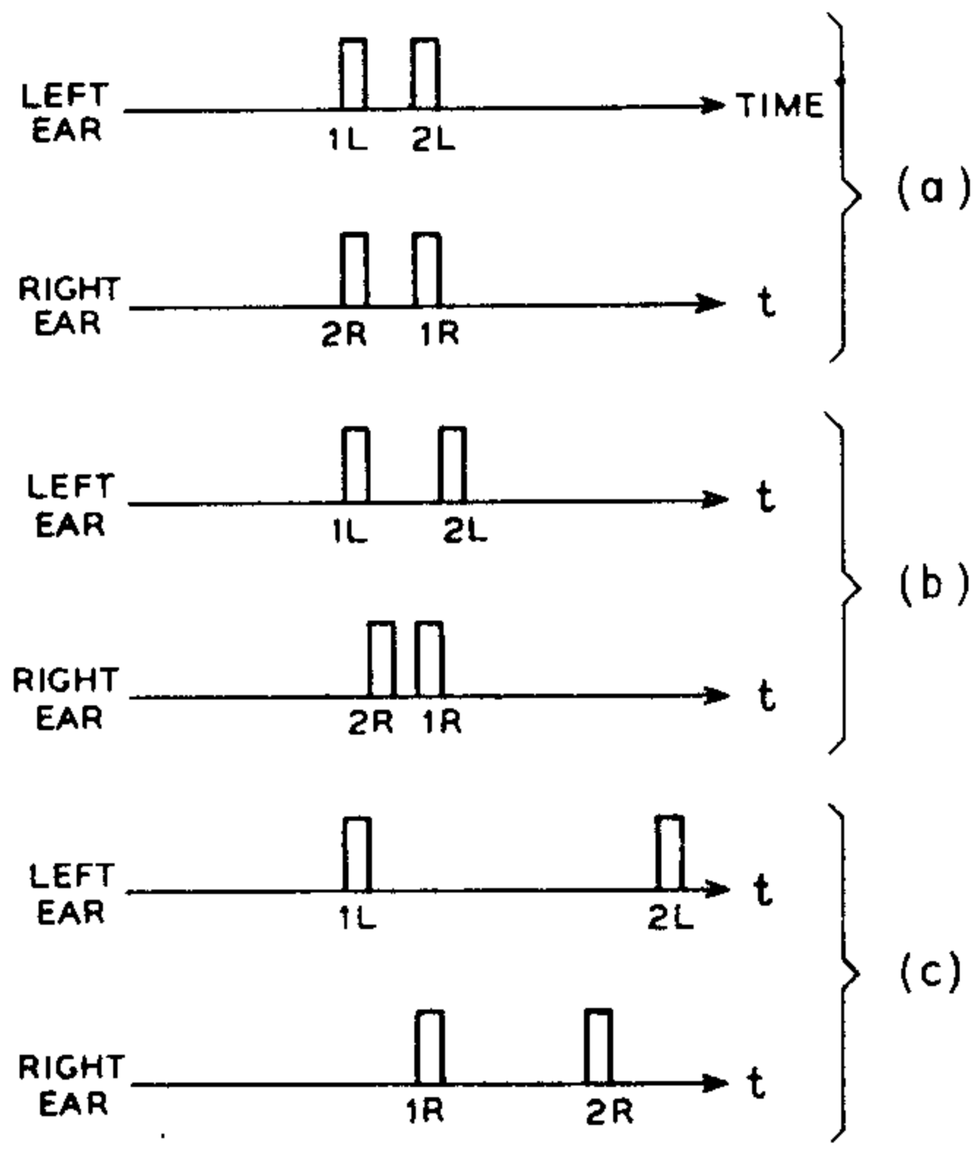


Fig. 2. Time sequence of impulse stimuli reaching the listener's left (L) and right (R) ears from speakers 1 and 2 when (a) the speakers are excited simultaneously; (b) speaker 1 is excited a fraction of a msec before speaker 2; (c) speaker 1 is excited many msec before speaker 2.

Let us represent a complex wave, *i.e.* speech or random noise, as a series of sharp impulses. The pattern of received pulses at the two ears is shown in Fig. 2a. If now the click from speaker 2 is delayed a fraction of a msec, the pulse pattern is that in Fig. 2b. This delay can be compensated by increasing the intensity of the lagging pulse so that its evoked response, corresponding to $2R$, travels faster in the nervous system, arriving at the centering detector at the same instant as the volley evoked by the earlier pulse, $1L$, at the opposite ear. It seems reasonable that the initial steeply rising portion of the precedence effect curve reflects this phenomenon, for the measurements of WALLACH, NEWMAN AND ROSENZWEIG[2] indicate that if two pulses are fed to each ear via headphones, the first interaural pair controls the lateralization of the fused image.

To account for the tail of the precedence effect curve, we hypothesize that at any time after a stimulus, the effective neural population is reduced from N to $N—n'$, where

n' decreases to zero with time. Therefore, the effect of a preceding upon a succeeding stimulus declines as the time separation between them increases, but is assumed still to be considerable for several tens of msec.

Exactly this effect has been observed in electrophysiological experiments[6] using two impulse stimuli. The first impulse evokes a sharp response as measured by a gross electrode recording from the auditory nerve. The second impulse evokes a reduced response, apparently reflecting fewer neural firings. This effect persists at time separations as great as 60 msec.

As the intensity of the second impulse is increased, the size of the response also increases. When the intensity has been raised sufficiently, the preceding and following pulses should be equally well represented. This, too, has been observed in neurophysiological work.

Returning to Fig. 1, let the pulse from speaker 2 be delayed by, say, several msec; then the pattern of pulses at the ears will be that shown in Fig. 2c. If all pulses are of equal intensity, the observer will localize on the first pair, $1L$, $2R$. This preference for the preceding pulses can be attributed to the fact that the first pulse in each ear is represented by a well-defined volley while the second evokes fewer firings and a smaller volley. Assuming that the centering detector has a preference for large volleys, then the first pulse in each ear controls the localization. If the radiated level from speaker 2 is raised until both preceding and succeeding pulse pairs are equally well represented, then the centering detector cancels their equal and opposite time cues. This process could account for the tail of the precedence effect curve.

REFERENCES

1. G. VON BÉKÉSY, *Physik. Z.*, 31 (1930) 857–858.
2. H. WALLACH, E. B. NEWMAN AND M. R. ROSENZWEIG, *Am. J. Psychol.*, 62 (1949) 315.
3. H. HAAS, *Acustica*, 1 (1951) 49.
4. W. B. SNOW, *J. Acoust. Soc. Am.*, 26 (1954) 1071.
5. E. E. DAVID JR., W. A. VAN BERGEIJK AND N. GUTTMAN, *Proc. 3rd Intern. Congr. Acoust.*, Elsevier, Amsterdam, 1960, p. 141.
6. L. S. FRISHKOPF, *Mass. Inst. Technol., Research Lab. Electronics*, Tech. Rept. 307 (1956).

Der echte und ein falscher Haas-Effekt

H. KIETZ

Atlas-Werke A.G., Bremen (Deutschland).

Im Jahre 1951 beschrieb HAAS[1] in seiner Arbeit ein Experiment, dessen Ergebnis seitdem als Haas-Effekt in der Fachwelt bekannt geworden ist. HAAS benutzte dabei 2 Lautsprecher, die im Freien so aufgestellt waren, dass der eine aus einer Richtung 45° schräg links und der andere aus 45° schräg rechts auf die Versuchsperson zustrahlte. Ein Mikrophon wurde dabei besprochen und die Sprache von den beiden Lautsprechern abgestrahlt. Mit Hilfe eines Magnetophonbandes konnte HAAS die Schallabstrahlung des einen Lautsprechers zeitlich in weiten Grenzen beliebig gegenüber der Schallabstrahlung des anderen Lautsprechers verzögern.

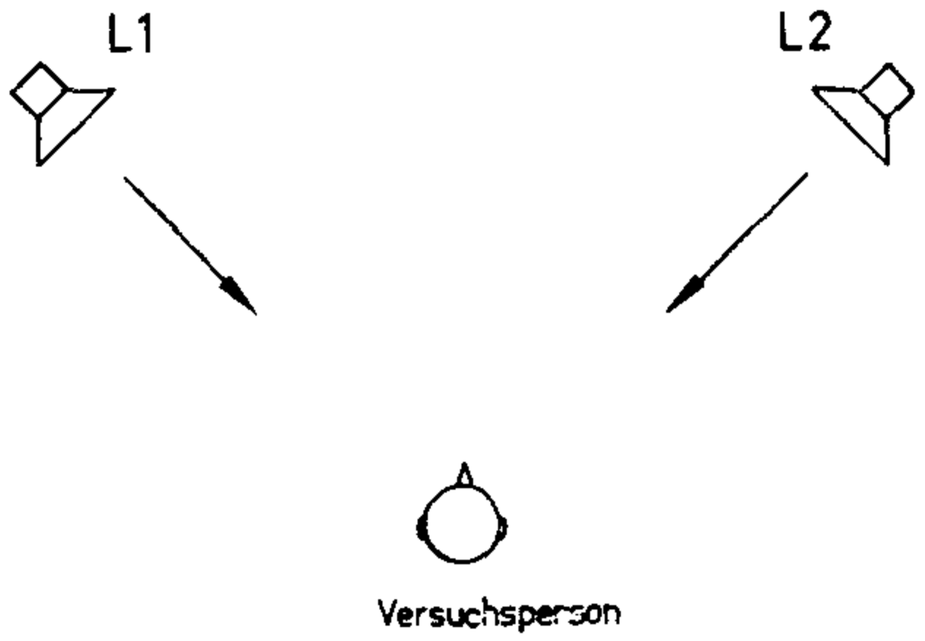


Abb. 1. Zwei Lautsprecher strahlen aus gleicher Entfernung auf die Versuchsperson zu, wobei der eine Lautsprecher schräg links, der andere Lautsprecher schräg rechts aufgestellt ist.

Der erste Lautsprecher (Primär-Lautsprecher) strahlte die Sprache beispielsweise um 20 mSek. früher ab als der zweite Lautsprecher, den HAAS als Echo-Lautsprecher bezeichnete. HAAS konnte dabei zeigen, dass der Eindruck entstand, als käme der ganze Schall nur aus der Richtung des ersten Lautsprechers (Primär-Lautsprecher). Man hatte also nur einen einzigen Richtungseindruck, und diese Blockierung des Richtungseindrucks des zweiten Lautsprechers (Echo-Lautsprecher) ist der sogen. Haas-Effekt. HAAS glaubte, auf Grund dieses Ergebnisses zu folgender Aussage berechtigt zu sein: Wenn wir beim freien Hören irgendwie einen Richtungseindruck erhalten, so ist damit für eine gewisse Zeit, die zwischen 0 und maximal 50 mSek. liegt, die Entstehung eines anderen Richtungseindrucks gesperrt.

Es lässt sich leicht beweisen, dass diese Aussage nur sehr beschränkt Gültigkeit besitzt. Man braucht dazu nur die von HAAS selbst geschilderte Anlage zu benutzen, um damit kurze Tonimpulse (z.B. 1000 Hz, 10 mSek.) abzustrahlen. Von dem linken und von dem rechten Lautsprecher werden kurze Impulse abgestrahlt, und die Zeitdifferenz zwischen diesen Impulsen sei zunächst 100 mSek. Man hört dann ganz deutlich 2 Knacke nacheinander, z.B. links – rechts. Verringert man die Zeitdifferenz z.B. bis auf 10 mSek., so bleibt der Eindruck erhalten, 2 Knacke aus 2 verschiedenen

Richtungen zu hören. Der zweite Richtungseindruck wird nicht von dem ersten Richtungseindruck verdeckt. Es tritt kein Haas-Effekt ein.

HAAS schreibt auf Seite 53 seiner Arbeit: "Primär- und Echolautsprecher strahlten in der beschriebenen Anordnung mit gleicher Intensität fortlaufenden Sprachtext."

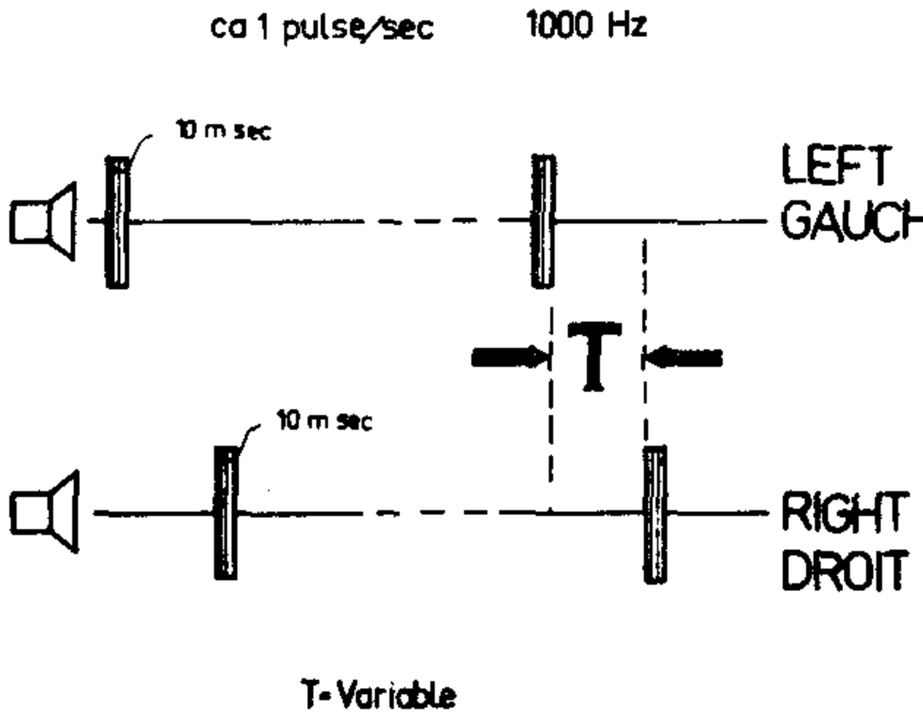


Abb. 2. Links und rechts werden einmal pro Sek. kurze Impulse (z.B. 1000 Hz 10 mSek.) abgestrahlt, und zwar links um den Zeitbetrag T früher als rechts. Diese Zeit T ist veränderlich zwischen 10 und 100 mSek. Es tritt auch bei sehr kleinen Zeitdifferenzen von z.B. 10 mSek. keine Verdeckung des zweiten Richtungseindrucks ein.

Kurz vorher hatte HAAS geschildert, dass in diesem Falle sein Effekt, also die Richtungsverdeckung, eintrat. HAAS schreibt weiter: "Der Beobachter hatte die Möglichkeit, die Intensität des Primär-Lautsprechers soweit zu vermindern, bis er den Eindruck hatte, Primär- und Echolautsprecher gleich laut zu hören. Man hatte dabei die Empfinding, gleichzeitig 2 Schallquellen aus verschiedenen, der Aufstellung der Lautsprecher entsprechenden Richtungen zu hören."

Der Betrag, um den der Primär-Lautsprecher geschwächt werden musste, um den subjektiven Eindruck gleicher Lautheitsempfindung zu erzeugen, war dabei nur 10 dB. Dieser Hinweis, dass bei subjektiv gleicher Lautheitsempfindung der Haas-Effekt verschwindet und dass man wieder zwei Richtungen empfindet, lässt den Verdacht aufkommen, dass es sich um Adaptationsvorgänge in den beiden Ohren handelt.

Seit den Messungen von LÜSCHER UND ZWISLOCKI[2] und KIETZ[3] ist es eine bekannte Tatsache, dass man kurz nach einer Schallbelastung des einzelnen Ohres eine gewisse Taubheit dieses Ohres nachweisen kann. Der Schall aus dem zweiten Lautsprecher (Echo-Lautsprecher) trifft bei dem Haas-Versuch auf ein Ohr, das durch Schall vorbelastet ist, und man muss den zweiten Lautsprecher um 10 dB in seiner Schallstärke erhöhen, damit er subjektiv den gleichen Lautheitseindruck hinterlässt wie der erste Lautsprecher. Diese Tatsache ist sicherlich auf einen Adaptationseffekt des einzelnen Ohres zurückzuführen.

Bei Benutzung von Sprache tritt der Haas-Effekt ein, und bei Benutzung kurzer Tonimpulse von 10 mSek. Länge tritt er nicht ein. Jede Sprache setzt sich zusammen aus Einschwingvorgängen und aus etwas länger anhaltenden Impulsen mit Toncharakter. Man kann diese Vermischung von Einschwingvorgängen und anschliessenden Tonimpulsen auch bewusst ausnutzen, um einen Effekt herbeizuführen, der hier als falscher Haas-Effekt bezeichnet werden soll. Auch dabei verdeckt der eine Richtungseindruck die Entstehung eines anderen Richtungseindruckes.

Benutzt wird dabei auch wieder die Anlage mit den beiden Lautsprechern entsprechend Abb. 1, wobei der erste Lautsprecher ganz kurze Impulse (z.B. 1000 Hz, 10 mSek. lang) abstrahlt. Diese kurzen Impulse erzeugen scharfe Einschwingvorgänge, und der entstehende Höreindruck des einzelnen Impulses ist ähnlich einem Knack.

Der zweite Lautsprecher strahlt 1000-Hz-Impulse ab, bei denen aber starke Ein- und Ausschwingvorgänge vermieden werden. Es werden etwa in jeder Sekunde einmal fast gleichzeitig vom ersten Lautsprecher ein kurzer, 10 mSek. langer Impuls abgestrahlt, der beim Hören einen Knackeindruck erzeugt, und von dem zweiten Lautsprecher ein 50 mSek. langer Impuls, der beim Hören einen deutlichen Toncharakter besitzt.

Der erste Lautsprecher, allein für sich abgehört, gibt Knacke, die einen deutlichen Seiteneindruck, z.B. Links-Eindruck, erzeugen. Der zweite Lautsprecher, für sich allein abgehört, gibt Tonimpulse mit einem Rechts-Eindruck. Wenn man den zweiten Lautsprecher weiterhin eingeschaltet lässt und schaltet den ersten Lautsprecher dazu, so glaubt man, Tonimpulse aus dem ersten Lautsprecher zu hören, und man hat den Eindruck, als sei der zweite Lautsprecher völlig ausgeschaltet. Die beiden Impulse müssen dabei nicht genau gleichzeitig abgestrahlt werden. Eine gewisse Zeitdifferenz, die zwischen 10 mSek. Voreilung des zweiten Lautsprechers bis zu 20 mSek. Nacheilung des zweiten Lautsprechers variiert werden kann, ist ohne nennenswerten Einfluss auf diesen falschen Haas-Effekt.

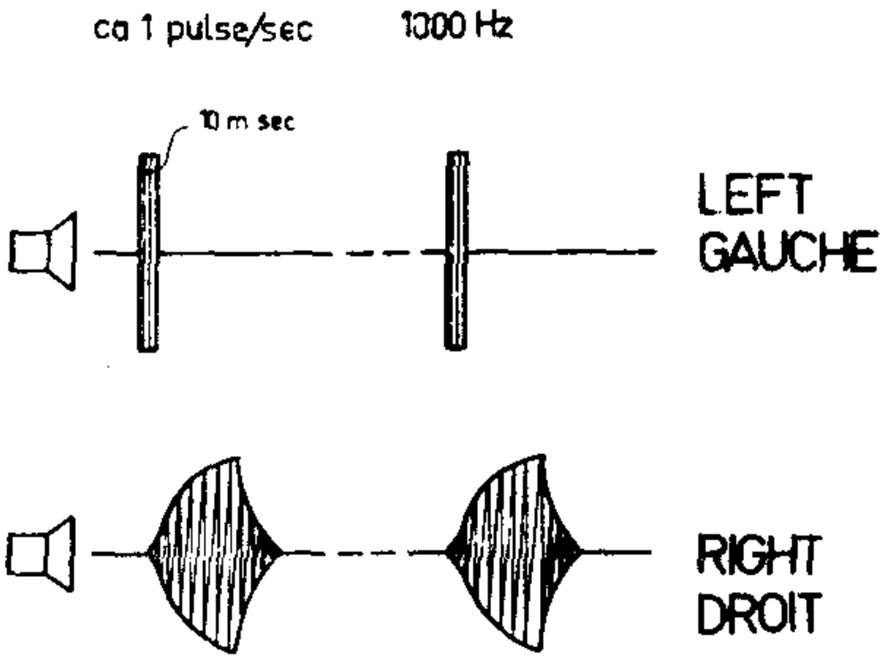


Abb. 3. Links kurze und scharfe Impulse, rechts Tonimpulse mit allmählichen Einschwingvorgängen. Arbeiten beide Lautsprecher, so hat man den Eindruck, als kämen auch die Tonimpulse aus dem linken Lautsprecher, und als sei der rechte Lautsprecher ausgeschaltet. Dies wird als falscher Haas-Effekt bezeichnet.

Dieser Effekt ist aber stark abhängig von den Nachhalleigenschaften des Versuchsraumes. Je stärker der Nachhall in dem Raum ist, desto eindrucksvoller ist der Effekt. In einem schalltoten Raum gibt es diesen falschen Haas-Effekt nicht. Man hört dann deutlich zwei Richtungen, wobei aus der einen Richtung die Knacke und aus der anderen Richtung die Tonimpulse zu kommen scheinen.

Der falsche Haas-Effekt beruht bestimmt nicht auf einer gegenseitigen Blockierung der Nerven auf ihrem Wege zum Zentralorgan. Es ist bestimmt ein sich im Innenohr peripher abspielender Vorgang, und vermutlich ist auch der echte Haas-Effekt ein Vorgang, der sich peripher in den beiden Innenohren abspielt. Es ist jedenfalls keineswegs sicher, dass der echte Haas-Effekt ein Beweis dafür ist, dass mit irgendwelchen Blockierungen der Nervenbahnen gerechnet werden muss. Vermutlich sind Adaptationsvorgänge und der Übergang von Einschwingvorgängen zu tonartigen Impulsen die Erklärung für den Haas-Effekt.

LITERATUR.

1. H. Haas, *Acustica*, 1 (1951) 49.
2. E. Lüscher und J. Zwislocki, *Acta Oto-Laryngol.*, 35 (1947) 428.
3. H. Kietz, *Z. Laryng. Rhin. Oto.*, 35 (1956) 747.

Distribution of Hearing Levels in Non-Noise-Exposed Populations

A. GLORIG, A. SUMMERFIELD AND J. NIXON

Research Center, Subcommittee on Noise, Los Angeles, Calif. (U.S.A.)

INTRODUCTION

In an attempt to obtain a measure of hearing loss produced by the aging process alone we tried for some time to find a population that had not been exposed to noises other than the naturally occurring wind, thunder, human voices, etc., We found to our dismay that even the once remote Pacific Islands are now equipped with large diesel engines for power sources and with sheep-shearing shears energized from noisy motor generator sets; that the once confined native populations now cruise between islands to the tuneful accompaniment of their outboard motors and furthermore, that they hunt with rifles. We have investigated also the possibility of testing the hearing of monks who have taken vows of silence at an early age and who have spent their lives in closely cloistered monastaries. No such populations have been made available to us for testing in spite of our persistent efforts.

Having despaired at this time of finding a population in which we could measure presbycusis alone, we looked for a measure of non-occupational hearing loss. Although an average measure of non-occupational hearing loss as a function of age would not serve as a reference from which to evaluate the hearing loss produced by any and all noise exposures, it could serve as a reference from which to evaluate any additional hearing loss produced by noise exposures more severe than the exposures most of us encounter in our social activities.

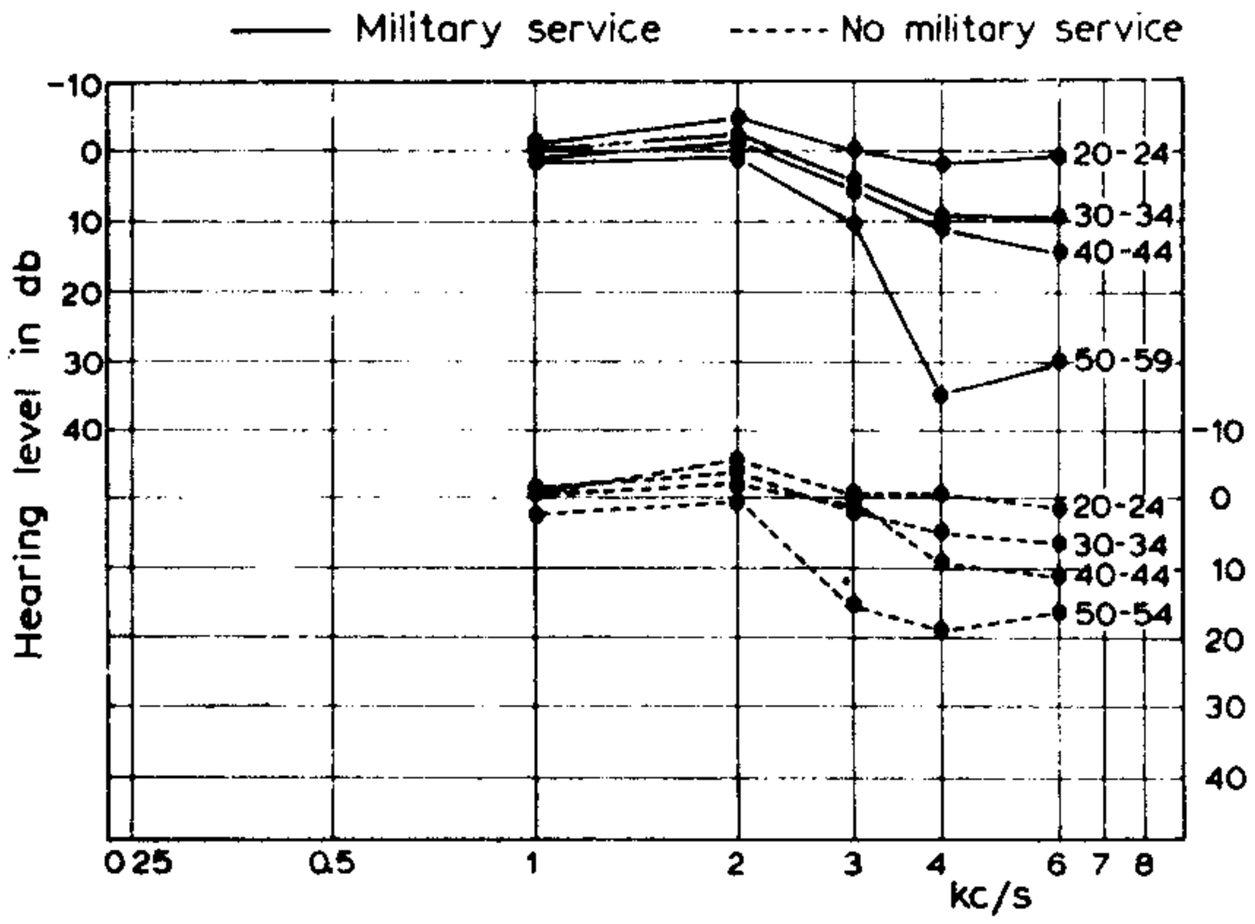


Fig. 1. Median hearing losses by age groups of males with – without military service.

RESEARCH CENTER SURVEY

In an attempt to obtain a good estimate of the status of hearing of a group of men not occupationally exposed to noise, we approached the management of two research corporations in the Los Angeles area to request permission to interview and to test the hearing of their male employees and of a pre-selected control sample of female employees. The combined total male population was about 1800. Ages ranged from 20 years to 65 years. Some of the men had had military experience, some had been Air Force pilots, and some few had been employed summers (while they were still in school) in canning factories, automobile repair shops, etc. A substantial portion of the group, however, had had no noise exposure beyond that of riding in automobiles, commercial aircraft or trains, that of noisy household appliances, and so on.

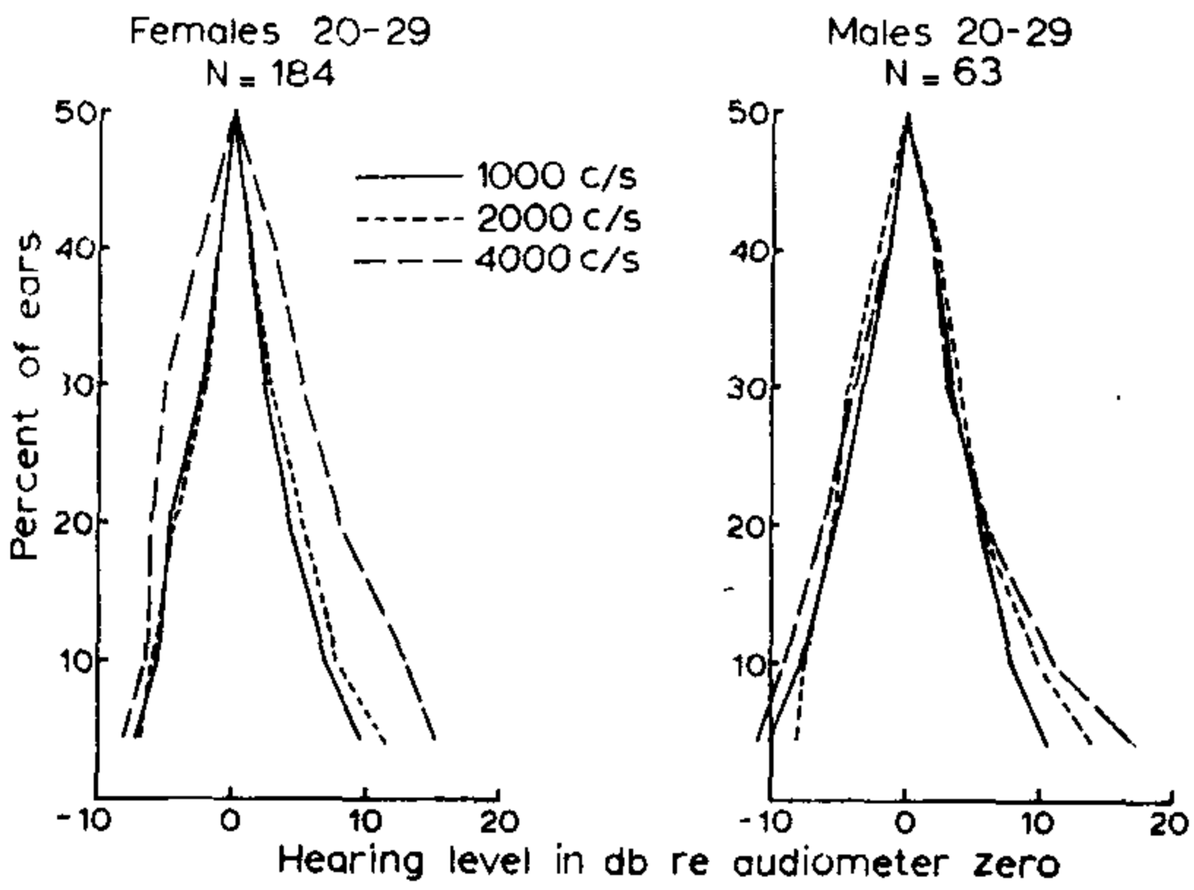


Fig. 2. Age 20–29 years.
Distributions of hearing loss at 1, 2 and 4 kc/s. Right Ear; Females and males with no history of high-level noise exposure, no medical history and no military service.

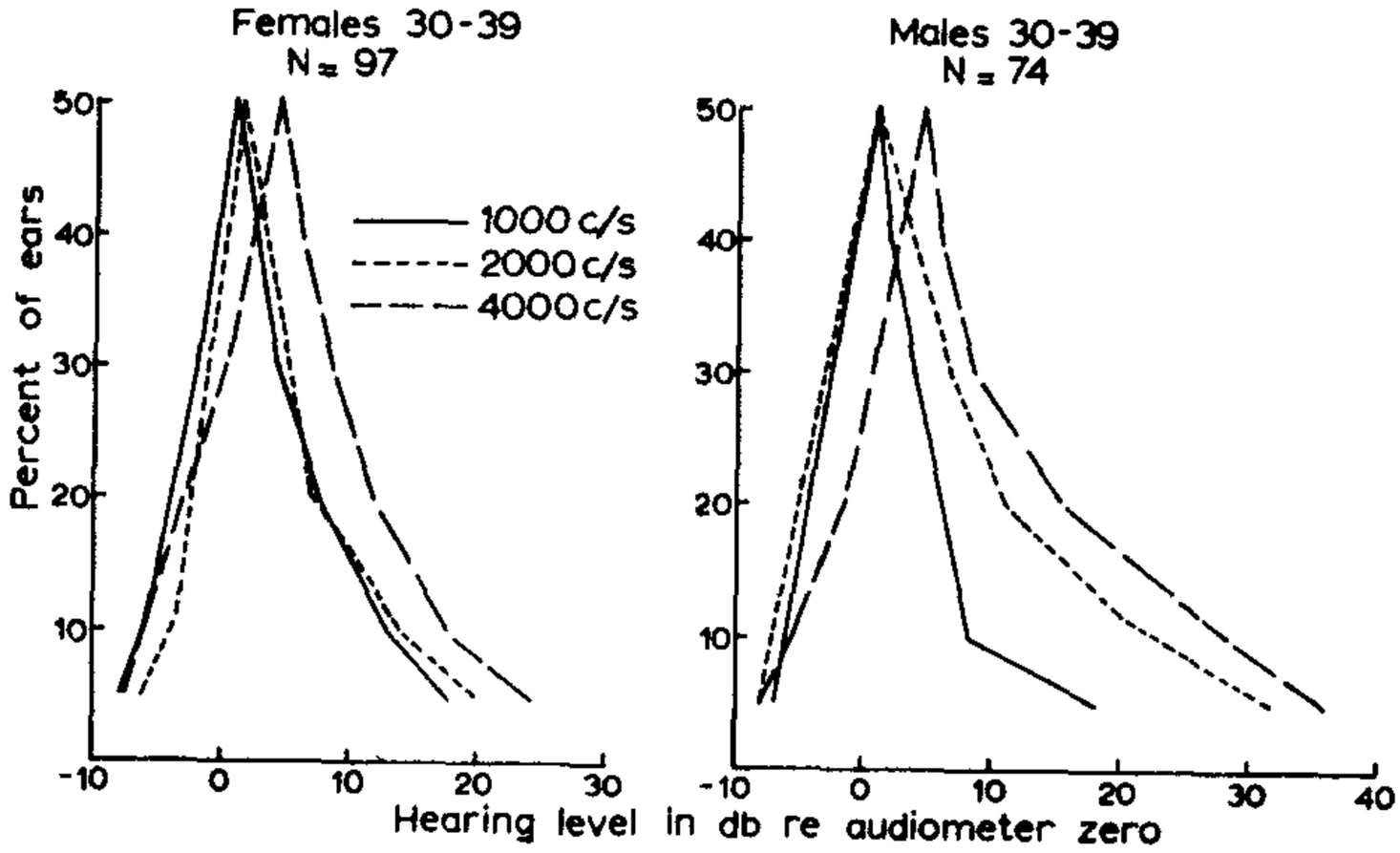


Fig. 3. Age 30–39 years.
Distributions of hearing loss at 1, 2 and 4 kc/s. Right Ear; Females and males with no history of high-level noise exposure, no medical history and no military service.

SURVEY PROCEDURES

The survey participant reported first at a table which was located next to an acoustically treated trailer. He was given the questionnaire sheet with his IBM identification and data attached, and was asked to fill out all parts of the sheet except a section on medical history and medical findings. The self-filled sheet was checked for completeness by one of the Research Center staff members. Extra information was collected by interview about unusual items of interest. Dr. GLORIG then examined the subject's ears with an otoscope and filled in the details of medical history and findings. Lastly, the subject was given an audiometric air conduction threshold test. A carbon copy of the audiogram only was given to subjects who were invited to discuss the results of their tests with attendant staff members. Participants whose audiograms were unusual in any way were asked to discuss the test with Dr. GLORIG.

SURVEY RESULTS

Results of the analysis of data collected during the survey are here presented in a series of graphs showing median hearing levels as a function of age and of frequency for various subgroups of the total sample and in a series of frequency distributions of hearing level also by decade ages and by frequency.

Fig. 1 shows the median hearing levels of males who had no military service and males who had military service. Curves are plotted for each five-year age group. Note that medians are consistently higher; that is, there is more hearing loss present in the group that had military service.

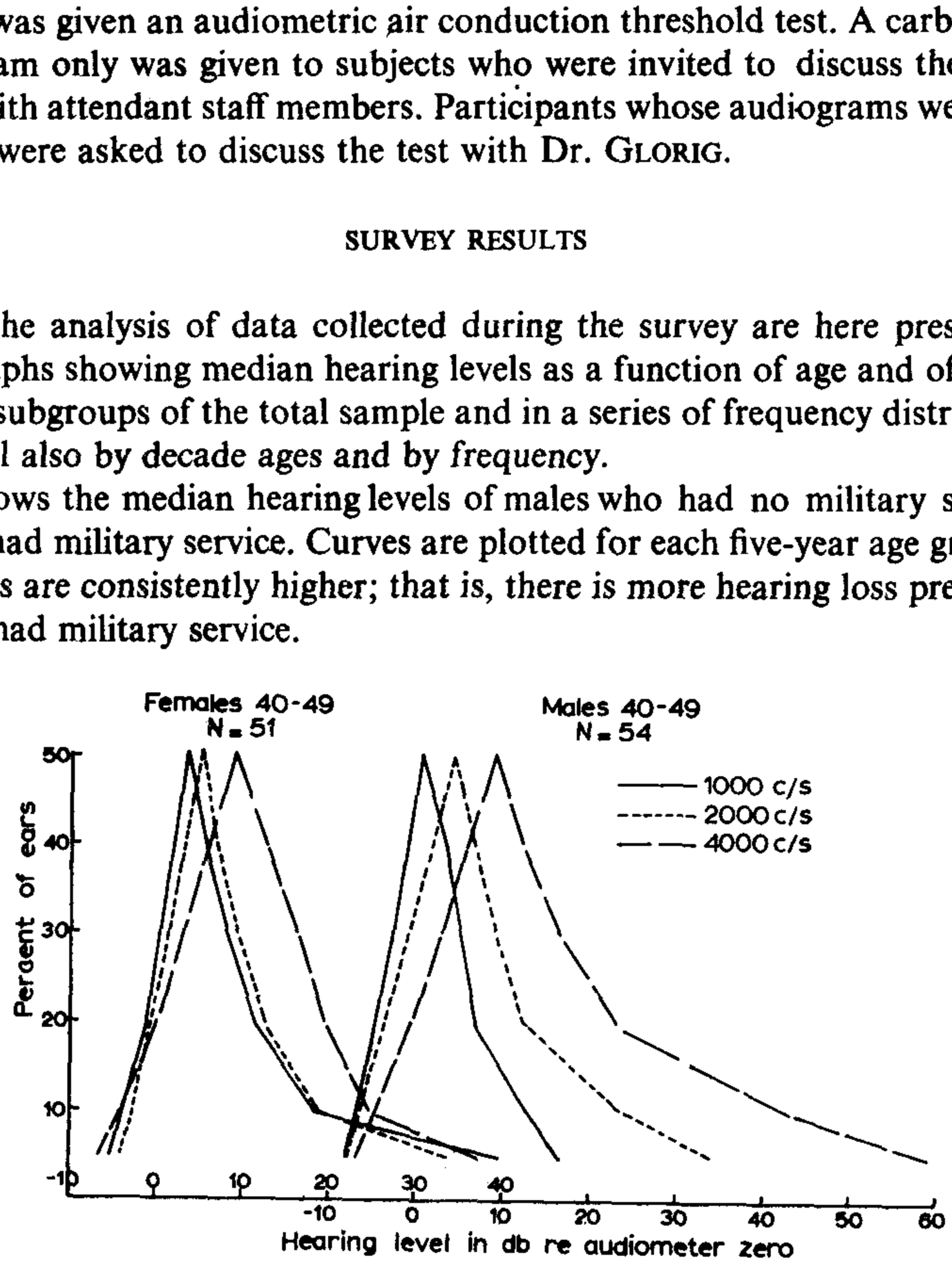


Fig. 4. Age 40–49 years.
Distributions of hearing loss at 1, 2 and 4 kc/s. Right Ear; Females and males with no history of high-level noise exposure, no medical history and no military service.

Fig. 2, 3, and 4 show the distributions of hearing level by decade age groups at 1000 c/s, 2000 c/s and 4000 c/s for the females and for the males with no high-level noise exposure history, no medical history and no military history. Note the symmetry of the distributions particularly for the youngest age groups and for 1000 c/s at all ages. Note also the change in shape of the distributions with increasing age and

remember that these distributions are for men with no medical history, no military history and no history of high-level noise exposure of any kind. These curves support the assumption that even in the absence of high-level noise exposure and of otological disease, loss of hearing occurs first and most in the region of 4000 c/s. Note also that the skewness of distributions is greater for the males than for the females.

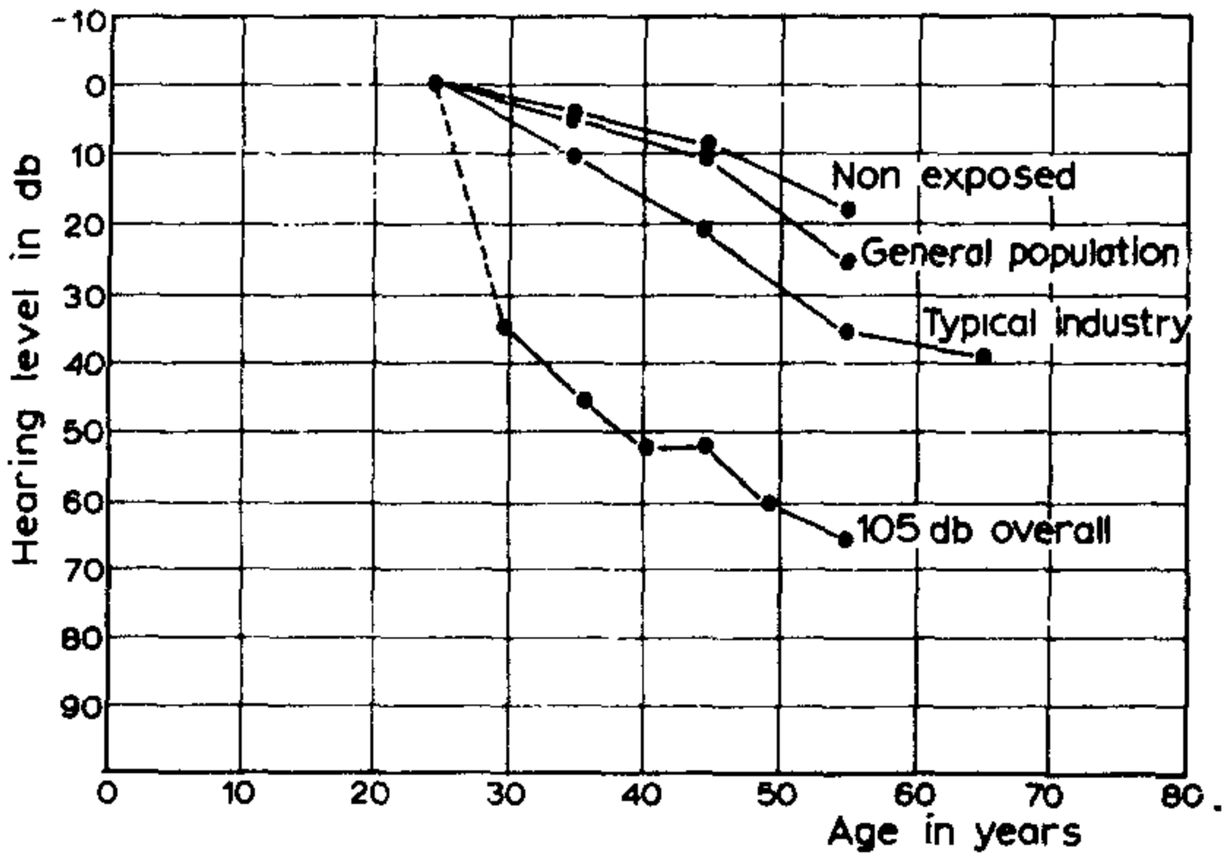


Fig. 5. Median hearing levels at 4000 c/s for four different populations with different noise exposures.

Fig. 5 shows the median thresholds at 4000 c/s as a function of age for four different groups: first, the non-noise-exposed group from the survey reported here, secondly the general population as reported from the World's Fair, San Diego Fair, etc., thirdly an industrial population exposed intermittently to moderate noise levels typical of many manufacturing plants, and lastly a group of men exposed 8 hours a day, five days a week, 52 weeks a year to a relatively flat continuous noise of 100 to 105 db overall noise level.

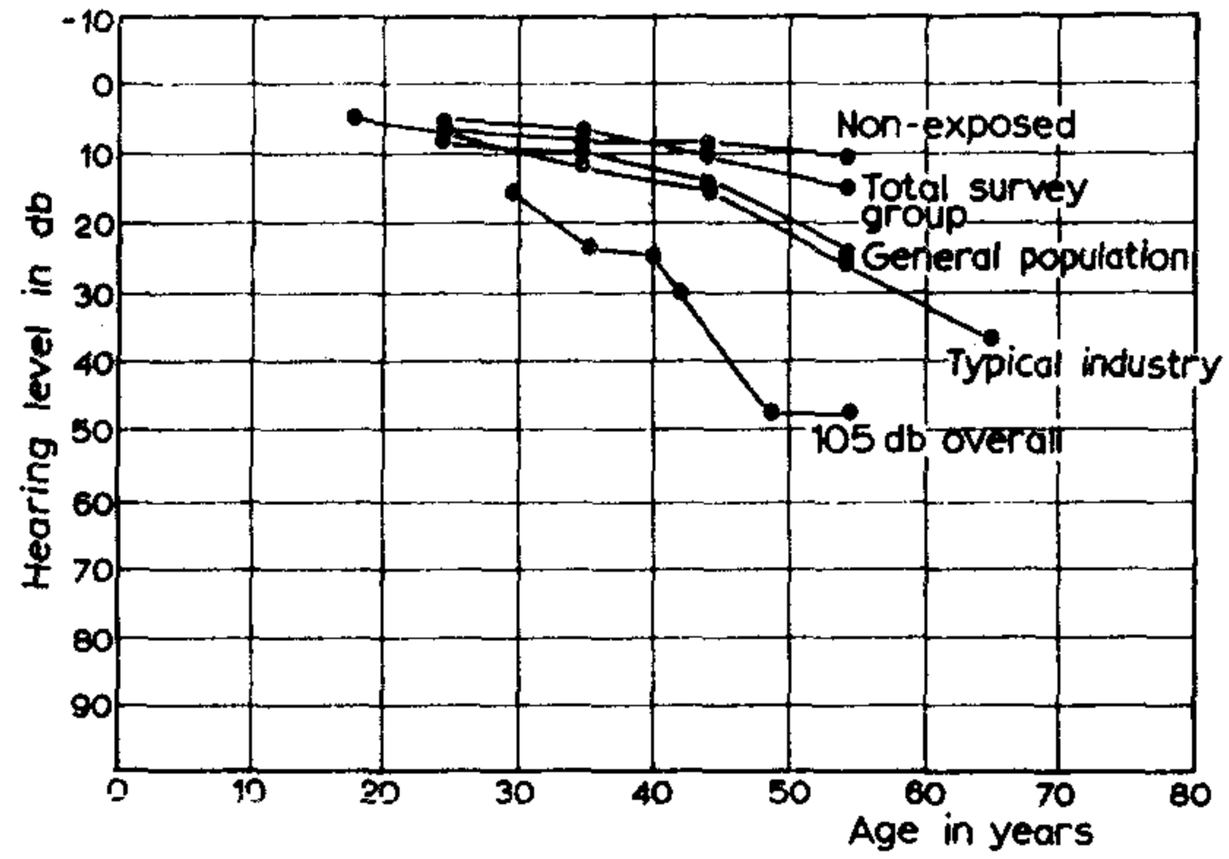


Fig. 6. Third-quartile hearing levels at 2000 c/s for five different populations with different noise exposures.

Fig. 6 shows that the same relative ordering of hearing levels in the different populations is maintained in the third-quartile audiograms at 2000 c/s.

CONCLUSIONS

1. Occasional exposure to high level noises such as those encountered in basic military training is sufficient to produce measurable loss of hearing. We extrapolate from the comparison of median thresholds of the non-noise-exposed males and the males with military exposure to say that sociocusis probably exists, particularly at the higher audiometric frequencies.

2. At the higher audiometric frequencies and at the higher centiles for all frequencies, hearing levels are ordered as a function of noise exposure. The mathematical form of the functional relation between hearing level and noise exposure remains to be determined.

3. The median hearing levels of the non-noise-exposed males in this survey are lower than any presbycusis curves reported to date in the literature. This fact plus the evidence for the reality of sociocusis leads us to perhaps the most important conclusion of the survey, namely: that the problem of how much hearing loss is to be expected on the average as a function of age, and how much of this is a result of exposure to social, domestic and occupational noises, needs thorough investigation.

Sur la Détermination des Limites supérieures acceptables de Bruit

R. CHOCHOLLE

Groupe de Recherches de Physiologie des Sensations, Laboratoire de Neurophysiologie du Collège de France, Paris (France)

La détermination des limites supérieures acceptables de bruit pose de nombreux problèmes, car les perturbations apportées par les bruits sont fort diverses. Ces perturbations peuvent, en effet, être:

—*d'ordre psychique*, telles que des sentiments de malaise, de déplaisir, de gêne; des perturbations de l'attention, de la compréhension du langage; des troubles du sommeil; des perturbations de la personnalité; des troubles psychomoteurs ou intellectuels,

—*d'ordre physiologique*, telles que des effets de masque, de la fatigue auditive au niveau de l'oreille; des troubles de l'équilibre, des vertiges au niveau des organes de l'équilibration; de la fatigue générale, des troubles neurovégétatifs divers,

—*d'ordre pathologique*, telles que des traumatismes auditifs.

D'autre part, les bruits peuvent être à l'origine d'accidents, soit seuls, soit en conjonction avec d'autres facteurs.

Enfin, les effets des bruits dépendent des conditions, et varient avec les sujets.

On doit ainsi s'attendre à trouver des limites supérieures acceptables différentes suivant l'effet envisagé, et des différences également avec les conditions et avec les

sujets. Il est alors utile de rechercher les limites de bruit acceptables dans telle ou telle condition.

Je mentionnerai ici les résultats de recherches personnelles sur les troubles psychomoteurs.

EXPERIMENTATION ET RESULTATS

J'ai cherché à utiliser des tests qui fassent très largement appel à l'attention des sujets, à leur aptitude à discriminer rapidement et à éviter des erreurs, car ces diverses fonctions psychiques ont toutes chances d'être fortement perturbées par les bruits. De plus, les tests doivent être suffisamment sensibles et présenter une période d'adaptation relativement rapide; enfin, ils doivent faire appel à une certaine motivation de la part des sujets: ils devront être fort intéressants par exemple.

J'ai cru, d'autre part, préférable de laisser les sujets pendant de très longues heures dans le bruit, car, s'il nous est possible de surmonter des difficultés, des obstacles, pendant un temps grâce à des efforts supplémentaires, un relâchement apparaît nécessairement avec le temps, et les efforts supplémentaires deviennent de moins en moins possibles; les effets du bruit ne doivent donc devenir sensibles aux tests qu'au bout d'un temps assez long. Les essais aux tests doivent être faits de temps à autre, pour suivre l'aggravation progressive des perturbations apportées par le bruit.

Enfin, j'ai cru préférable d'utiliser des bruits réels et déjà connus comme particulièrement gênants: une atmosphère aussi naturelle que possible est ainsi créée.

Les tests retenus au cours des épreuves préliminaires furent un test de reconnaissance visuelle et un test de pointage[1, 2].

Le test visuel consistait, pour le sujet complètement plongé dans l'obscurité, en la reconnaissance d'une figure éclairée sur laquelle était projeté un voile lumineux perturbateur ; la figure était un anneau de Landolt gris foncé sur un fond gris plus clair; l'interruption de l'anneau pouvait se trouver au hasard en haut, en bas, à droite ou à gauche. Le sujet adapté à l'obscurité fixait la figure à un moment donné et avait à indiquer où devait se trouver l'interruption de l'anneau, et ce dès qu'au cours de l'adaptation progressive au fond lumineux, il avait une impression de cet emplacement. Le voile était réglé de façon que, dans les conditions normales, le sujet ne soit capable d'émettre un avis qu'au bout de 16 à 20 secondes.

Le test de pointage[3] nécessitait l'emploi d'un cylindre métallique spécial entraîné à vitesse constante. Sur la surface du cylindre étaient répartis d'une facon irrégulière 100 trous, que le sujet devait pointer successivement au moyen d'une pointe spéciale. Des connexions électriques entre la pointe et le cylindre, ainsi que des compteurs, permettaient de compter le nombre de frappes correctes et le nombre de frappes fausses. La vitesse de rotation du cylindre était relativement rapide.

Les sujets restaient 8 heures consécutives dans un bruit d'usine ou de chantier de 75–80 phones, et ceci pendant 8 jours de suite; on faisait des essais aux tests toutes les deux heures. Les résultats ont montré[3] que le temps de reconnaissance visuelle augmente d'une façon très significative dans le bruit pour la moyenne des sujets: ce temps est d'autant plus long que le bruit dure depuis plus longtemps. De même, le nombre de frappes fausses au test de pointage est significativement d'autant plus grand que le bruit dure depuis plus longtemps. Par contre, un repos d'une demi-heure, même après 8 heures passées dans le bruit, apporte une récupération très importante; les résultats aux tests reviennent presque à leur valeur du début de journée.

De ces expériences, on peut conclure qu'un bruit de 75–80 phones est déjà largement perturbateur du point de vue psychomoteur.

LES LIMITES DE BRUIT ACCEPTABLES

En rassemblant les expériences de divers auteurs, on peut arriver à préciser de la facon suivante quelques limites:

—bruits inférieurs à 30 (ph):
bruits négligeables, mais incidences psychiques possibles dans certains cas.

—bruits compris entre 30 et 65 (ph):
quelques incidences psychiques et quelques réactions physiologiques nettes.

—bruits compris entre 65 et 80 (ph):
perturbations physiologiques et psychiques caractérisées.

—bruits compris entre 80 et 95 (ph):
troubles physiologiques et psychiques importants; traumatismes auditifs possibles.

—bruits supérieurs à 95 (ph):
traumatismes auditifs certains.

Le niveau acceptable supérieur de bruit doit donc se situer aux alentours de 80 (ph). Il me paraît dangereux de vouloir adopter des niveaux différents suivant les diverses composantes.

La limite supérieure acceptable semble donc être d'une façon générale de 80 dB par bande d'octave, sans que le niveau total puisse dépasser 80 (ph).

Pour tenir compte des diverses conditions, j'ai proposé en 1958 les limites suivantes[4]:

Hôpitaux	10 à 15 (ph)
Chambres à coucher	15 à 20 (ph)
Appartements, bibliothèques, salles de concert	20 à 30 (ph)
Ecoles	25 à 40 (ph)
Salles de cinéma, salles de conférences	30 à 40 (ph)
Bureaux	30 à 45 (ph)
Salles de dactylographie, grands magasins, restaurants	45 à 55 (ph)
Rues moyennement calmes, moyens de transport	50 à 65 (ph)
Usines, chantiers	50 à 80 (ph)
Places, avenues du centre des villes	60 à 80 (ph)

BIBLIOGRAPHIE

1. R. CHOCHOLLE, *Actes du IIe Congrès I.N.S.*, 1951, 203.
2. R. CHOCHOLLE ET P. BERGER, *Actes du Ve Congrès I.N.S.*, 1954, 95.
3. R. CHOCHOLLE ET P. BERGER, *Acustica*, 8 (1958) 37.
4. R. CHOCHOLLE, *Cahiers C.F.A.*, (1958) 54.

Beurteilung eines Geräusches nach Geräuschstufen seines Oktavband-Spektrums

E. LÜBCKE

Technische Universität, Berlin-Charlottenburg (Deutschland)

Bei den ersten Geräuschmessungen mit objektiv arbeitenden Geräten mit linearem Frequenzgang wurde festgestellt, dass die beobachteten Abweichungen gegenüber subjektiven Messungen auf eine Überbewertung der tiefen Frequenzanteile zurück-

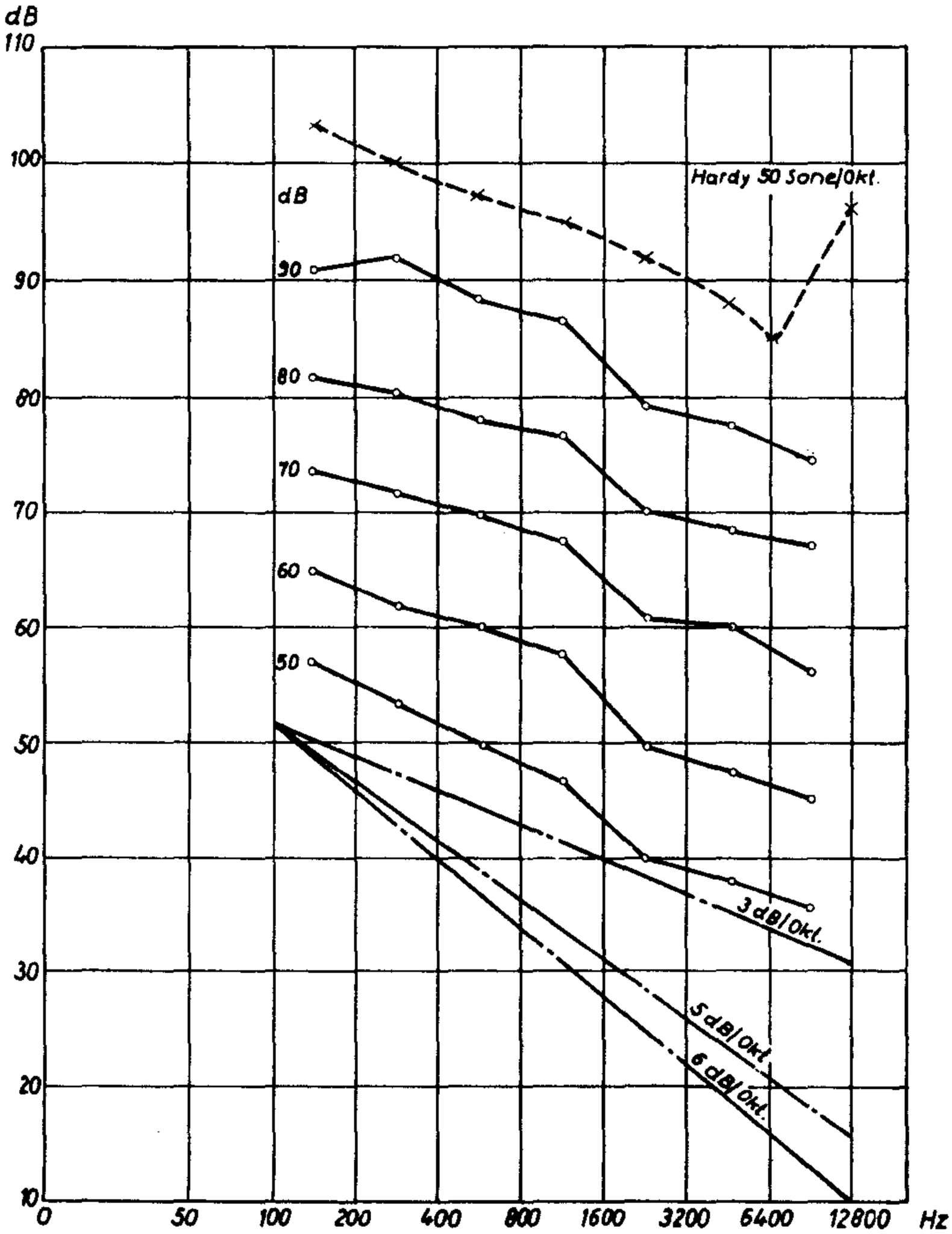


Abb. 1. Kurven gleicher Lautstärke für oktav-gefiltertes Rauschen im diffusen Schallfeld (CREMER, PLENGE UND SCHWARZE)

zuführen ist. Die daraufhin von GERDIEN, PAULI UND TREDELENBURG[1] 1929 eingeführte Frequenzbewertung folgte etwa dem Frequenzgang der Hörschwelle.

Später wurden (den Kurven gleicher Lautstärke für Töne nach FLETCHER UND MUNSON folgend) mehrere feste Frequenzbewertungen für bestimmte Intensitätsbereiche eingeführt, wie sie in den Frequenzbewertungskurven 1, 2, 3 des DIN-Lautstärkemessers oder A, B, C des Sound Level Meter genormt sind. Man besass in ihnen genormte Geräte zur Bestimmung der Lautstärke eines Geräuschpegels durch eine einzige Zahl. Bei ihrer Benutzung stellte sich besonders bei Geräuschen hoher Intensität heraus, dass das Gerät kleinere Zahlenwerte lieferte als die subjektiv durch Hörvergleich mit einem Vergleichston ermittelte Lautstärke, darüber hinaus war die Lästigkeit nicht zu erfassen.

Gleichzeitig führten sich die Verfahren der Frequenzzerlegung des Geräusches immer mehr ein, weil sie die Grundlage für Massnahmen zur Geräuschminderung bildeten. Es wurden von vielen Seiten Versuche gemacht, aus einem derartigen Schallspektrum die Lautstärke des Schallpegels zu berechnen oder graphisch zu bestimmen. Von anderen Autoren wurden die Frequenzabhängigkeiten der Gleichheit für Sprachverständlichkeit, für Lästigkeit und für Lautstärke von Oktavbandrauschen sowie der Schädigungsgrenze des Ohres bestimmt. Wie ich an anderen Stellen[2] ausgeführt habe, ergibt sich, dass für einen Frequenzbereich oberhalb 300 Hz etwa die soeben genannten Frequenzabhängigkeiten mit einer Neigung von 3 dB/Oktave im Oktav-Schalldruckpegel-Diagramm abfallen, als Beispiele die Kurven gleicher Lautstärke für oktav-gefiltertes Rauschen nach CREMER, PLENGE UND SCHWARZE (Abb. 1),

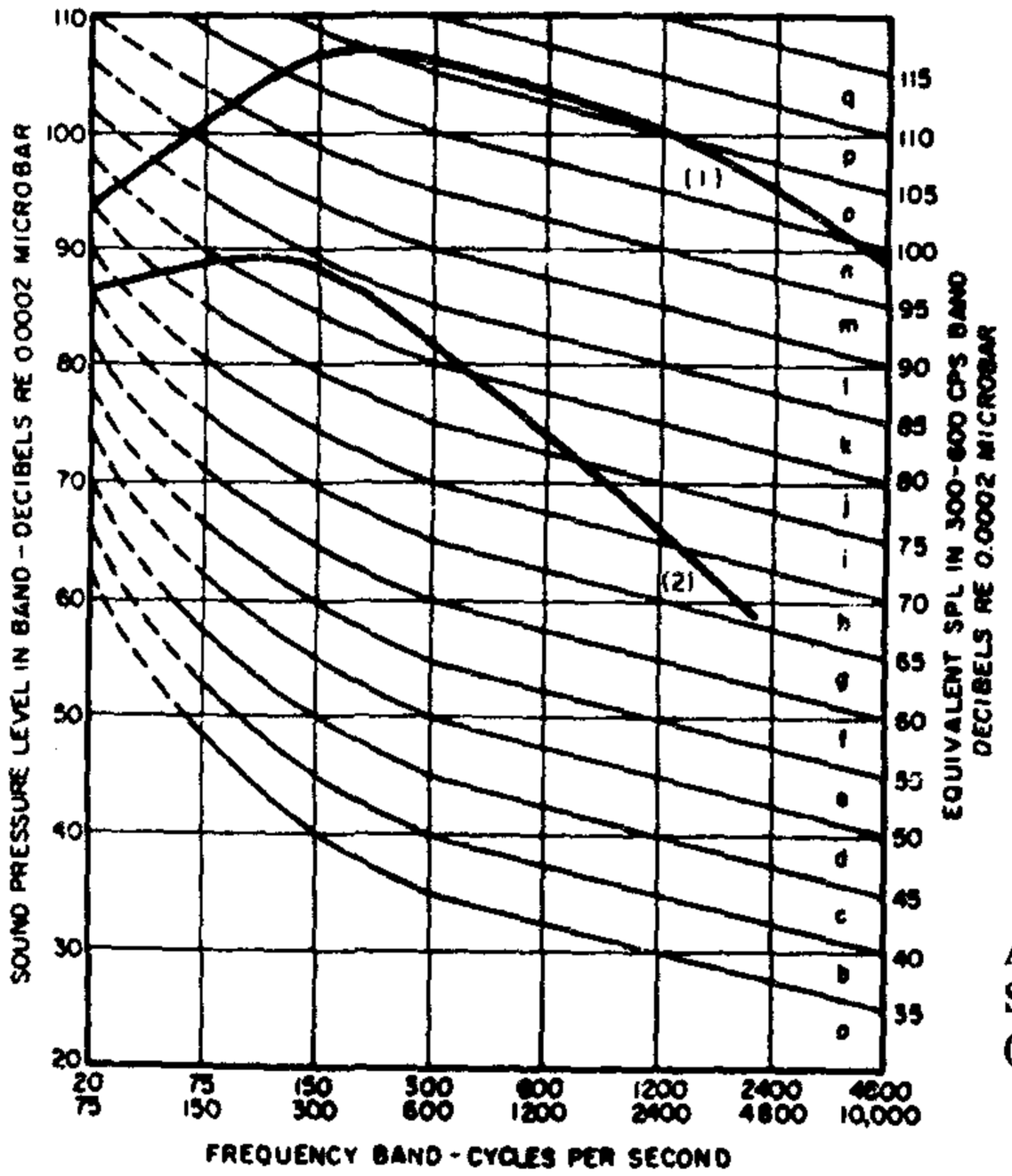


Abb. 2. Kurven gleichen äquivalenten Schalldruckes zur Geräuscheinstufung (STEVENS UND PIETRASANTA).

ausserdem der Verlauf der äquivalenten Schalldruckpegel nach STEVENS UND PIETRASANTA (Bild 2). Wir haben hier schon eine Schar von Parallelen in 5 dB Abstand oberhalb der Oktave 300/600 Hz, die mit einer Neigung von etwa 3 dB/Oktave abfallen.

Es ist jetzt die Frage, ob diese gleichbleibende Neigung für den ganzen Hörfre-

quenzbereich gilt, oder ob für tiefere Frequenzen eine andere Bewertung erforderlich ist, da es bekannt ist, dass gerade Geräuschanteile in tieferen Frequenzlagen wesentlich weniger lästig und schädlich sind als solche in höheren Frequenzlagen. Nach Messungen des Kurvenverlaufes für Oktavbandrauschen, wie sie von STEVENS UND JAHN veröffentlicht sind, dürfte für die Oktavbereiche unter 300 Hz eine Neigung von —6 dB/Oktave im Mittel einer "Kurve gleicher Belastung" des Menschen durch das Geräusch entsprechen.

So ergibt sich für die Beurteilung der Einwirkung eines Oktav-Pegel-Spektrums auf den Menschen eine Schar von geknickten Geraden in 5 dB Abstand, deren Verlauf für die Mittenfrequenzen von 63 bis 8000 Hz durch Abb. 3 festgelegt ist. Diese Vereinfachungen erscheinen mir ohne weiteres möglich und zulässig, da die bisher für tiefere Frequenzen gewählten gekrümmten Bewertungskurven sicherlich mit keiner höheren Genauigkeit die Messresultate wiedergeben als die Annäherung der gefundenen Mittelwerte durch eine Gerade.

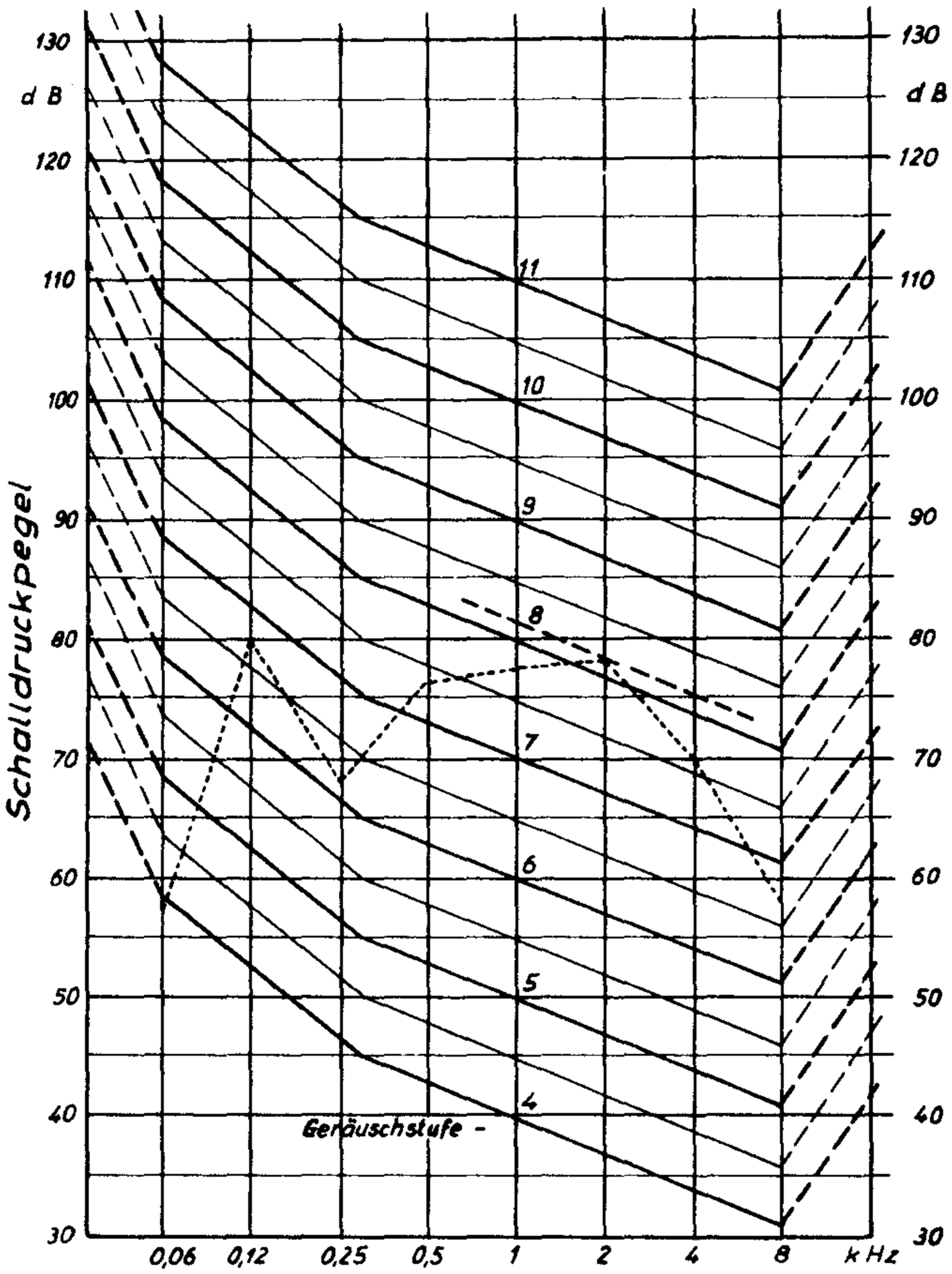


Abb. 3. Geräuschstufen im Schalldruckpegel-Oktavbandpass-Diagramm (LÜBCKE)

Diese Kurvenschar, die man als Grenzkurven, Belastungsstufen oder auch kurz als Geräuschstufen bezeichnen kann, ist durch Zahlen gekennzeichnet, die dem Schallpegel bei 1000 Hz entsprechen und zwar in Bel, um einen deutlichen Unterschied gegenüber den zahlreichen Skalen in dB und auch in phon zu erhalten.

Im Abb. 3 sind die Messwerte der Schalldruckpegel eines Geräusches für die Mittenfrequenzen der einzelnen Oktaven nach den neuen internationalen Vereinbarungen eingetragen. Die Messpunkte können dann durch einen Linienzug verbunden werden; Zwischenwerte lassen sich dabei nicht interpolieren.

Die Geräuschstufe des Geräuschspektrums ist durch die Parallele zur Kurvenschar gegeben, die den Gipfel des Spektrums tangiert. Es wird also, ähnlich wie bei dem Verfahren von S. S. STEVENS zur Berechnung der Lautheit, die Oktave mit dem grössten bewerteten Schalldruck auch am stärksten herangezogen.

In dieser Kurvenschar haben wir ein relativ einfaches und übersichtliches Verfahren, um aufgenommene Schallspektren durch einen Ein-Zahl-Wert zu kennzeichnen. Das Spektrum entspricht dabei dem Schallpegel am Ort des Mikrophons. Ein allgemeiner Störpegel ist somit leicht zu erfassen. Wenn man dagegen die von Schallquellen, Maschinen usw. ausgehenden Störungen derart bewerten und diese Zahl zur Kennzeichnung z.B. des Maschinengeräusches herausziehen will, dann muss man sicher sein, dass dieses Spektrum auch das für die betreffende Schallquelle kennzeichnende oder charakteristische Spektrum ist. Es muss also entweder das Schalleistungsspektrum oder ein ihm äquivalentes zu Grunde gelegt werden, welches sich für Vergleichszwecke durch Verabredung und Festlegungen über die Ausmessung des Schallfeldes gewinnen lässt. Diese Festlegungen müssen natürlich auch den Einfluss von Störquellen und vom Messraum beachten.

Im Abb. 3 ist der Intensitätsbereich nicht bis zur Hörschwelle herab gezeichnet, da hier der Verlauf für Oktavbandrauschen noch nicht festliegt. Man kann aber die Kurvenschar nach kleineren Pegeln hin ohne weiteres ausnutzen, wenn die bewertete Hauptintensität oberhalb von 250 Hz liegt.

Der Beurteilung eines Spektrums durch die Grenzkurven entsprechen die Geräuschstufen nur für Oktavband-Messungen. Wenn in der Praxis häufig Terzband-Messungen für Zwecke der Geräuschforschung vorgenommen werden, so sind bei der Eintragung in das Geräuschstufennetz entweder die dB-Werte der 3 Terzbänder als Effectivwerte zu mitteln, besonders wenn sie Töne enthalten, oder vereinfacht zum arithmetischen Mittelwert 4,8 bzw. 5 dB zu addieren, wenn die Geräuschanteile breitbandig sind. Man erhält so einen gut angenäherten Wert.

Damit diese objektive Beurteilung eines Oktav-Pegel-Spektrums neben den Messungen und in Ergänzung dazu mit dem DIN-Lautstärkemesser oder dem Sound Level Meter zur Geräuschbeurteilung benutzt werden kann, wird es notwendig sein, sich möglichst weitgehend international über den Kurvenverlauf zu einigen. Geschieht dieses z.B. zunächst nur in der Weise, dass für einen bestimmten Bereich der Geräuschstufen z.B. von 6 bis 10 die Kurven Parallele bilden, dann lässt sich auch ein einfacher Geräuschstufen-Anzeiger dadurch gewinnen, dass dem Mikrophon-Verstärker der Frequenzgang der Geräuschstufe gegeben wird. Beim Durchdrehen des Schalters eines Oktavbandfilters entspricht die grösste Anzeige direct der Geräuschstufe und die Schalterstellung zeigt den am stärksten wirksamen Oktavbereich an. Auf diese Weise entfällt die Aufnahme und Aufzeichnung des Gesamtspektrums und der Messaufwand geht nur wenig über den für eine Lautstärkemessung hinaus. Ich

hoffe, dass dieser Geräusch- oder Belastungs-Stufen-Messer eine für die Praxis der Geräuschbewertung wertvolle Ergänzung, vielleicht auch einen Ersatz des DIN-Lautstärkemessers darstellt.

LITERATUR

1. H. GERDIEN, H. PAULI UND F. TRENDELENBURG, *Z. tech. Physik*, 10 (1929) 374, Fig. 7.
2. E. LÜBCKE, *Frequenz*, 12 (1958) 209, dort weitere Literatur.
   E. LÜBCKE, *Nachr. tech. Fachberichte*, Elektroakustik 15 (1959) 12.
   E. LÜBCKE, *Acustica*, 9 (1959) Beiheft 1, 234.
   E. LÜBCKE, *Frequenz*, 13 (1959) 387.
   E. LÜBCKE, *VDI-Berichte*, 35 (1959) 155.

Anwendung einer Bewertungsmethode bei Massnahmen zur Lautstärkeminderung an elektrischen Maschinen kleiner Leistung

K. MÜHLEISEN
Stuttgart (Deutschland)

Es wird an Hand praktischer Beispiele gezeigt, dass die bekannten Messhilfsmittel und die entsprechende Auswertung der Messergebnisse sichere Beurteilungsgrundlagen für das Geräuschverhalten einer elektrischen Maschine kleiner Leistung liefern, die den Ansatz von Massnahmen zur Lautstärkeminderung rechtfertigen.

Das Geräusch setzt sich wie bekannt aus vier Ursachen zusammen:

a. Magnetischer Kreis
b. Lagerung
c. Belüftung
d. Kommutator bei Kommutatormaschinen.

Eine Aufspaltung des gesamten Maschinengeräusches nach diesen Ursachen ergibt den Geräuschaufbau. Diese Aufspaltung erfolgt zweckmässig durch Aufnahme und Auswertung eines Amplitudenspektrums feiner Struktur.

Abb. 1 zeigt ein derartiges Spektrum einer DASM ohne Belüftung. Die effektive Filterbreite des Suchton-Analysators betrug 10 Hz. Die Registrierung erfolgte mit einem Pegelschreiber. Das Spektrum wurde in einem schallgedämpften Raum aufgenom-

men bei einem Mikrofonabstand von etwa 80 cm zur Maschinenmitte, senkrecht zur Maschinenachse. Die Nennleistung der Maschine beträgt 1 kW.

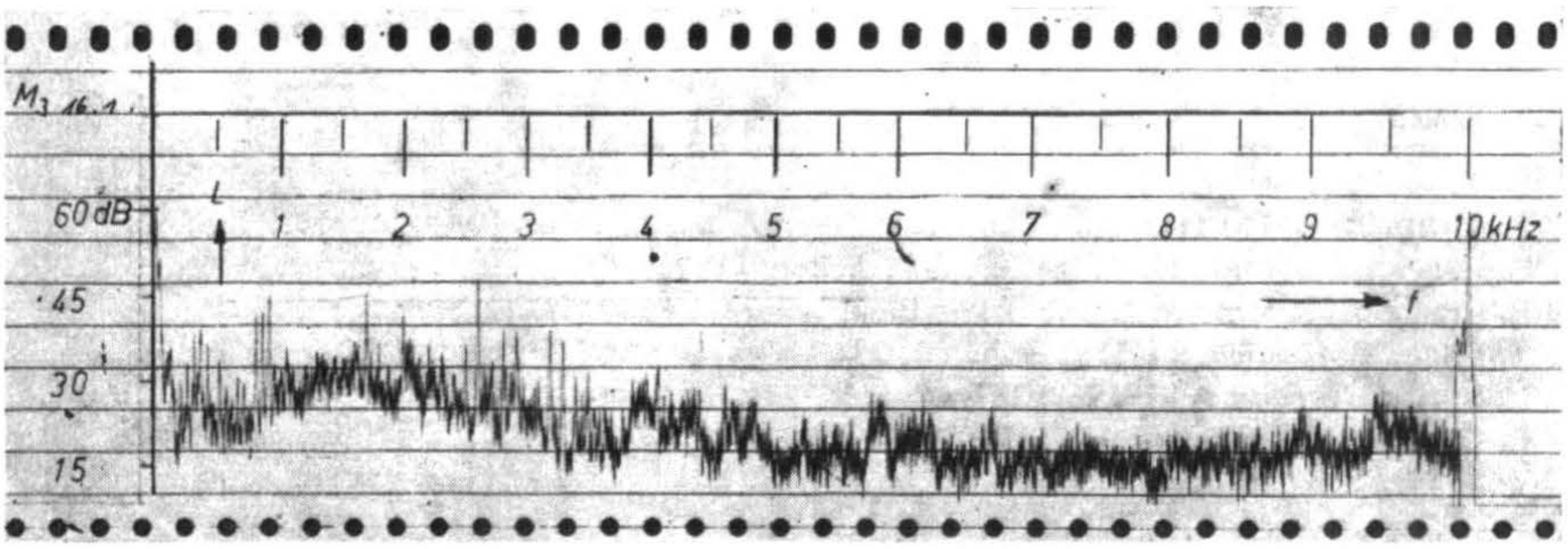


Abb. 1. Amplitudenspektrum einer 2-poligen DASM, Leerlauf, ohne Belüftung. Effektive Filterbreite 10 Hz.

Bei der Suchtonanalyse lassen Töne durch ihre Frequenzlage sehr oft auf die Ursachen schliessen[1, 2, 3]. Töne erscheinen dabei als Spitzen. Infolge des Versuchsaufbaues sind in Abb. 1 lediglich zwei Geräuschursachen wirksam, der magnetische Kreis der Maschine und ihre Lagerung. Das elektromagnetische Geräusch erzeugt die Spitzen entsprechend seinem Aufbau, das Lagergeräusch das breitbandige Rauschen. Beide Geräuschursachen sind somit einfach zu trennen.

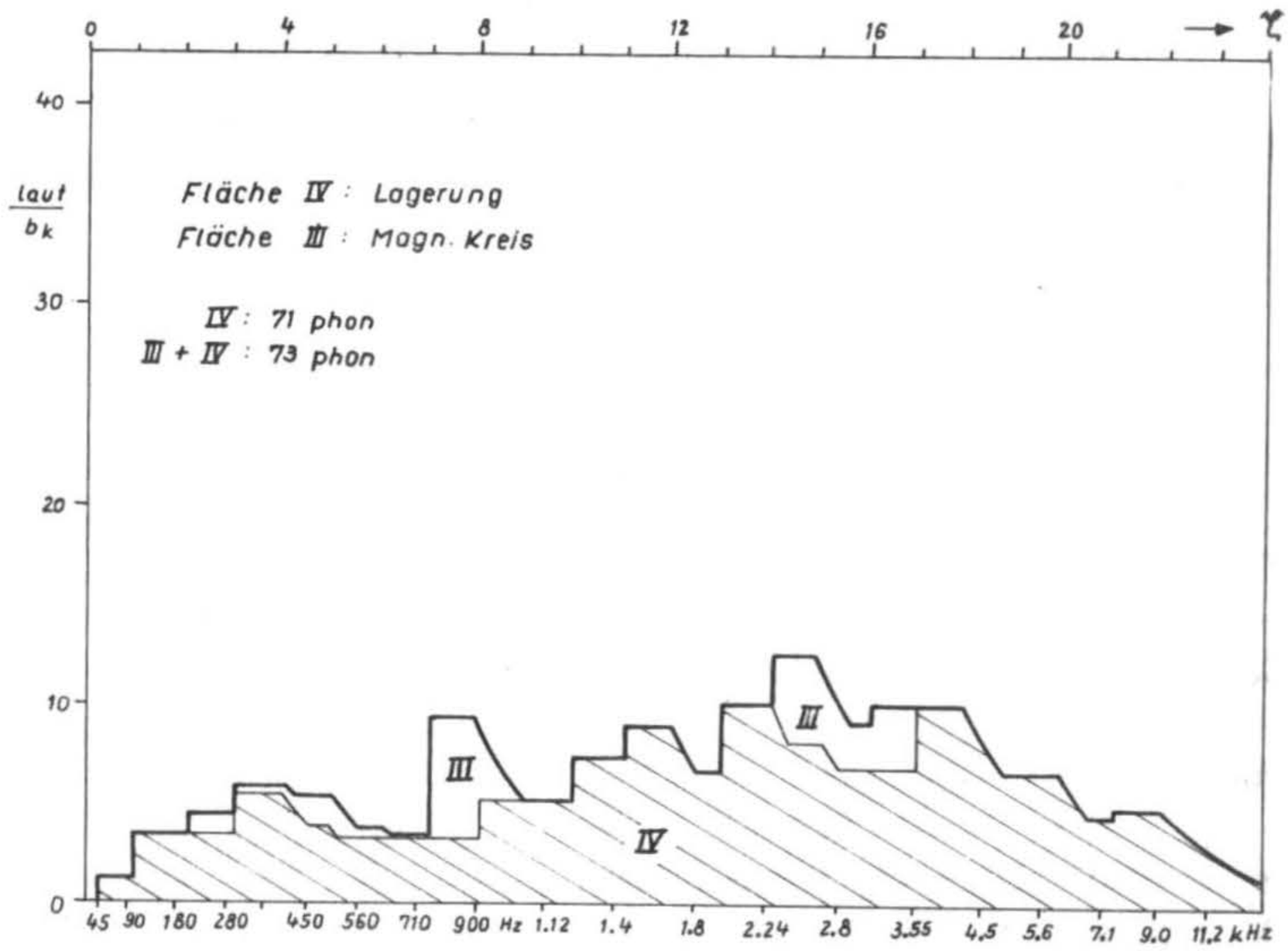


Abb. 2. Lautheitsaufbau einer 2-poligen DASM, Leerlauf, ohne Belüftung.

Damit wir zu einer direkten Aussage über die Zusammensetzung des Geräusches bezüglich der Lautheit gelangen, ist das Spektrum in Abb. 1 lautheitsmässig zu bewerten.

Dies erfolgte in Abb 2 nach dem Terz-Pegel-Diagramm von ZWICKER[4]. Fläche IV entspricht dabei dem Rauschen, Fläche III den Spitzen im Amplitudenspektrum. Deshalb können wir Fläche IV dem Lagergeräusch und Fläche III dem elektromagnetischen Geräusch zuordnen. Die Auswertung des Lautheitsspektrums ergibt für das Lagergeräusch eine Lautstärke von 71 phon, für das Lagergeräusch und elektromagnetische Geräusch zusammen 73 phon. Wir stellen dabei fest, dass z.B. eine gezielte Massnahme am magnetischen Kreis der Maschine bei unverändertem Lagergeräusch zu einer Lautstärkeminderung von nur 2 phon führen kann. Will man einen grösseren Rückgang der Lautstärke erzwingen, so zeigt Abb. 2, dass neben einer Verbesserung des magnetischen Kreises die Lagerung ebenfalls weitgehend verbessert werden muss.

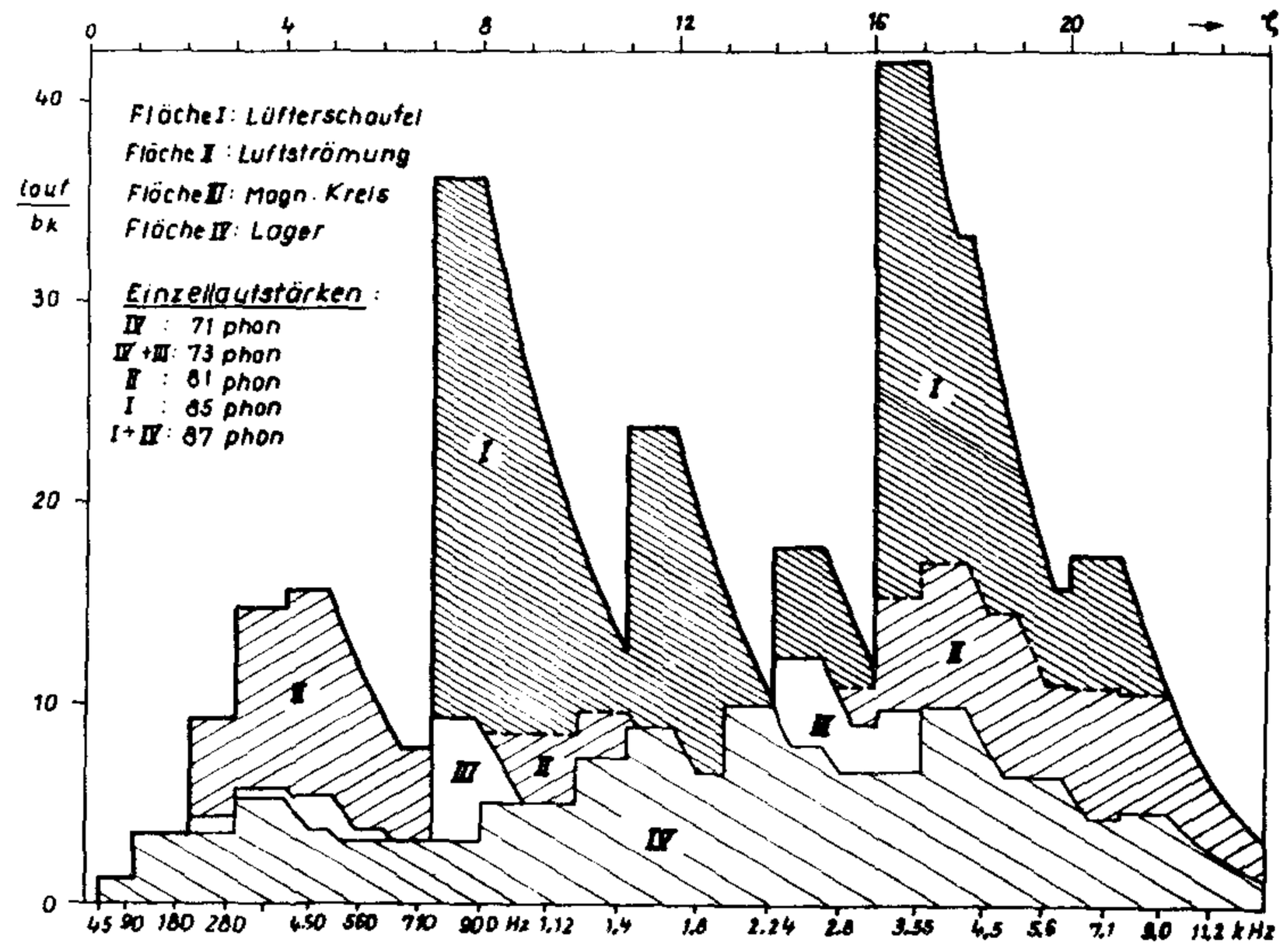


Abb. 3. Lautheitsaufbau einer 2-poligen DASM, Leerlauf, mit Belüftung.

Abb. 3 beschreibt den Geräuschaufbau der kompletten Versuchsmaschine, d.h. zum Lagergeräusch und elektromagnetischen Geräusch tritt hier das Geräusch der Luftströmung und der Lüfterschaufeln hinzu. Fläche IV und Fläche III sind aus dem vorhergehenden Bild entnommen. Fläche II enthält die Lautheitsanteile der Luftströmung, die aus dem Lagergeräusch und elektromagnetischen Geräusch herausragen. Entsprechend zeigt Fläche I die Lautheitsanteile des Lüfterschaufelklanges. Das Gesamtgeräusch wird durch die stark umrandete Fläche angegeben. Diese entspricht einer Gesamtlautstärke von 87 phon. Ein Beobachter hört nach Abb. 3 im unteren Frequenzbezirk schwaches Lagerrauschen, ab etwa 180 Hz setzt Luftrauschen ein, dessen Maximum bei etwa 450 Hz liegt, und ab 800 Hz wird das Geräuschbild ausschliesslich durch den Lüfterschaufelklang bestimmt. Dieser Geräuschaufbau bietet uns sofort die Reihenfolge an, nach der die einzelnen Verbesserungen an der Maschine sinnvoll anzusetzen sind. Zuerst ist der Lüfterschaufelklang einzudämmen, wobei ein maximaler Erfolg von 6 phon erwartet werden kann. Die zweite Verbesserung wäre an der Luftströmung anzusetzen, und erst bei zufriedenstellender Lösung dieser Auf-

gaben wäre eine Änderung am magnetischen Kreis und der Lagerung wirksam. Wählt man eine andere Reihenfolge der Verbesserungen, so werden die Bemühungen zuerst keinen spürbaren Einfluss auf die Gesamtlautstärke bringen.

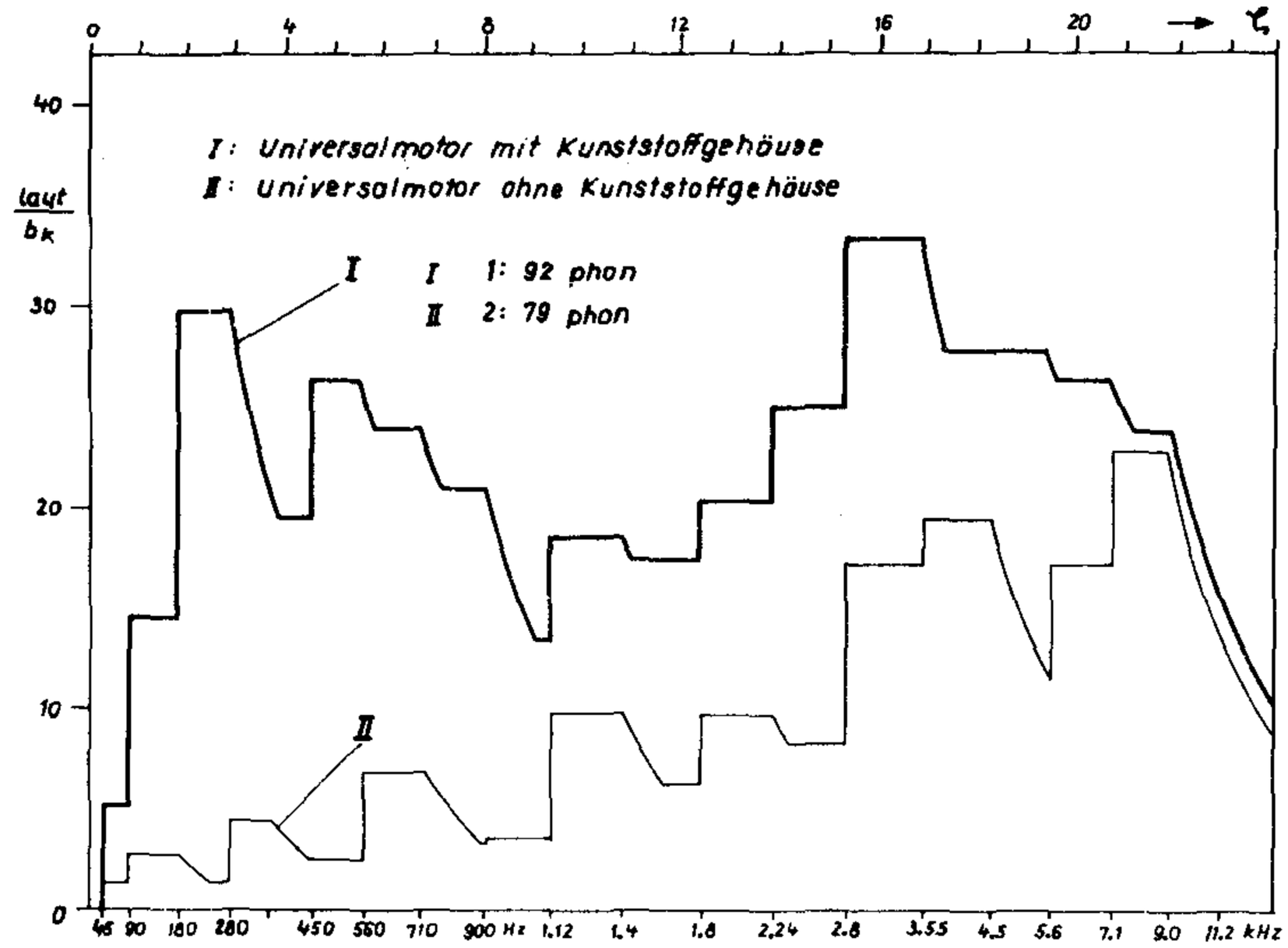


Abb. 4. Lautheitsbild eines Universalmotors, Leerlauf, 15.000 U/Min., mit und ohne Kunststoffgehäuse.

In Abb. 4 werden zwei Geräusche einer Universalmaschine bei zwei verschiedenen Versuchsanordnungen gegenübergestellt. Beide Geräusche sind bezüglich der Lautstärke und ihres Aufbaues nahezu völlig verschieden. Lediglich ab etwa 7 kHz ist ihr Aufbau gleichwertig. Die Geräusche wurden auf Tonband aufgenommen und vorgeführt. Das Ergebnis der Vorführung bestätigte die Angaben des Lautheitsspektrums. Es zeigte aber auch, dass bei elektrischen Maschinen kleiner Leistung die Bewertung des Geräusches nach den Schallanteilen hoher Frequenz nicht immer zur allgemeinen Beschreibung ausreicht.

Wir erkennen an den Beispielen, dass über die beschriebenen Beurteilungsgrundlagen Einsicht in den Geräuschaufbau entsprechend der Empfindung des Ohres gewonnen werden kann. Planung einer gezielten Entwicklung und Abschätzung der erreichbaren Erfolge bezüglich der Gesamtlautstärke ermöglichen den Ansatz einer systematischen Lautstärkeminderung.

LITERATUR

1. H. JORDAN, *Der geräuscharme Elektromotor*, Girardet Verlag, Essen, 1950.
2. W. HOLLE UND E. LÜBCKE, *Luftfahrtforschung*, 17 (1940) 56.
3. G. LOHMANN, *Konstruktion*, 5 (1953) 38, 85.
4. E. ZWICKER, *Frequenz*, 13 (1959) 234.

Lautheitsbewertung bei taubstummen Kindern

M. KWIEK

Institut für Akustik und Schwingungstheorie der Mickiewicz-Universität, Posen, (Polen).

Alle Messungen wurden mittels Bildung von Lautheitssprüngen gleicher subjektiver Grösse durchgeführt[1]. Diese Methode gibt schnell und zuverlässig eine Lautheitsbewertungskurve, die für den normalen Beobachter gleich der gemittelten Robinsonschen Phon–Sone-Kurve ist, natürlich in einer anderen Normierung, da bei dieser Bewertung der erste Sprung eine für den Beobachter willkürliche Einheit der Lautstärke bildet. Die vollkommene Äquivalenz der Methode der Lautheitssprünge und der Fraktionierung wurde im Jahre 1957 von FAZANOWICZ und Mitarbeitern[2] bewiesen.

Es ist bequem die Lautstärkeeinheit so zu normieren, dass die Schmerzgrenze etwa

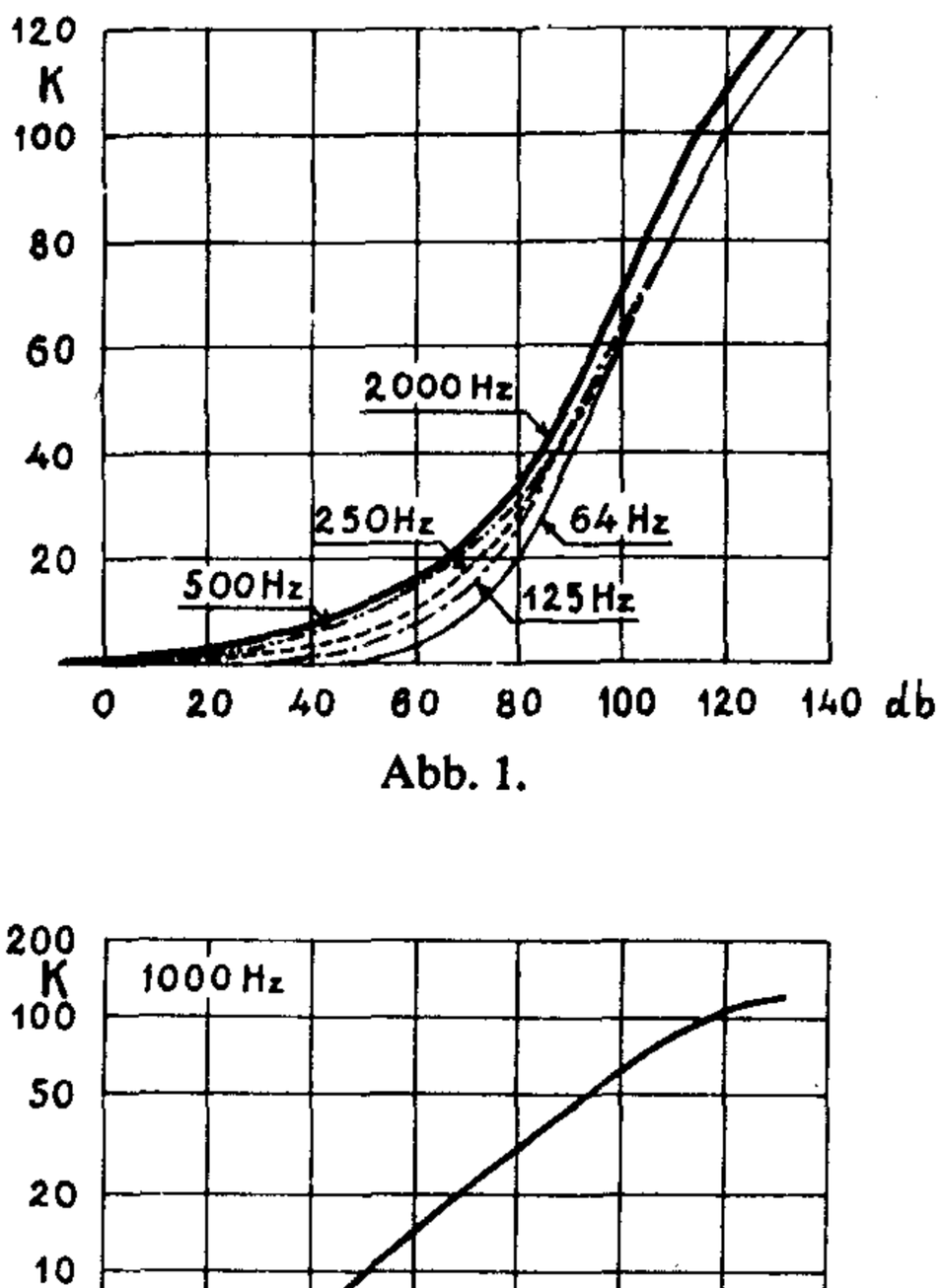


Abb. 1.

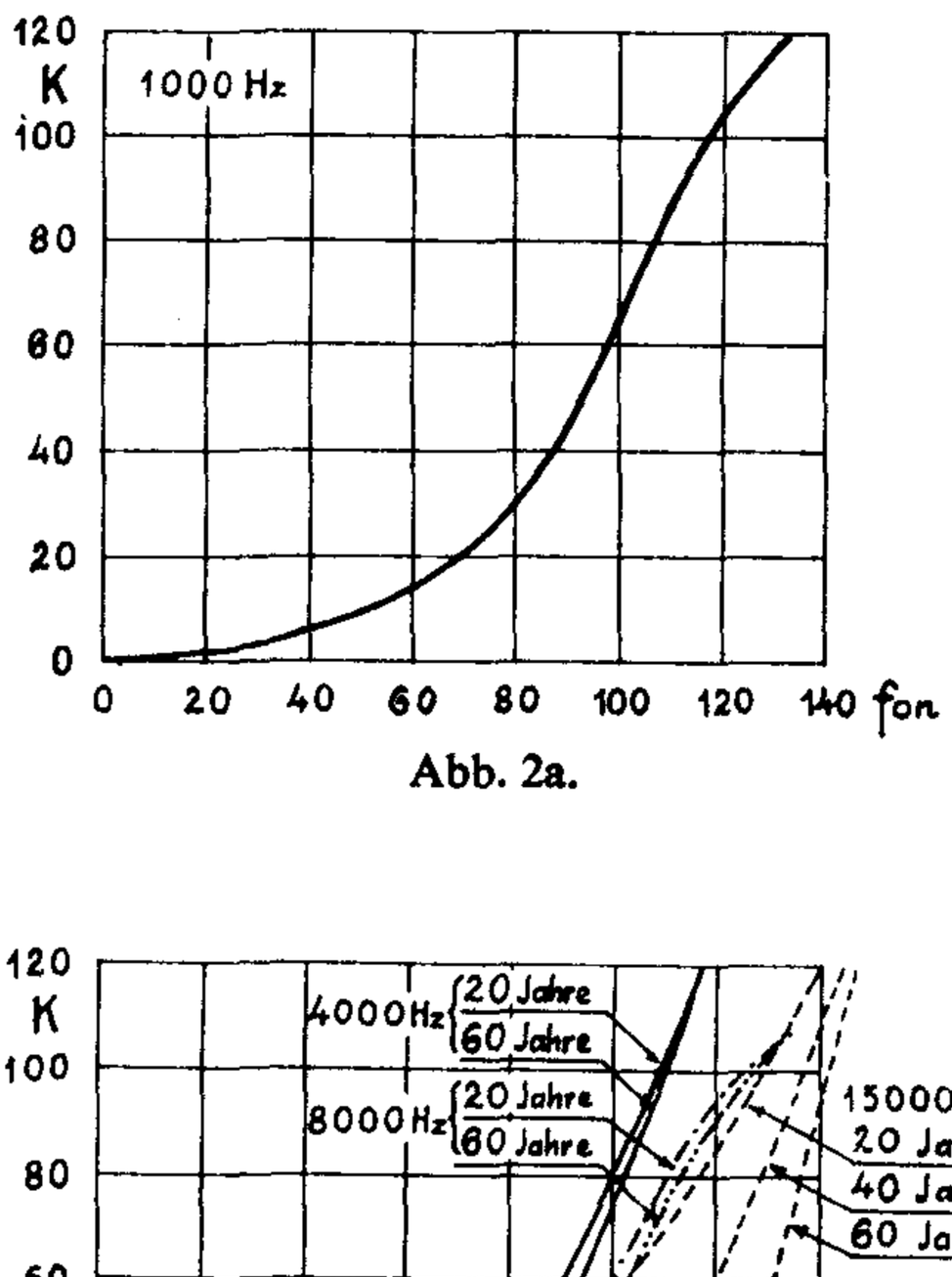


Abb. 2a.

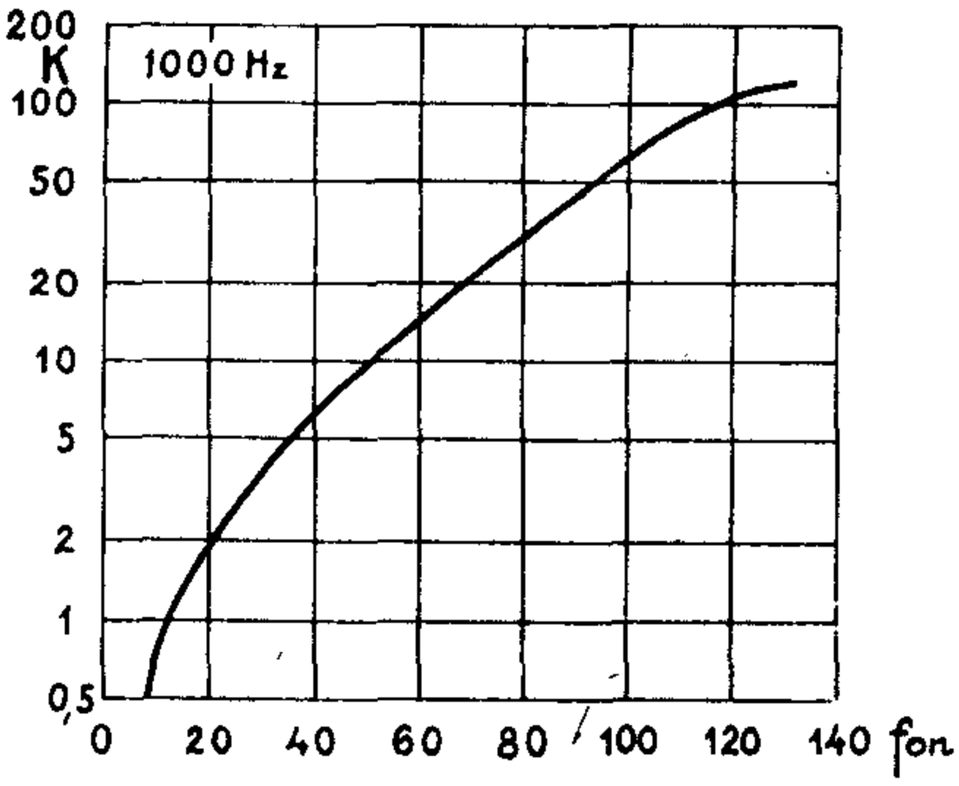


Abb. 2b.

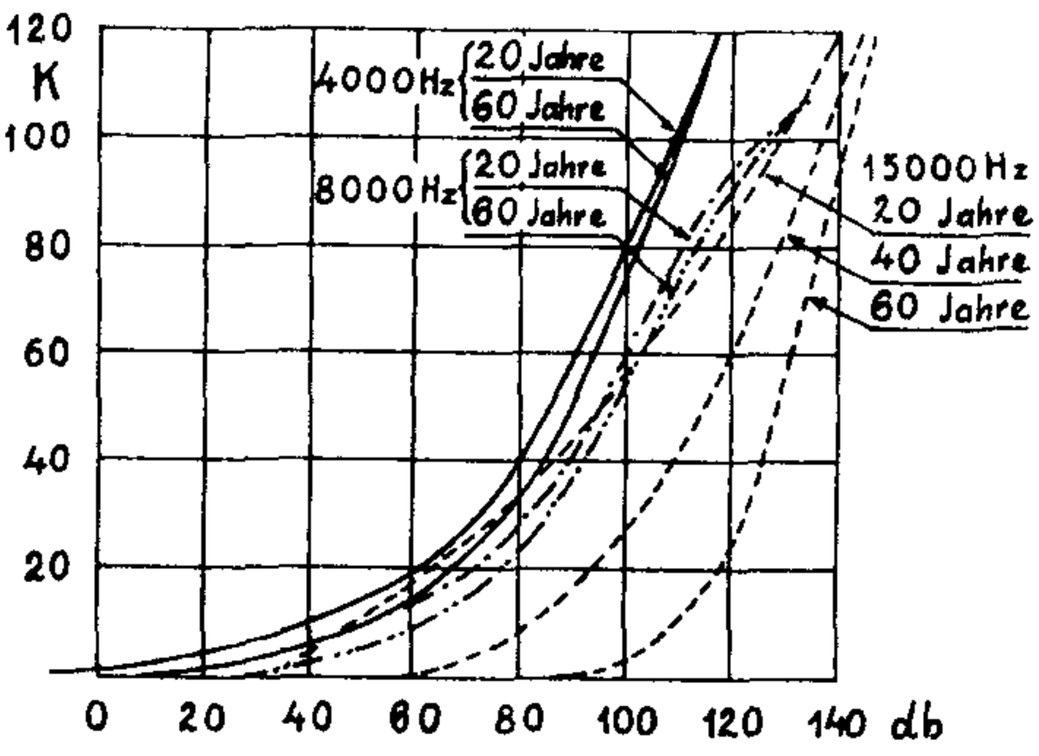


Abb. 3.

die Zahl 120 bekommt. Eine solche Einheit nennen wir Kalandyk, zu Ehren meines Lehrers Prof. ST. KALANDYK, der vor dem Kriege in Polen Professor der medizinischen Physik war und sich in Polen als erster mit physiologischer Akustik beschäftigte. Ausserdem ist es sehr bequem, für die Lautheit–Lautstärke-Kurven nicht doppeltlogarithmische, sondern linear-logarithmische Massstäbe zu benutzen.
Die Abbildungen 1–3 stellen die Lautheitsbewertung, d.h. die Kalandyk-Dezibel-Kurven für die Frequenzen 64 Hz–15 kHz für normale Beobachter nach den Messungen in unserem Institute dar.

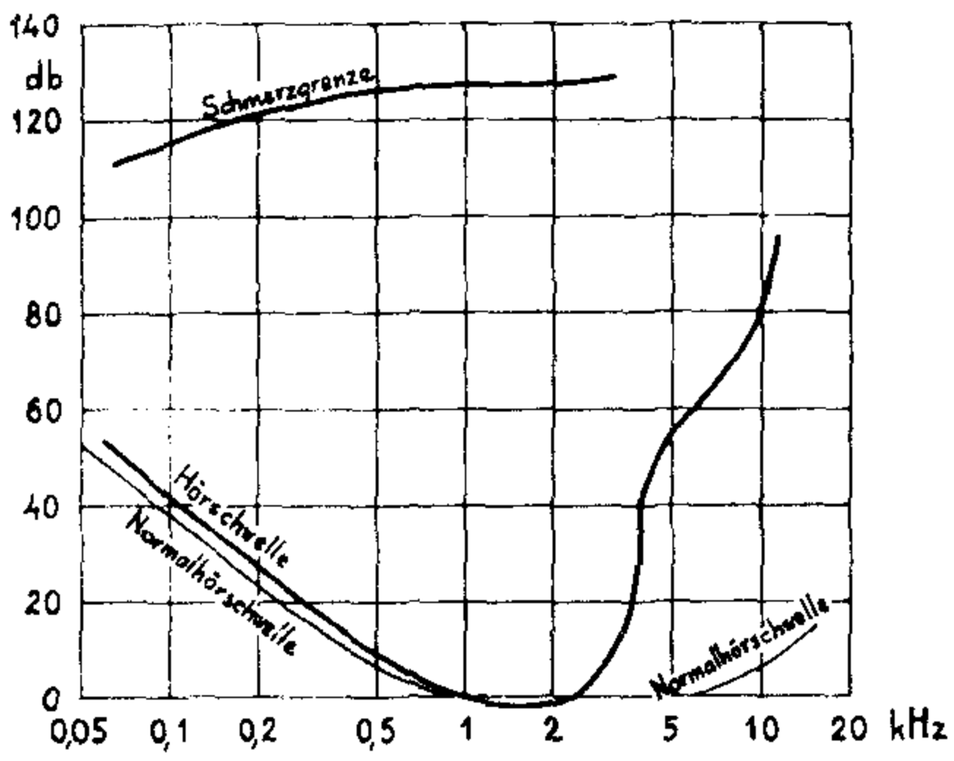


Abb. 4.

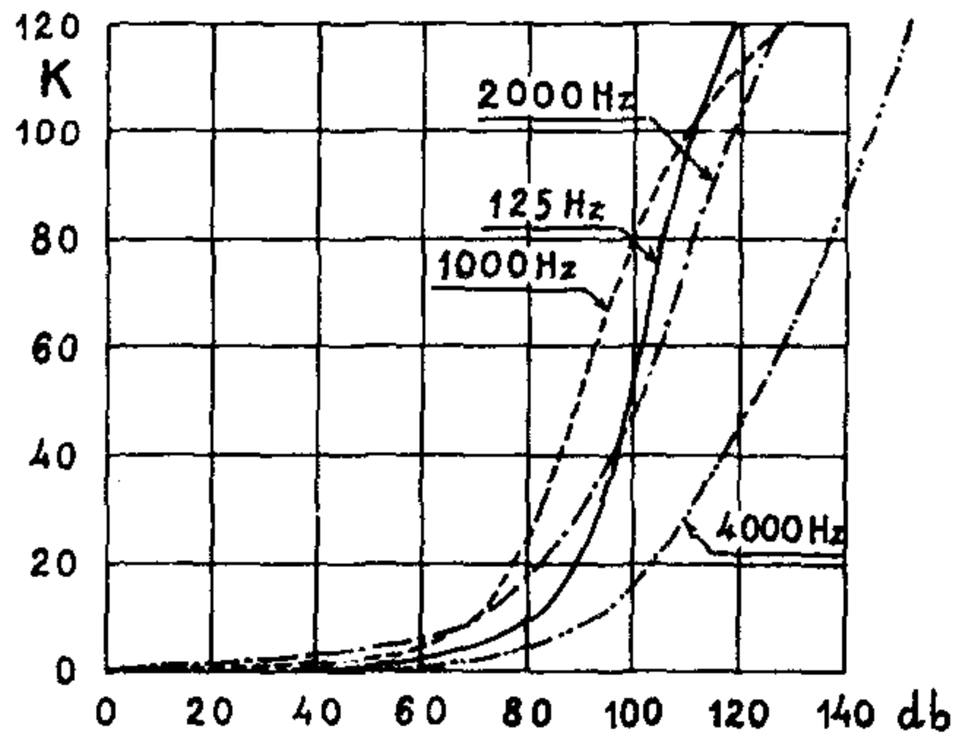


Abb. 5.

Eine schwerhörige Person kann eine normale Hörschwelle besitzen und die Schwerhörigkeit entsteht nur durch eine zu tiefe Lautheitsbewertung. Bei solchen Personen (Abb. 4–5) hilft eine lineare Schallverstärkung sehr wenig, wenn die obere Hälfte der Lautheitskurve normal ist. In diesem Falle soll der Hörapparat nur die kleinen, zu tief bewerteten Schallstärken anheben, und die grossen unverändert lassen.

Noch deutlicher ist die Veränderung der Lautheitsbewertung bei taubstummen Kindern, die Hörreste besitzen. Zwei typische Fälle möchte ich erörtern.

Fall P.K., Mädchen, 14 Jahre alt, Schülerin einer Spezialschule. Es ist hochintelligent und konnte bereits nach zwei Sitzungen die Lautheitssprünge einwandfrei und reproduzierbar wiedergeben. Die Taubstummheit des Mädchen gilt als angeboren. Seine Lehrer haben jedoch im linken Ohr geringe Hörreste beobachtet, die aber unbenutzt bleiben.

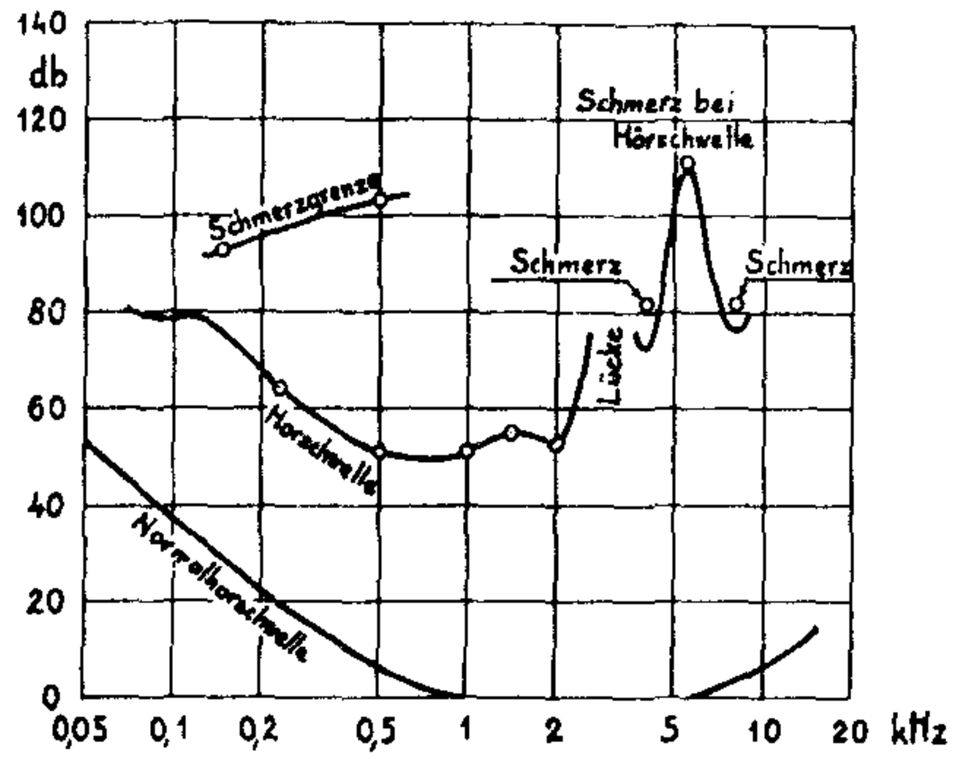


Abb. 6.

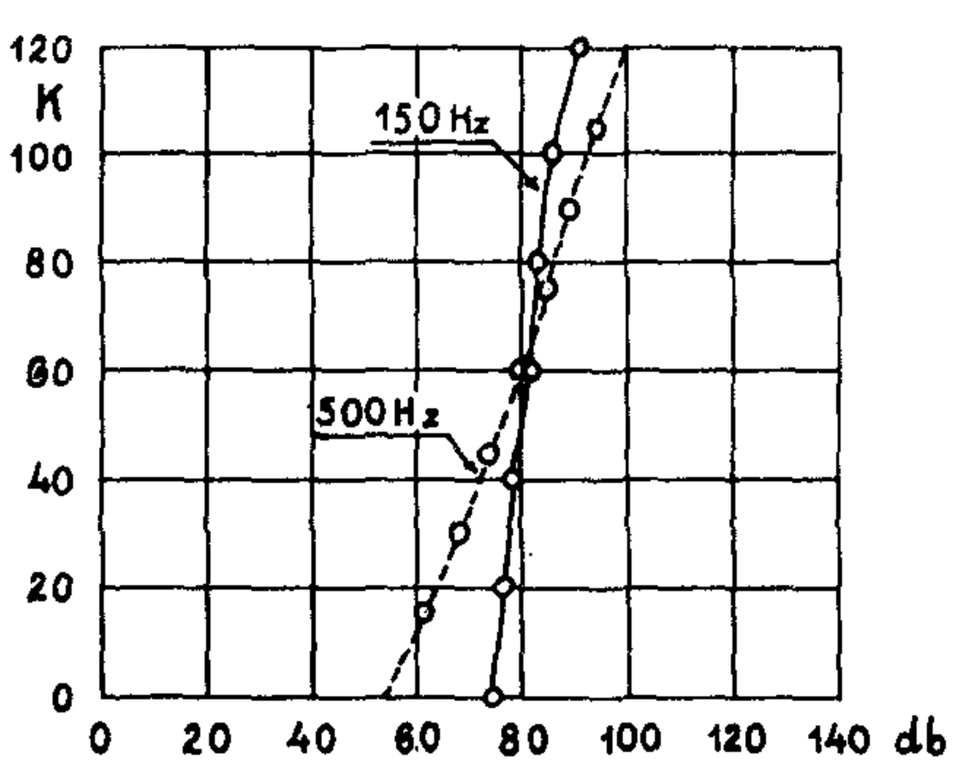


Abb. 7.

Die Abb. 6 stellt die Hörschwelle und Schmerzgrenze dar. Bei etwa 3 kHz liegt eine volkommene Lücke, über 4 kHz aber empfindet das Kind sofort bei geringem Überschreiten der Hörschwelle einen Schmerz. Man bemerkt für tiefere Frequenzen einen gewissen Dynamikbereich. Die Abbildung 7 zeigt den Verlauf der Lautheitsbewertung für 150 und 500 Hz. Man erkennt den wesentlichen Unterschied gegenuber dem normalen Verlauf: es tritt nicht nur eine Verschiebung der Hörschwelle nach oben und der Schmerzgrenze nach unten auf, sondern die Kurve steigt unmittelbar über der Hörschwelle steil an.

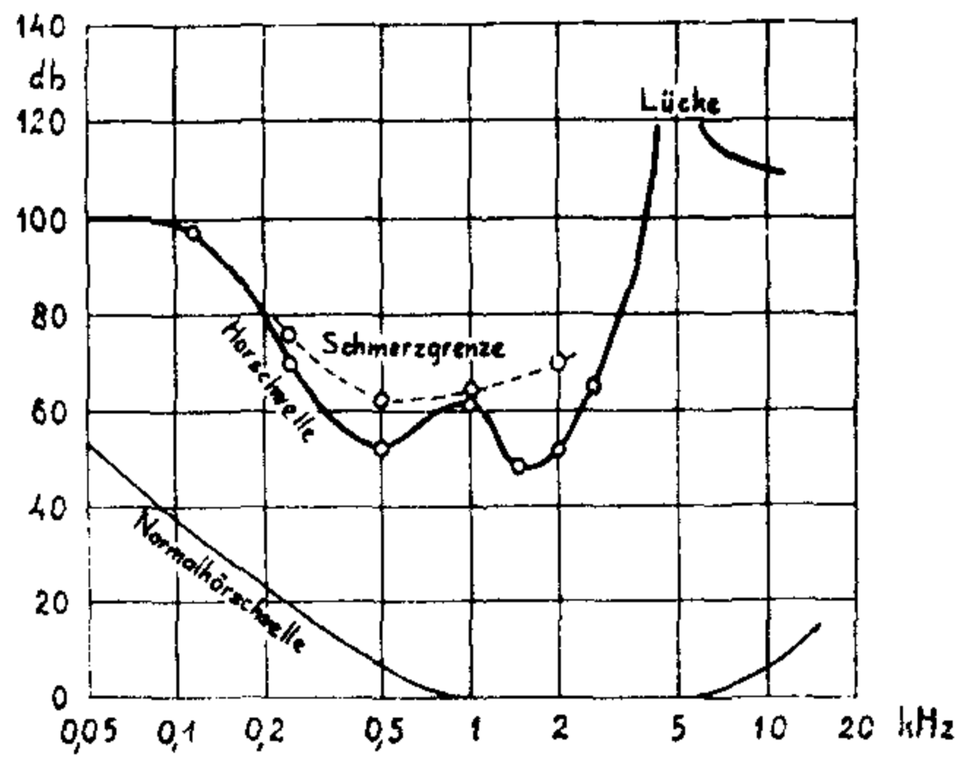


Abb. 8.

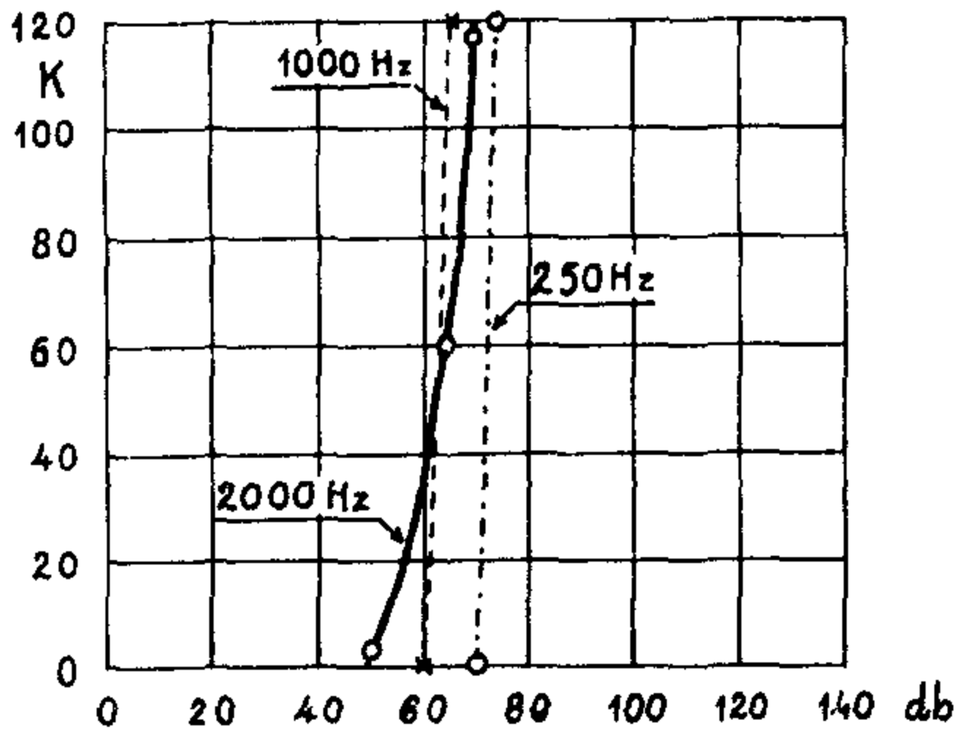


Abb. 9.

Der zweite Fall, H.G., auch ein Schulmädchen, von 13 Jahren, aber nicht so intelligent, zeigt für das linke Ohr die Schmerzgrenze sehr nah an der Hörschwelle die ausserdem um etwa 60 dB nach oben verschoben ist (Abb. 8). Das rechte Ohr hat keine Hörreste. Man versuchte für 2 kHz eine Lautheitsbewertung durchzuführen, die natürlich sehr unsicher ausfiel (Abb. 9).

Es ist möglich mit einem Kompressionsverstärker den Schall der Sprache so umwandeln, dass die Amplituden der spektralen Komponenten zwischen der pathologischen Hörschwelle und der Schmerzgrenze fallen. Dieser Verstärker ist auch bei den beiden Mädchen versucht worden. Das erste Mädchen vertrug die Sprache ohne Schmerzempfindung, aber verstand den Sinn der Sprache nicht. Das zweite fühlte zwar Schmerz, verstand aber leichte arithmetische Aufgaben. Wahrscheinlich litt es nicht mehr als im täglichen Leben, wo die Geräusche von über 60 dB spektraler Amplitude häufig vorkommen.

Solche Kompressionsversuche wurden auch mit dem schwerhörigen Beobachter E.K. und der Beobachterin A.Z. durchgeführt, die ihr Gehör infolge Scharlach beidohrig fast verloren hatten. Es stellte sich heraus, dass auch in dem Falle A.Z. eine 60%-ige Sprachverständigung möglich ist. Sie erfolgt durch eine Kompression, die für 3 Frequenzen (200 Hz, 600 Hz, und 2 kHz) die Steilheit der pathologischen Lautheitskurve in die Mittelsteilheit der normalen Lautheitskurve umwandelt. Der Frequenzgang des Verstärkers entspricht dabei nicht der Hörschwelle, sondern dem bei mittleren Schallstärken, z.B. 60 dB.

Es ist nicht schwer, von drei Lautheitsbewertungskurven den Frequenzgang und den Kompressionsgrad zu bestimmen (Abb. 10). *A* ist die Verstarkung in dB für den Schallpegel von 60 dB, *B* der komprimierte Pegelzuwachs für 40 dB Schallpegelvergrösserung.

In vielen Fällen kann eine solche frequenzabhängige Kompression, die heute in tragbaren Hörapparaten nicht verwendet wird, den Unterricht der Taubstummen sehr fördern. In Taubstummenschulen benutzt man eine nicht tragbare Apparatur in den Klassen für die Kinder mit Hörresten. Solche Verstärker kann man individuell abstimmen. Ausserdem wäre es wünschenswert, tragbare Hörapparate mit frequenzabhängiger Kompression zu bauen, nicht nur für die Taubstummen mit Hörresten, sondern auch für viele Schwerhörige.

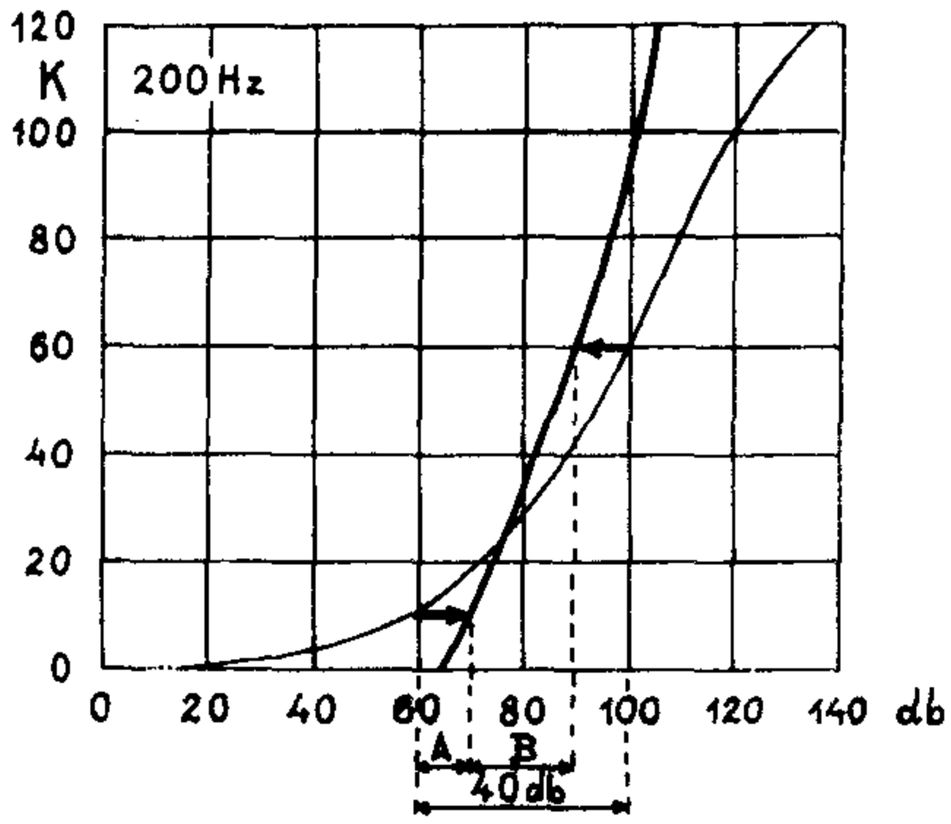


Abb. 10a.

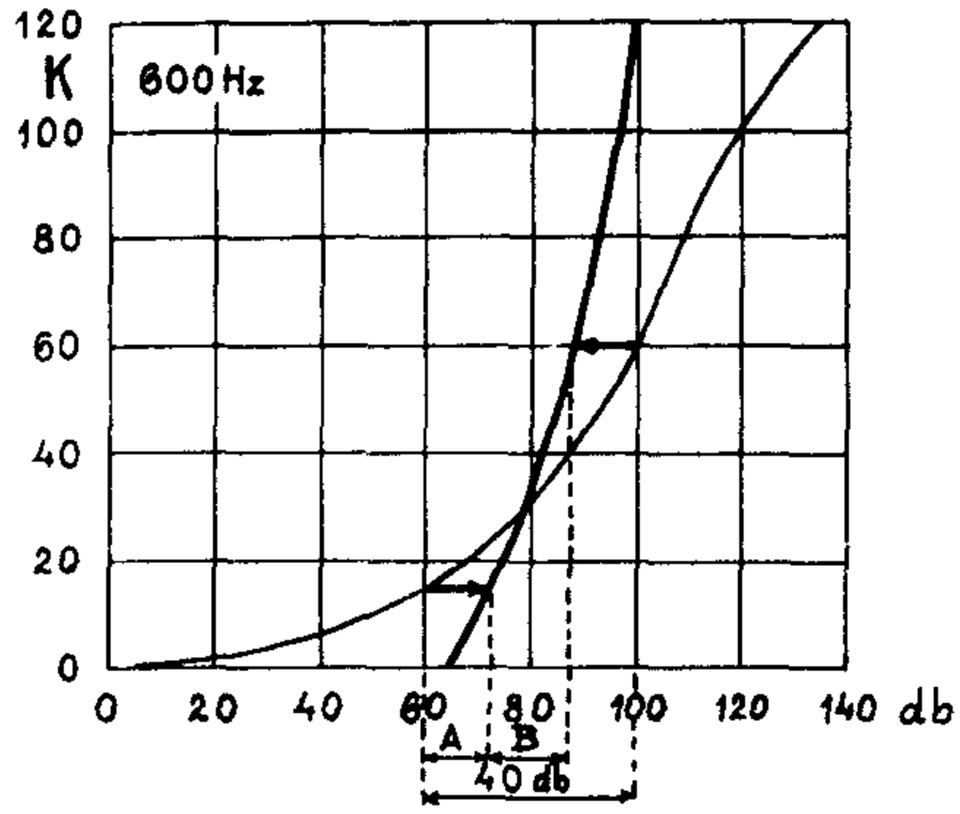


Abb. 10b.

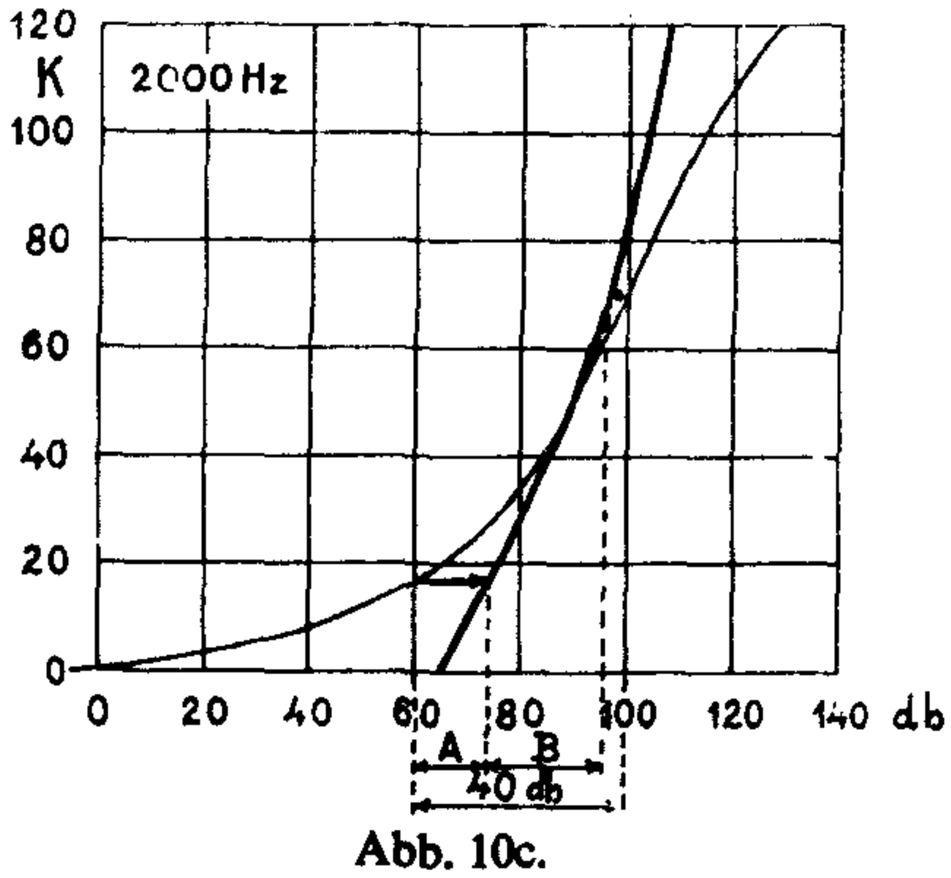


Abb. 10c.

Die Arbeit wurde durchgeführt mit Unterstützung des Komitees für Forschungen über den Einfluss der Schwingungen auf Lebewesen an der Polnischer Akademie der Wissenschaften.

LITERATUR

1. M. KWIEK, *Poznań. Towarz. Przyjaciół Nauk*, 6 (1950) 133 (polnisch mit französischer Zusammenfassung).
   W. R. GARNER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 26 (1954) 73.
   R. CHOCHOLLE, *Année. psychol.*, 59 (1959) 198.
2. J. FAZANOWICZ, J. GRZESIK, A. LEPKOWSKI, K. SZYMCZYK UND B. TURCZYNSKI, *Prace 5.O.S.A.* 1958. Vorgetragen auf der Akustischen Konferenz in Moskau im Februar 1957.

Section 3
SPEECH

3. Abschnitt
SPRACHE

Section 3
LA PAROLE

Regelungsvorgänge beim Sprechen und Hören

K. KÜPFMÜLLER

Institut für allgemeine Nachrichtentechnik der Technischen Hochschule, Darmstadt (Deutschland

Es ist bekannt, dass jede Tätigkeit des Menschen in vielfältiger Weise durch Steuerungs- und Regelungsvorgänge gekennzeichnet ist. Die Kenntnisse über diese Vorgänge befinden sich allerdings noch in einem Stadium erster Anfänge. Es handelt sich um Vorgänge, die im wesentlichen im Zentralnervensystem verlaufen. Dieses ist aber der unmittelbaren Beobachtung und Untersuchung nur äusserst schwer zugänglich wegen der unvorstellbaren Feinheit seiner Struktur. Ein gewisser Einblick in die Vorgänge kann daher gegenwärtig meist nur indirekt durch Rückschlüsse aus den Beobachtungen des äusseren Ablaufes erhalten werden. Dieser Weg hat besonders in neuerer Zeit zu verschiedenen Erkenntnissen über die "biologische Regelung" geführt[1]. Im folgenden soll kurz betrachtet werden, was über die Vorgänge beim Sprechen und Hören in dieser Hinsicht ausgesagt werden kann. Dazu ist es zweckmässig, einiges über die benützten Begriffe und Zusammenhänge vorauszuschicken.

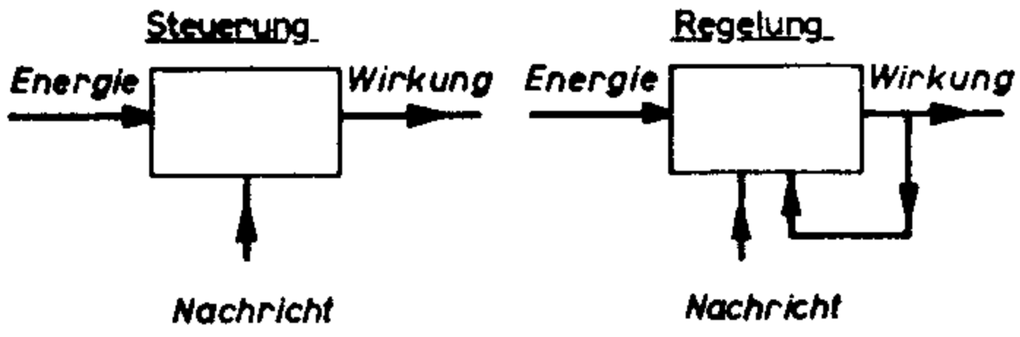


Abb. 1. Prinzip von Steuerung und Regelung.

Abb. 1 soll die Begriffe Steuerung und Regelung erläutern. Steuerung kann man allgemein als die Einwirkung einer Nachricht auf einen Energiefluss definieren. Der Energiefluss kann beliebige Energieformen und Energieumwandlungen enthalten. Z.B. kann chemische, in Stoffen gespeicherte Energie im Organismus in mechanische Leistung oder in Wärme umgewandelt werden. Die steuernden Nachrichten können im Organismus aus vielerlei Quellen herrühren, aus Speichern oder aus den Wahrnehmungen der Sinnesorgane[2]. Als Träger der Nachrichten dienen elektrische Impulse in den Nervenbahnen oder chemisch wirksame Stoffe in den Blutbahnen. Die zeitliche Folge der steuernden Nachricht ist durch ein festliegendes "Programm" bestimmt. Das Resultat der Steuerung ist irgendeine Wirkung, z.B. eine Muskelbewegung.

Bei der Regelung handelt es sich im Prinzip um den gleichen Vorgang der Steuerung, wobei aber zusätzlich eine Nachricht über die erzielte Wirkung auf den Vorgang zurückwirkt. Dadurch entsteht das bekannte Bild des geschlossenen Regelkreises, und es entstehen eigentümliche Folgen, die dem ganzen Geschehen den Eindruck einer gewissen Autonomie verleihen. Die Zielstrebigkeit der Organismen beruht mindestens zu einem Teil auf solchen Regelvorgängen.

Eine sehr wichtige Eigenschaft der Regelkreise im Organismus ist es, dass eine merkliche Zeitspanne verstreicht bis eine Änderung der Wirkung einen steuernden Eingriff auslösen kann. Der Regelkreis ist mit Laufzeit behaftet. Zu dieser Laufzeit trägt zunächst die endliche Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Signale in den Nervenbahnen bei, die etwa zwischen 1 m/Sek. und 100 m/Sek. liegt. Man muss aber annehmen, dass ein wesentlicher Teil der Laufzeit durch die Zeit bedingt ist, die zur Informationsverarbeitung im Regelkreis dient, nämlich zur Ableitung der erforderlichen Steuerimpulse aus den im Zentralnervensystem einlaufenden und gespeicherten Nachrichten, sowie zum Vergleich zwischen Soll- und Istwerten. Für Regelsysteme mit Laufzeit im Regelkreis gelten nun bestimmte Gesetzmässigkeiten, und diese erlauben es, in manchen Fällen gewisse Rückschlüsse auf die Vorgänge im Organismus zu ziehen.

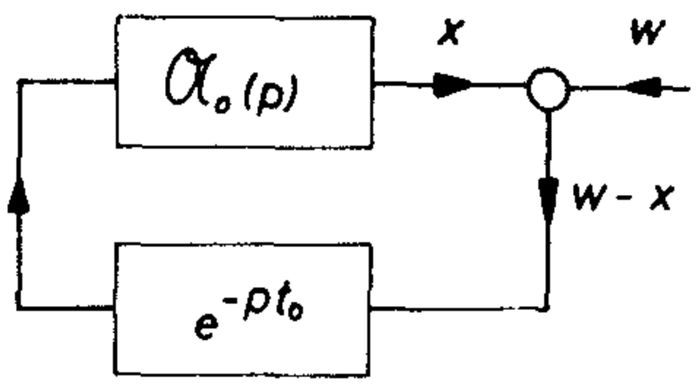


Abb. 2. Allgemeines Regelsystem mit Laufzeit.

Abb. 2 zeigt das allgemeine Schema eines Regelsystems mit Laufzeit. x ist die Regelgrösse, w der Sollwert oder die Führungsgrösse. Die Differenz $w - x$ zwischen dem Sollwert und dem Istwert wirkt (verzögert um die Laufzeit t_0) auf die Regelgrösse x im regelnden Sinn zurück. $\mathfrak{A}_0(p)$ mit $p = j\omega$ stellt einen allgemeinen Übertragungsfaktor dar.

Hier ist nun die Frage interessant, ob es eine bestimmte Bemessung dieses Faktors $\mathfrak{A}_0$ gibt, bei der sich das System am raschesten nach einer Störung wieder auf seinen Sollwert einstellt.

Die von verschiedenen Seiten durchgeführten Arbeiten zur Klärung dieser Frage haben folgendes ergeben[3]. Theoretisch lässt sich durch eine besondere Ausgestaltung des Regelkreises die Einstellzeit bis auf die Laufzeit t_0 verkürzen. Dies ist die untere erreichbare Grenze. Ein solches Regelsystem ist aber sehr anfällig gegen geringe Veränderungen der Bauelemente; insbesondere wird es instabil, wenn sich die Laufzeit t_0 etwas verändert. Damit scheiden solche Regelsysteme hier aus. Verlangt man, dass das System unempfindlich gegen Veränderungen der Laufzeit sein soll, dann lassen

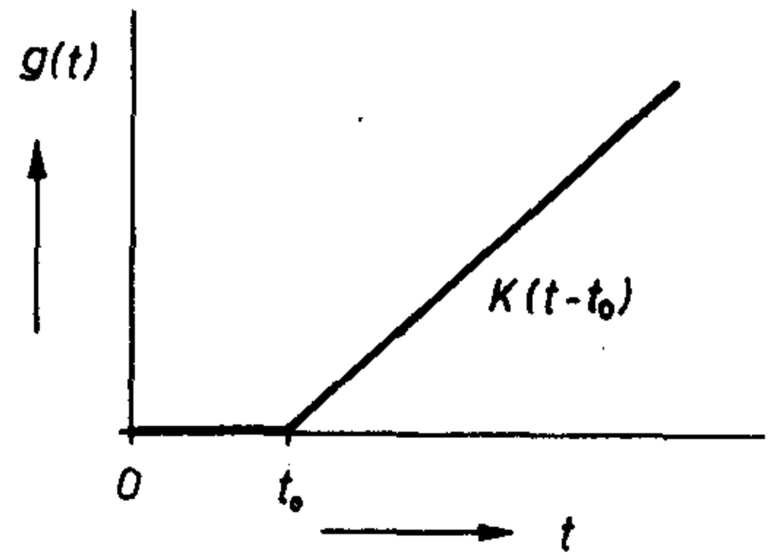


Abb. 3. Ideales Integralregelsystem, Übergangsfunktion des offenen Regelkreises.

sich die kürzesten Einstellzeiten erzielen, wenn der Regelkreis ein sogenanntes Proportional-Integral-Verhalten zeigt, wenn also die Übergangsfunktion des offenen Regelkreises aus einem Sprung mit einem anschliessenden linearen Anstieg gebildet wird.

Bei einem solchen Regelsystem enthalten aber auch Regelvorgänge Sprünge. Schliesst man hier auch solche sprunghaften Änderungen aus, dann ergibt sich das sogenannte "ideale Integralregelsystem", das die rascheste Einstellung des Regelkreises ermöglicht.

Beim idealen Integralregelsystem ist

$$\mathfrak{A}_0 = \frac{K}{p} \tag{1}$$

mit der Konstanten K, und die Übergangsfunktion des aufgeschnittenen Regelkreises hat den in Abb. 3 gezeigten Verlauf.

Die Konstante K bildet ein Mass für die Verstärkung im Regelkreis. Von der Wahl dieser Verstärkung hängt der Verlauf des Regelvorganges nach einem Sprung der Führungsgrösse wesentlich ab. Ist die Verstärkung sehr gering, so stellt sich der Endzustand ebenfalls nur langsam ein. Wird die Verstärkung zu gross gemacht, dann schiesst die Regelung über den Endwert hinaus; es ergeben sich entweder langsam abklingende Pendelungen, so dass es ebenfalls wieder sehr lange dauert bis der Endwert erreicht ist, oder das System wird instabil. Dieses letztere tritt bei

$$K > \frac{1{,}57}{t_0}$$

ein. Daher ergibt sich bei einem ganz bestimmten Wert von K die raschest mögliche Einstellung. Dieser Wert liegt in der Umgebung von

$$K = \frac{0{,}45}{t_0} \tag{2}$$

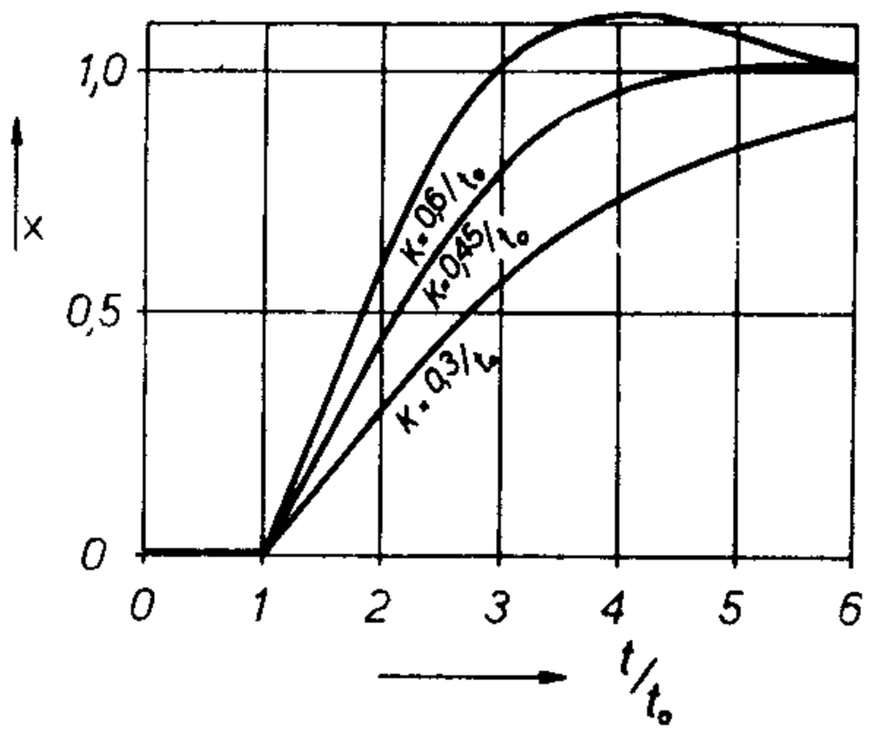


Abb. 4. Verlauf der Regelgrösse x beim idealen Integralregelsystem mit verschiedenem Verstärkungsgrad.

Abb. 4 zeigt für einige Werte von K den Verlauf der Regelgrösse x. Sowohl mit $K = 0{,}6/t_0$ als auch mit $K = 0{,}3/t_0$ dauert die Einstellung länger als bei dem Wert $K = 0{,}45/t_0$. Im letzteren Fall wird der neue Endwert mit einen Fehler von $\pm 1\%$ nach einer Zeit erreicht, die rund 5 mal so gross ist wie die Laufzeit t_0. Dies ist also die kürzeste Einstellzeit, wenn eine solche Genauigkeit (1% Fehler) verlangt wird. Bei geringeren Anforderungen an die Genauigkeit im Endwert wird die Einstellzeit etwas kürzer; immer ist sie aber durch einen bestimmten Zahlenfaktor (etwa 3 . . . 5) mit der Laufzeit t_0 verknüpft.

Aus dem Verlauf des raschesten Regelvorganges kann die Laufzeit t_0 ermittelt werden, wenn sie nicht direkt der Messung zugänglich ist. Ein einfaches Verfahren, das für eine Abschätzung geeignet ist, ist in Abb. 5 gezeigt. 50% und 80% des Endwertes werden nach 1,15 t_0 bzw 2,0 t_0 erreicht. Durch Ablesen dieser Zeiten aus der gemessenen

Kurve kann t_0 ermittelt werden; gleichzeitig ergibt sich so eine Kontrolle, ob die gemessene Kurve hinreichend mit der günstigsten Regelungskurve übereinstimmt. Das Verfahren kann übrigens dadurch verfeinert werden, dass der Quotient der beiden Werte zur Bestimmung von K benützt wird.

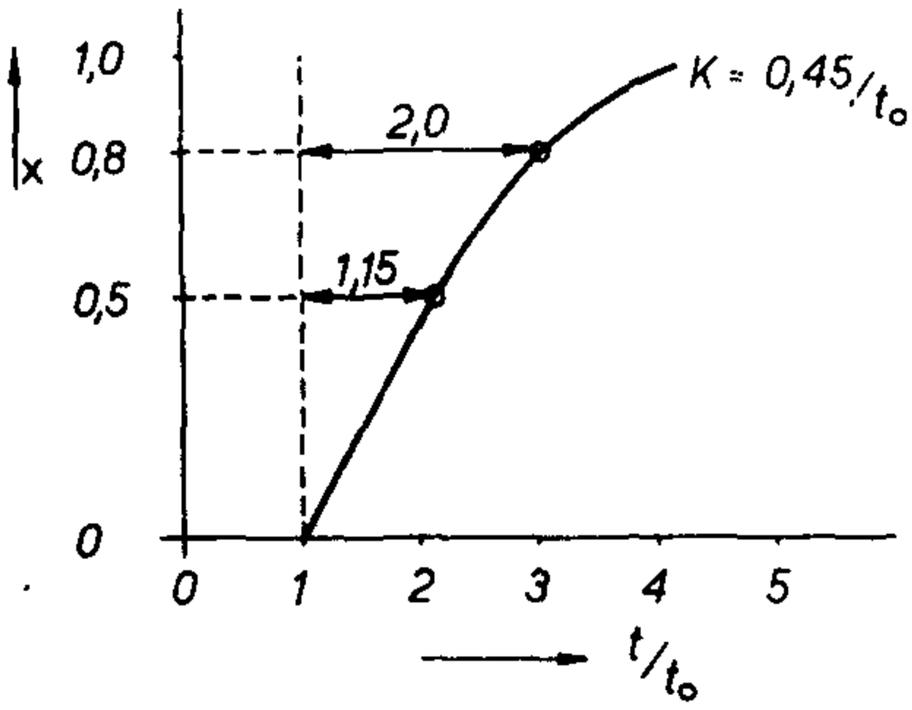


Abb. 5. Optimale Einstellung des idealen Integralregelsystems bei 1% Überschwingen.

Fassen wir das Wesentliche dieser Theorie der Regelungsvorgänge mit Laufzeit zusammen, so sind folgende Feststellungen wichtig:

1. Das Regelsystem wird instabil, wenn die Verstärkung einen gewissen durch die Laufzeit bestimmten Wert überschreitet. Für ein stabiles Verhalten des Regelsystems ist es notwendig, dass die Verstärkung unter diesem Grenzwert bleibt.
2. Bei einer ganz bestimmten Verstärkung, die nur von der Laufzeit t_0 abhängt, wird der Verlauf des Regelvorganges am günstigsten; der Endzustand nach einer plötzlichen Störung wird am raschesten erreicht. Die Einstellzeit nach einer solchen Änderung ist in diesem Fall ein bestimmtes Vielfaches der Laufzeit t_0 im Regelkreis. Wird also die Laufzeit grösser, dann muss bei gleich günstigem Verlauf des Vorganges auch die Einstellzeit im gleichen Verhältnis grösser werden.
3. Aus dem Verlauf des raschesten Regelvorganges kann auf die Laufzeit t_0 des Regelkreises geschlossen werden.

HÖREN UND ERKENNEN

Wenn wir einen Schall wahrnehmen, dann sind wir im allgemeinen bestrebt, den Kopf in die Richtung zu drehen, aus der der Schall kommt, um besser zu hören oder um hinzusehen. Die Kopfdrehung stellt einen Regelvorgang dar, der die Medianebene des Kopfes in Übereinstimmung mit der Einfallsrichtung des Schalles zu bringen sucht. Die als Richtungshören bezeichnete Fähigkeit unseres Gehörorgans gibt uns die Abweichungen zwischen dem Sollwert und dem Istwert des Bewegungsvorganges an. Dies gilt auch bei einmaligen sehr kurzen Schallereignissen. Bei einem solchen kurzen Schall liefert nämlich das Richtungshören ein Abbild der Einfallsrichtung des Schalles. Dieses Bild bleibt auch beim Drehen des Kopfes im Raum ziemlich genau erhalten in Folge einer selbsttätig im Gehirn vor sich gehenden Rückdrehung (Koordinatentransformation), ahnlich wie beim optischen Bild des Raumes[4]. Daher kann auch bei einem einmaligen kurzen Schall die Drehbewegung des Kopfes als Regelvorgang aufgefasst werden, bei dem die Kopfstellung mit dem räumlich ungefähr feststehenden Abbild der räumlichen Zielrichtung verglichen wird.

Im Prinzip handelt es sich um einen ähnlichen Vorgang, wie wir ihn bei allen gezielten Bewegungen finden. Z.B. ergeben sich bei der Aufgabe, die Spitze eines Bleistiftes so schnell wie möglich von einem Punkt zu einem zweiten Punkt zu bringen, Weg-Zeit-Kurven von der im Abb. 6 dargestellten Art[5].

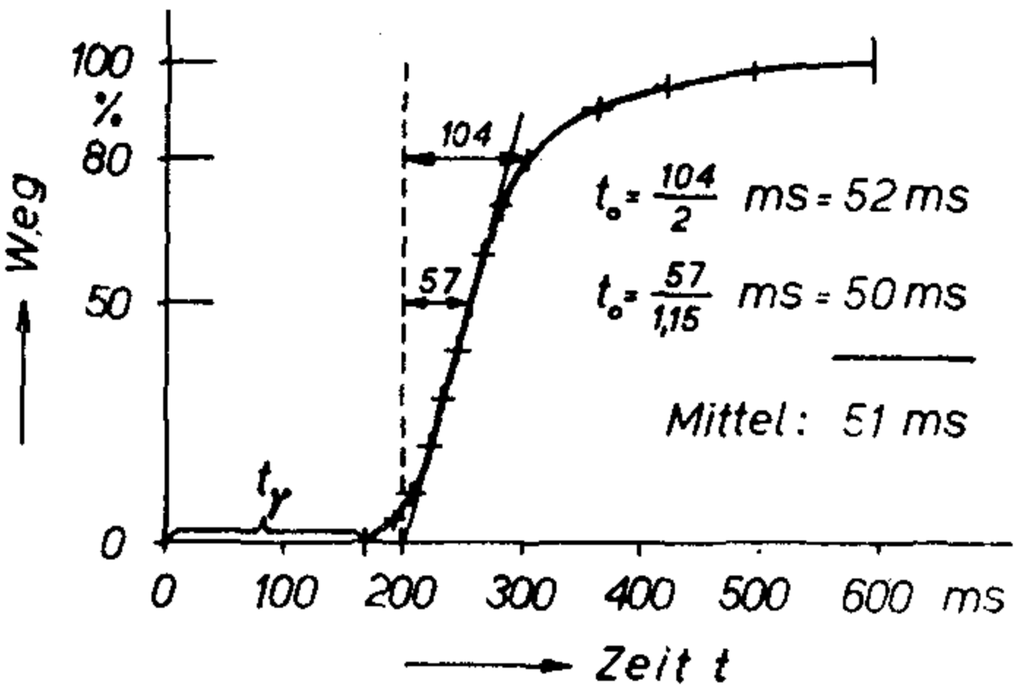


Abb. 6. Beispiel einer gezielten Handbewegung: Ermittlung der inneren Laufzeit.

In dem mit $t = 0$ bezeichneten Zeitpunkt wurde ein kurzes akustisches Signal gegeben. Die Handbewegung beginnt im Zeitpunit $t_r = 170$ mSek. Dies ist die sogenannte Reaktionszeit.

Gegenüber dem Verlauf des idealen Regelvorganges erscheint die Kurve am Anfang infolge der Trägheit der bewegten Massen abgerundet. Der Mensch sucht durch Übung den idealen Verlauf zu erreichen. Dazu muss die Wirkung verzögernder Massen oder anderer Hemmungen kompensiert werden durch entsprechende Zeitfunktionen der Kräfte. Aus den 50%- und 80%-Punkten der Regelungskurve folgt als Laufzeit des Regelkreises $t_0 = 51$ mSek. Die gezeigte Kurve stellt den aus zehn Einzelmessungen erhaltenen mittleren Verlauf für eine Versuchsperson dar. Als Mittelwert bei einer grösseren Zahl von Versuchspersonen hat sich ungefähr $t_0 = 50$ mSek. ergeben.

Diese Zeit ist viel kürzer als die Reaktionszeit t_r. Sie muss als Laufzeit eines "inneren Regelkreises" angesehen werden. Wir vergleichen unbewusst das Bild des Zieles mit der durch die Fühlorgane in unseren Muskeln zurückgemeldeten Handstellung. Die relativ kurze Laufzeit dieses inneren Regelkreises ermöglicht es, dass gezielte Bewegungen rascher ausgeführt werden können als es auf dem Regelkreis möglich wäre, der das Auge mit seiner relativ langen Reaktionszeit enthält.

An dieser Stelle sei kurz betrachtet, unter welchen Bedingungen es gerechtfertigt ist, einen solchen Bewegungsvorgang als einen Regelvorgang anzusehen. Im Prinzip wäre es denkbar, dass die Handbewegung auf Grund einer im Gehirn vorbereiteten Steuerung verläuft, die willkürlich ausgewählt und ausgelöst werden kann; es würde sich dann also um eine Programmsteuerung der Bewegung handeln. Hinweise für die Auffassung als Regelvorgang geben nun die folgende drei Punkte:

1. *Der anatomische Befund.* In den Muskelfasern befinden sich Organe, die beim Bewegen der Muskeln angeregt werden und von denen aufsteigende Nervenbahnen ausgehen[6]; sie messen die Muskellänge und die Muskelkraft. Die Fühlorgane wirken zum Teil über kurze "Reflexbögen" auf gegenläufige Muskeln ein; dadurch wird eine Dämpfung und eine Gegenkopplung der Bewegung verursacht. Zum Teil führen die von den Fühlorganen ausgehenden Nervenbahnen aber in höhere Zentren, so dass die Voraussetzung zur Bildung von Regelkreisen gegeben ist.

2. *Die Ökonomie.* Eine Programmsteuerung würde eine ungeheuer grosse Zahl von vorbereiteten Mustern für alle denkbaren und möglichen Vorgänge erfordern. Sie wäre gegenüber der Regelung sehr unökonomisch im Aufwand.

3. *Der zeitliche Verlauf der Vorgänge.* Die durch die Muskeln herstellbaren Kräfte sind begrenzt; damit sind auch die Beschleunigungen begrenzt. Die kürzeste Bewegung einer Masse mit begrenzter Beschleunigung über eine gegebene Wegstrecke ergibt eine parabelförmige Weg–Zeit-Kurve, Abb. 7a. Verlangt man, dass am Ende der Bewegung die Bewegungsgeschwindigkeit wieder Null ist, dann muss während der halben Zeit eine maximal beschleunigende Kraft, während der anderen halben Zeit eine maximal verzögernde Kraft wirken. Der günstigste Bewegungsvorgang bei einer solchen Steuerung verläuft daher gemäss Abb. 7b.

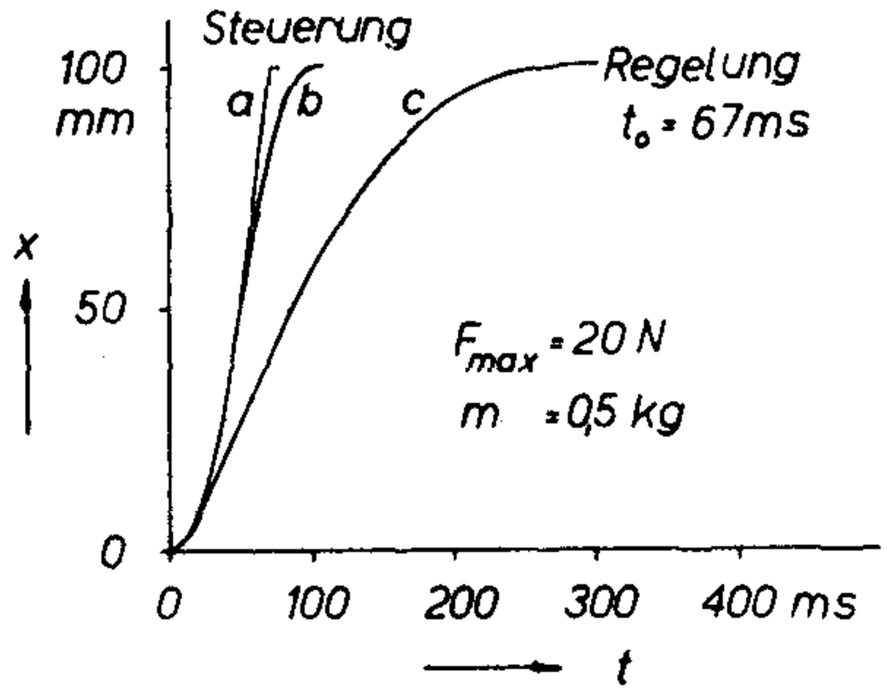


Abb. 7. Günstigste Weg–Zeit-Kurven bei Steuerung und Regelung.
a) Steuerung mit harter Begrenzung.
b) Steuerung mit Endgeschwindigkeit gleich Null.
c) Optimale Regelung bei einer Laufzeit von 67 mSek.
Für alle Kurven beträgt die bewegte Masse 0,5 kg, die maximal zur Verfügung stehende Kraft 20 N.

Am Anfang eines Regelvorganges reichen nun die zur Verfügung stehenden Kräfte nicht für den idealen Verlauf der Regelungskurve aus, da dieser nach Abb. 4 einen Sprung der Geschwindigkeit erfordert. Am Anfang der Bewegung liegt daher immer eine Steuerung vor; sie kann in den Regelungsvorgang übergehen, wenn die notwendige Geschwindigkeit erreicht ist (Abb. 7c). Wie Versuche mit periodischen Bewegungsvorgängen zeigen, ist der Mensch sogar befähigt, nach einiger Übung Bewegungen auch ausschliesslich mit "Programmsteuerung" durchzuführen, allerdings mit beschränkter Genauigkeit.

Die Form der Weg–Zeit-Kurve gibt also einen Hinweis darüber, wieweit dem Vorgang eine Steuerung oder eine Regelung zu Grunde liegt. Der Wendepunkt der Weg–Zeit-Kurven liegt bei günstigster Steuerung zwischen der Mitte und dem Ende des Vorganges, bei einer wirksamen Regelung dagegen näher am Anfang.

Die Hördrehung des Kopfes lässt sich nun leicht mit der in Abb. 8 dargestellten Anordnung verfolgen. In der Verlängerung der vertikalen Drehachse des Kopfes ist über eine biegsame Welle ein Potentiometer angeschlossen. Die an diesem abgenommene elektrische Spannung wird aufgeschrieben. Der Winkel, unter dem die Schallquelle von der Ruhestellung des Kopfes aus erscheint, ist α. Der Versuchsperson wird aufgegeben, den Kopf so rasch wie möglich in die Schallrichtung zu drehen.

Abb. 9 zeigt ein Beispiel einer Aufzeichnung. Im unteren Bild ist der einen Schallimpuls in der Schallquelle auslössende Stromstoss aufgeschrieben, im oberen Bild die dem Drehwinkel proportionale Spannung. Sie weist den charakteristischen Verlauf

eines Regelvorganges auf. Die in Tabelle I angegebenen Zahlen sind als Durchschnitt aus einer grösseren Zahl von Versuchen mit 6 bis 10 Personen erhalten worden*.

TABELLE I

α	45° *L*	30° *L*	15° *L*	15° *R*	30° *R*	45° *R*	
t_0	85	84	70	79	84	88	mSek.
$\bar{t_r}$	358	350	374	366	321	297	mSek.

Die Reaktionszeiten t_r streuen zwischen etwa 300 mSek. und 370 mSek. Der Mittelwert ist rund $t_r = 340$ mSek.

Die Laufzeiten t_0 des inneren Regelkreises wurden nach der vorhin beschriebenen Methode ermittelt. Es ergaben sich Werte für t_0 zwischen 70 und 90 mSek.

Zwischen kurzen Schallsignalen und lang andauernden Schall wurde kein prinzipieller Unterschied festgestellt. Die Hördrehung des Kopfes wird durch den ersten

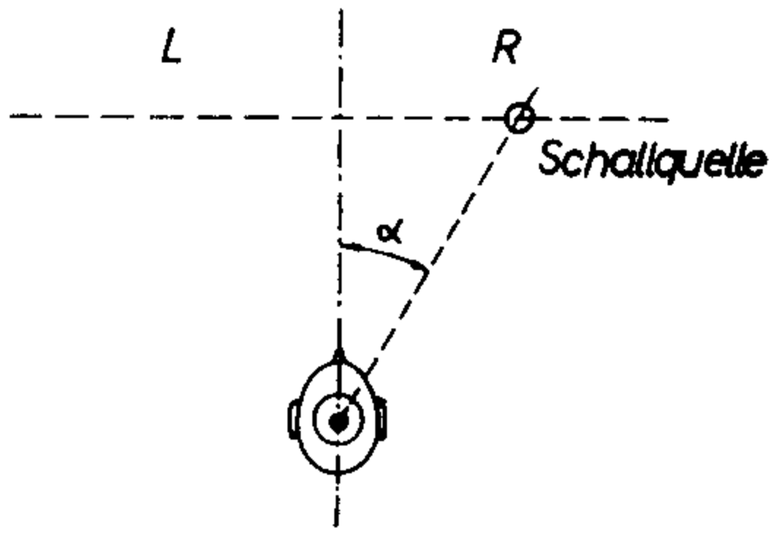


Abb. 8. Messanordnung zur Untersuchung des Richtungshörens.

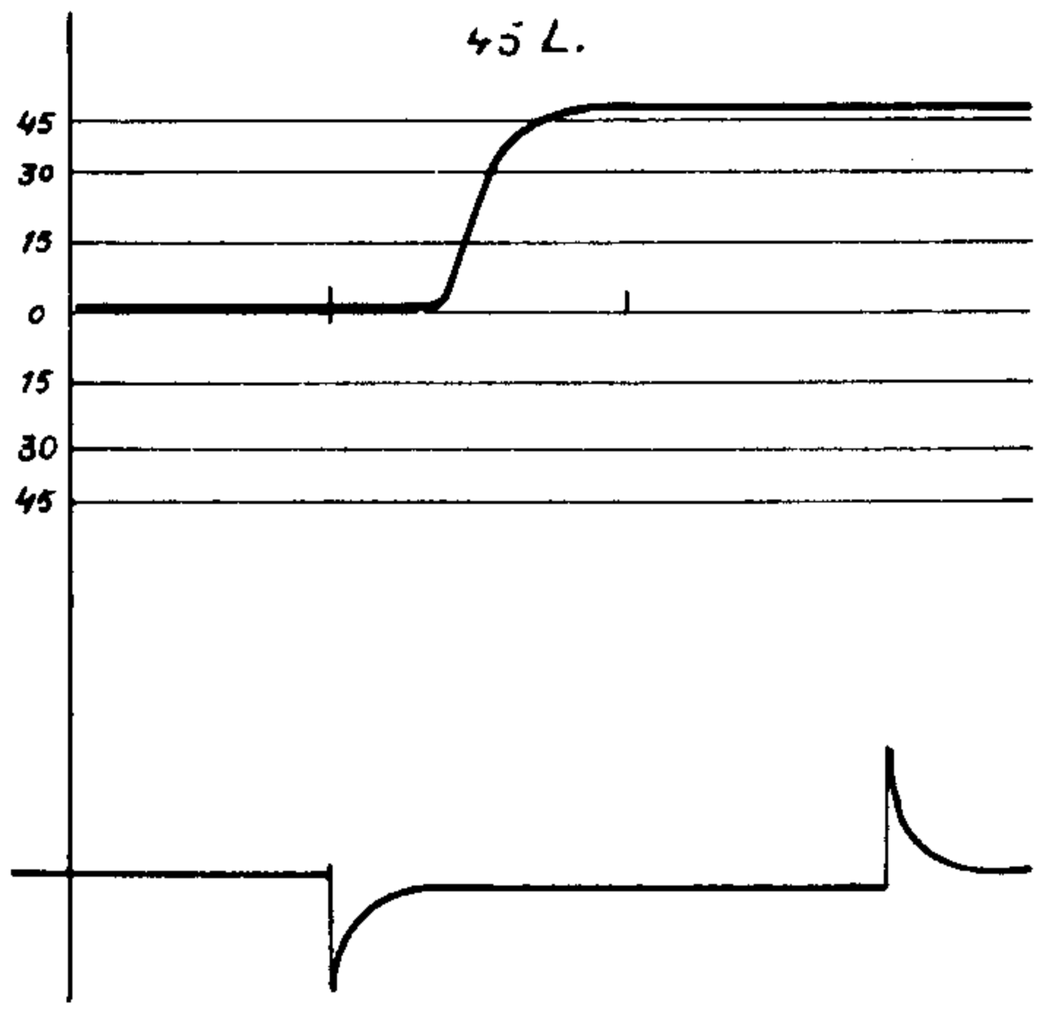


Abb. 9. Beispiel einer Aufzeichnung des Richtungshörens; untere Kurve Startsignal, obere Kurve Verlauf des Bewegungsvorganges.

Schalleindruck ausgelöst und wird weitgehend von diesem bestimmt. Erst nach relativ sehr langen Zeiten werden Korrekturen beobachtet. Der enge Bereich, in dem die beobachteten Laufzeiten t_0 für die verschiedenen Winkel liegen, zeigt, dass der ideale Verlauf des Regelvorganges schon gut angenähert wird. Aus der deutlichen Zunahme der Werte mit dem Winkel geht hervor, dass die Kompensation der Massenträgheit bei grossen Drehwinkeln nicht vollkommen gelingt. Es ist auffällig, dass nicht nur die innere Laufzeit, sondern auch die Reaktionszeit t_r hier fast doppelt so gross ist wie bei der vorhin besprochenen Handbewegung.

* Die Messungen wurden von Herrn Dr.-Ing. v. WILMOWSKY durchgeführt.

Um hierüber noch weitere Aufklärung zu erhalten, wurde der folgende Versuch durchgeführt. Die Versuchspersonen erhielten die Aufgabe, eine beliebige Kopfdrehung auszuführen, sobald sie überhaupt das akustische Startsignal hörten. Damit fällt die zur Richtungsbestimmung notwendige Informationsverarbeitung weg, und es verbleibt eine Reaktionszeit, die nur die Wahrnehmung des Schalles und die Vorbereitung der Drehbewegung umfasst. Durchschnittlich ergaben sich jetzt nur 210 mSek. für die Reaktionszeit. Die Differenz von 340 mSek — 210 mSek. = 130 mSek. wird also zur Richtungsbestimmung benötigt. Die Beobachtung der Hördrehung des Kopfes ermöglicht also die Messung der Zeit, die für das Erkennen der Schallrichtung benötigt wird. Der relativ hohe Wert dieser Erkennungszeit von 130 mSek., macht es wahrscheinlich, dass es sich beim Richtungshören um einen sehr komplizierten Vorgang handelt, der die Beteiligung höherer Zentren des Gehirns erfordert. Auch die hohen Werte der inneren Laufzeit von durchschnittlich 80 mSek. deuten darauf hin.

Die gemessenen Laufzeiten geben nämlich folgenden Hinweis. Die Informationsverarbeitung im Zentralnervensystem geht an den Übergangsstellen zwischen je zwei Nervenzellen, den sogenannten Synapsen, vor sich. Die Schaltzeit einer Nervenzelle liegt in der Grössenordnung von 1 mSek. Da die Laufzeit in den Nervenbahnen verhältnismässig kurz ist, gibt daher die Zahl der Millisekunden die Grössenordnung der Anzahl der hintereinander liegenden Nervenzellen, d.h. die Zahl der Verarbeitungsstufen an. Auf den Regelkreisen der gezielten Handbewegung liegen also etwa 200 bezw. 50 Verarbeitungsstufen hintereinander, bei der Hördrehung 340 bezw 80. Die Laufzeiten bilden so ein Mass für die Kompliziertheit des Vorganges. Die Zahl der insgesamt beteiligten Nervenzellen ist natürlich um viele Zehnerpotenzen grösser, da die Signale im Zentralnervensystem im wesentlichen parallel verarbeitet werden.

Wir wenden uns nun dem Problem des Erkennens von Sprachlauten und von Sprache zu. Es ist heute kaum etwas darüber bekannt, wie sich der Vorgang des Erkennens und Verstehens im Gehirn abspielt. Verschiedene Vorstellungen sind in der Literatur diskutiert worden. LICKLIDER[8] weist darauf hin, dass grundsätzlich zwei Möglichkeiten bestehen: die Kreuzkorrelation und die Filterung. Bei der ersteren werden die empfangenen Signale mit gespeicherten Mustern verglichen; dies läuft auf Regelungsvorgänge hinaus. Beim Verfahren der Filterung ist eine Vielzahl von Gebilden vorhanden, die jeweils nur auf bestimmte Signale ansprechen. Beide Möglichkeiten sind mathematisch in gleicher Form darstellbar, nämlich durch das Integral

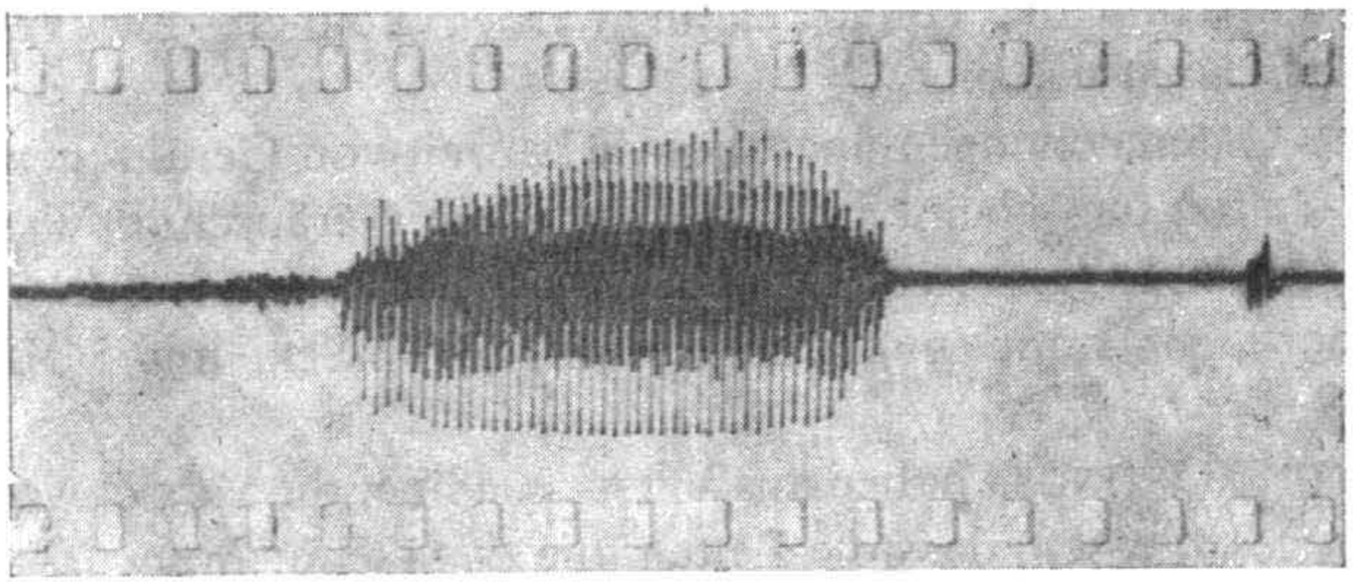
$$R(\tau) = \int_0^T s_1 (t - \tau)\, h (t)\, \mathrm{d}t \tag{3}$$

wobei s_1 die Zeitfunktion des Signales darstellt und $h(t)$ entweder die Musterfunktion oder die Impulsfunktion des Filters. Daher kann aus beobachteten Zeitfunktionen nicht zwischen den beiden Möglichkeiten unterschieden werden.

Bekannt ist, dass beim Verstehen der Sprache Vorbereitungs- und Vorhersagefunktionen eine wesentliche Rolle spielen. Die Vorhersage, das Erraten, wird gewöhnlich auf die Redundanz der Sprache zurückgeführt. Wir finden aber eine solche Vorhersage nach den Versuchen von WARNS[9] schon innerhalb gewisser Aufeinanderfolgen von einfachen Lauten.

Abb. 10 zeigt ein Oszillogramm der Lautfolge 'at'. Zwischen 'a' und 't' ist eine deutliche Pause zu sehen, die bei allen solchen Übergängen zwischen Vokalen und Stosslauten

auftritt. Schneiden wir nun an dieser Stelle den Rest der Silbe weg, so hören wir nur das'a'. Trotzdem kann man mit hoher Sicherheit auf den folgenden Laut schliessen, wie dies aus den in Tabelle II gezeigten Versuchsergebnissen hervorgeht.



ch — a — t

Abb. 10. Oszillogramm des Lautüberganges zwischen Vokal 'a' und Stopplaut 't'.

TABELLE II

at	et	it	ot	ut	
100	83	90	100	100	%
ap	ep	ip	op	up	
97	100	97	100	97	%
ak	ek	ik	ok	uk	
100	97	36	33	95	%

Den Versuchspersonen wurde aus den Lautfolgen jeweils nur der Vokal vorgeführt; sie sollten dann raten, welcher der 3 verwendeten Konsonanten t, p, k folgen müsste. Unter den Lautfolgen sind die Prozentzahlen der richtig erratenen Konsonanten angegeben. Diese Prozentzahlen sind mit wenigen Ausnahmen erstaunlich hoch.

Die durch die Artikulationsvorbereitung entstehenden Veränderungen der Formanten der Vokale reichen aus, um unbewusst einen Selektionsvorgang für den folgenden Laut einzuleiten. Mit dem fortschreitenden Aufbau der Silbe verbessert sich dann lediglich die Sicherheit des Erkennens dieses Lautes. Ein Satz, der aus einzelnen nicht zusammengehörigen Lauten zusammengesetzt wird, ist aus diesem Grund unverständlich. Die für jeden Laut im Durchschnitt zur Verfügung stehende Zeit reicht dann zu ihrem Erkennen nicht aus.

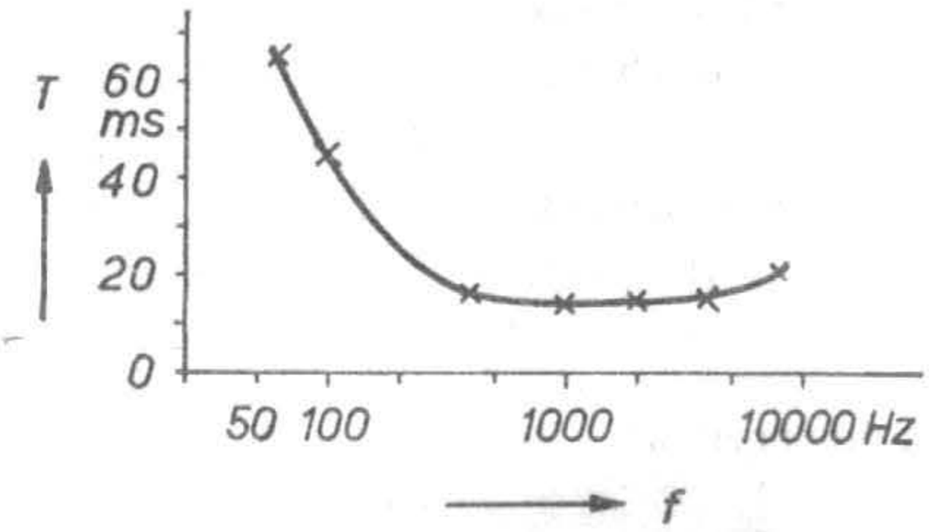


Abb. 11. Aufbauzeit für Töne.

Für die Vorgänge des Hörens ist nun die Frage von Interesse, wie lange es dauert, bis wir einen Sprachlaut oder ein Wort erkennen. Verschiedentlich ist untersucht worden, wie lang einzelne Töne sein müssen, damit man sie als solche erkennen kann. Abb. 11 zeigt Durchschnittswerte nach Messungen von BÜRCK, KOTOWSKI UND LICHTE[10]. In dem wichtigen Sprechfrequenzbereich zwischen etwa 200 und 5000 Hz werden rund 15 mSek. benötigt, damit die Töne erkannt werden können. Die Verfasser haben diese Zeit die *Aufbauzeit* genannt.

Entsprechende Untersuchungen über die Aufbauzeit von Geräuschen hat POLLACK durchgeführt[11]. Er hat die scheinbare Lautstärke von Geräuschimpulsen verschiedener Dauer und Abstände gemessen. Danach wird die volle Lautstärke von Geräuschimpulsen erst bei einer Impulsdauer von 50 bis 100 mSek. mit 5 dB Annäherung erreicht.

FELDTKELLER UND OETINGER haben aus Versuchen über die Hörschwellen bei Tönen und Geräuschen geschlossen, dass die Zeiten, die das Gehör braucht, um ein Schallereignis nach Frequenzgruppen zu verarbeiten, bei 100 mSek. liegen muss[12].

Die Aufbauzeit von Sprachlauten kann bei Vokalen und langen Konsonanten in ähnlicher Weise gemessen werden wie die von Tönen. Dazu werden z.B. aus normal gesprochenen Vokalen Ausschnitte verschiedener Zeitdauer dargeboten, und es wird festgestellt, wie gross der Prozentsatz der richtig verstandenen Vokale bei verschiedener Impulsdauer wird. Schon bei relativ kurzen Ausschnitten wird praktisch die volle Verständlichkeit erreicht. Die Zeitdauer der dazu notwendigen Ausschnitte liegt bei den Vokalen nach unseren Versuchen etwa zwischen 25 und 45 mSek.; das ist ungefähr das Doppelte der in Abb. 11 dargestellten Aufbauzeit von Tönen*.

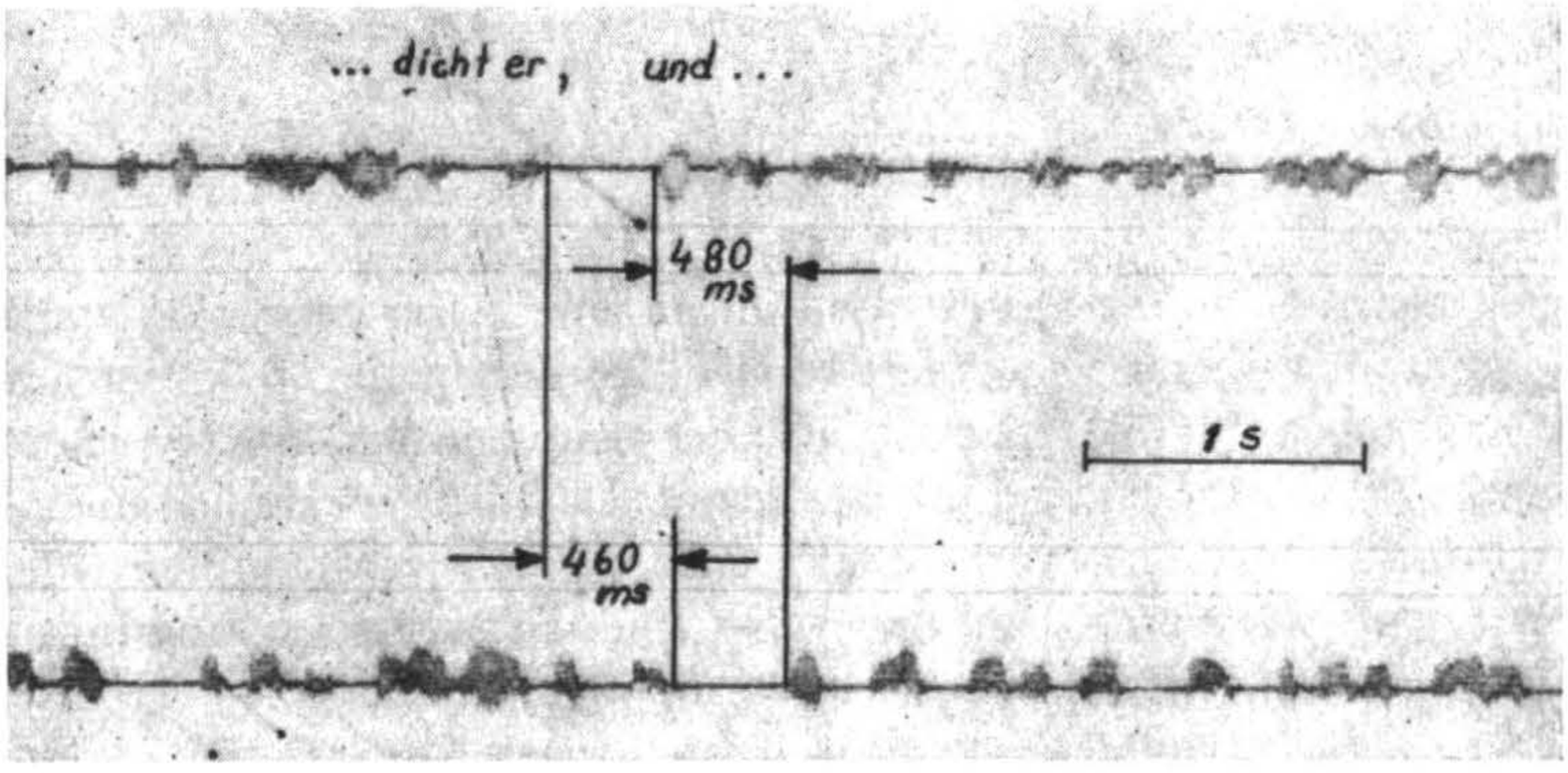


Abb. 12. Aufzeichnung von primärer und sekundärer Sprache.

Solche Versuche über die zur Erkennung notwendigen Impulsdauern können aber keinen Aufschluss darüber geben, wie lange es dauert, bis der Erkennungsvorgang abgelaufen ist. Das Ergebnis besagt nur, dass ein Ton z.B. 15 mSek. oder ein Vokal z.B. 30 mSek. andauern muss, damit wir ihn erkennen können. Für die die Sprache regelnden Kreise kommt es aber auf die Zeitdauer des Erkennungsvorganges an. Wie lange dauert es also, bis wir einen Sprachlaut erkennen? Wir haben auf folgende Weise versucht, diese Frage zu beantworten.

* Die Messungen wurden von Herrn Dipl.-Ing. CRAMER durchgeführt.

CHERRY hat vor einiger Zeit darauf hingewiesen, dass man einen über Kopfhörer zugesprochenen Text sehr leicht mitsprechen kann[13]. Die Versuchsperson "hört und spricht dann zur gleichen Zeit". Solche Versuche sind von uns so wiederholt worden, dass die von einem Magnettonband entnommene primäre Sprache und die sekundäre Sprache der Versuchsperson gleichzeitig registriert wurden*.

Abb. 12 gibt ein Beispiel einer Niederschrift. Das obere Oszillogramm zeigt die primäre, das untere die sekundäre Sprache. Alle Versuche haben eine beträchtliche zeitliche Verschiebung zwischen beiden Registrierungen ergeben. Die Verzögerungszeit kann leicht an zusammengehörigen Stellen entnommen werden, in Abb. 12 z.B. am Ende des Wortes 'dichter' und am Anfang des Wortes 'und', wo sie 460 mSek. bzw. 480 mSek. beträgt.

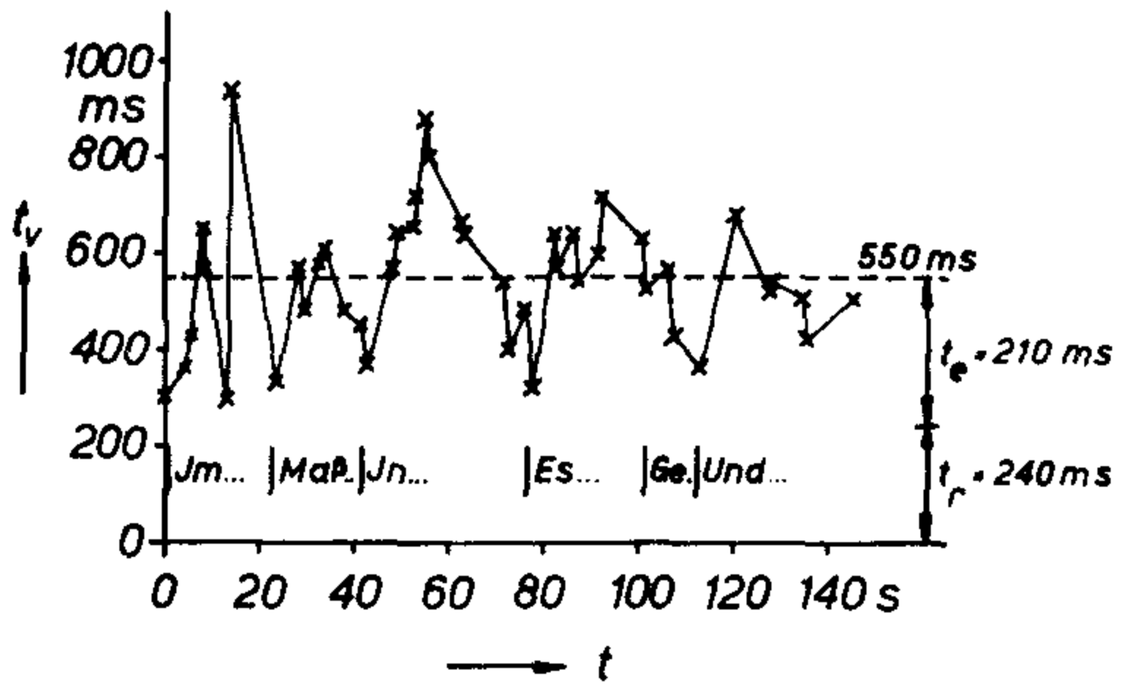


Abb. 13. Verzögerungszeit t_v der sekundären Sprache bei einem Text von 140 Sek. Länge.
t_r = durchschnittliche Reaktionszeit.
t_e = Erkennungszeit.

In Abb. 13 ist ein Ausschnitt aus der Auswertung eines Textes von 140 Sek. Länge wiedergegeben. Die Sprechgeschwindigkeit betrug durchschnittlich 4,3 Silben/Sek. Einige Wortanfänge und ihre Zeitpunkte sind angegeben. Die Verzögerungszeit t_v schwankt hier etwa zwischen 300 mSek. und 900 mSek. und liegt im Mittel bei 550 mSek.

Diese Verzögerungszeit t_v enthält die Zeitspanne, die zum Erkennen der Sprachlaute erforderlich ist, und die wir als Erkennungszeit t_e bezeichnen. Sie enthält aber ausserdem eine Zeitspanne, die für die Artikulation der Sprachlaute benötigt wird, die Reaktionszeit t_r, so dass

$$t_v = t_e + t_r \tag{4}$$

Die letztere kann nun ebenfalls gemessen werden, indem der Versuchsperson aufgegeben wird, auf ein akustisches Signal hin bestimmte vorher verabredete Wörter sobald wie möglich zu sprechen. Die auf diese Weise bestimmten Reaktionszeiten liegen zwischen etwa 150 mSek. und 350 mSek. mit einem Durchschnittswert von

$$t_r = 240 \text{ mSek.}$$

Mit der vorhin gefundenen durchschnittlichen Verzögerungszeit

$$t_v = 550 \text{ mSek.}$$

führt dies zu durchschnittlichen Erkennungszeiten von

$$t_e = 310 \text{ mSek.}$$

Die Verzögerungszeit t_v hängt in eigentümlicher Weise von der Sprechgeschwindigkeit ab. In Abb. 14 sind die gemessenen mittleren Verzögerungszeiten t_v für verschie-

* Die Versuche wurden von Herrn Dipl.-Ing. NAUJOKS durchgeführt.

dene Sprechgeschwindigkeiten aufgetragen. Die mittleren Sprechgeschwindigkeiten liegen etwa bei 3,5 bis 4 Silben/Sek.; 5,4 Silben/Sek. war jedoch bereits die höchste Geschwindigkeit, bei der der sekundäre Sprecher noch in der Lage war, den Text lückenlos mitzusprechen. Die Verzögerungszeit und damit die Erkennungszeit werden also bei raschem Sprechen grösser; das Erkennen der Laute und Silben wird schwieriger. Bei 5 Silben/Sek. ist die Zeitdauer einer Silbe durchschnittlich 200 mSek., die Verzögerungszeit dagegen 500 mSek.; sie erstreckt sich also über 2,5 Silben. Bei

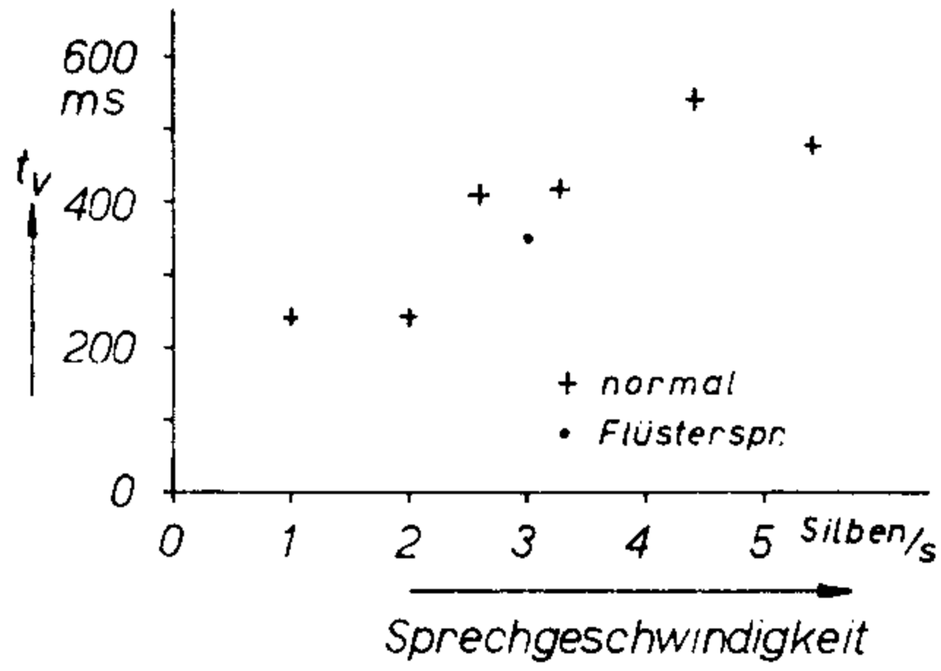


Abb. 14. Durchschnittliche Verzögerungszeit t_v der sekundären Sprache bei verschiedener Sprechgeschwindigkeit.

2,5 Silben/Sek. ist die Verzögerungszeit etwa ebenso lang wie die Dauer einer Silbe, nämlich 400 mSek. Bei noch langsamerem Sprechen wird die Verzögerungszeit kleiner als die Dauer einer Silbe. Hier ist das Erraten der kommenden Laute und Silben wesentlich, das durch die Redundanz der Sprache und durch den oben geschilderten Effekt der Lautübergänge ermöglich wird.

Bei einzeln gesprochenen Vokalen haben sich die in Tabelle III angegebene Zeiten ergeben.

TABELLE III

	a	*e*	*i*	*o*	*u*	
t_r	180	170	170	170	190	mSek.
t_e	80	70	90	100	90	mSek.
$t_v = t_r + t_e$	260	240	260	270	280	mSek.

Sie wurden auf folgende Weise bestimmt. Der Versuchsperson wurde aufgegeben, einen bestimmten Laut, z.B. 'a', zu sprechen, sobald ein kurzes akustisches Signal ertönte. Dieser Versuch liefert die Reaktionszeit t_r als Zeit zwischen Signal und Beginn des gesprochenen Lautes. Dann wurde der Versuchsperson aufgegeben, einen ihr zunächst noch unbekannten Laut sobald wie möglich mitzusprechen. Dieser Versuch liefert die Verzögerungszeit t_v. Damit kann die Erkennungszeit t_e der Vokale berechnet werden; sie beträgt durchschnittlich etwa 90 mSek. und ist beim 'e' mit 70 mSek. am kürzesten.

Nach Verstreichen der Erkennungszeit wird die Artikulation der betreffenden Laute und damit das Nachsprechen möglich, auch wenn der Sinn der Wörter und der Wortzusammenhänge dabei nicht verstanden wird.

SPRECHEN

Es ist anzunehmen, dass beim Sprechvorgang ähnlich wie bei allen Muskelbewegungen diese selbst kontrolliert und damit geregelt werden. Die Bewegung der Sprechorgane beim Sprechen ist auf verschiedene Weise untersucht worden. In neuerer Zeit sind von JANKER Röntgenfilme der Bewegungsvorgänge aufgenommen worden. Herr JANKER hat mir freundlicherweise einen solchen Film überlassen. Wir haben versucht, aus diesem Film den zeitlichen Verlauf der Bewegungsvorgänge zu entnehmen. Im Abb. 15

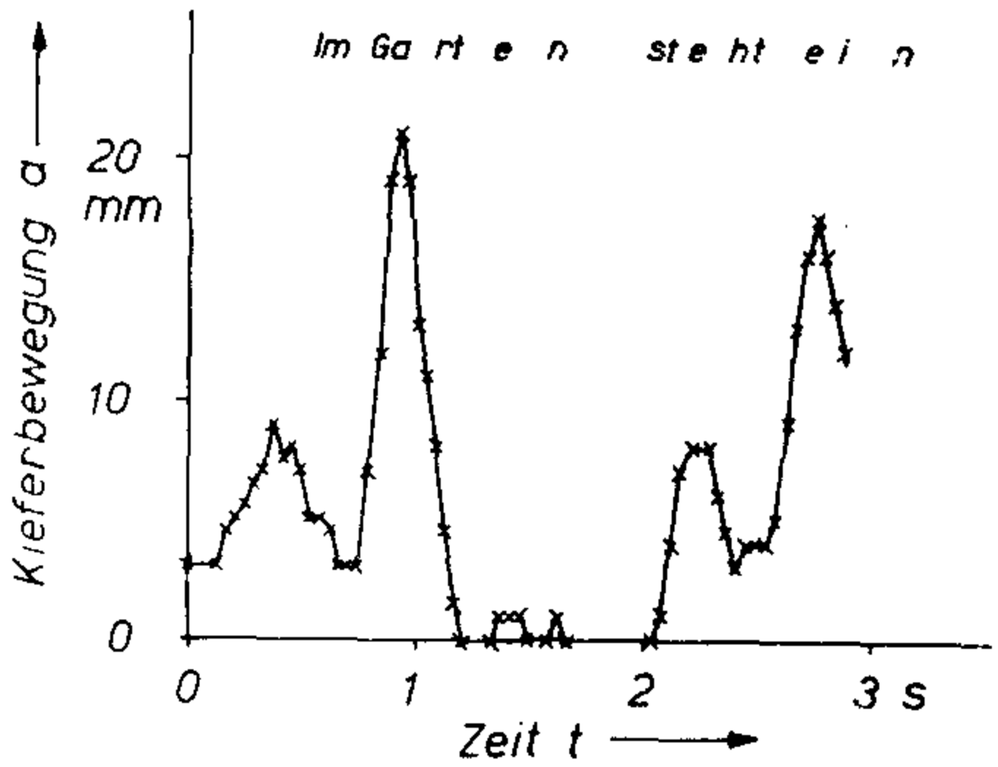


Abb. 15. Aus Röntgenfilm entnommene Zeitabhängigkeit der Kieferbewegung.

ist die Öffnungsweite der Vorderkante der Zähne dargestellt. Solche Auswertungen zeigen, dass die grossen Öffnungsweiten hauptsächlich durch den Vokal 'a' bestimmt sind und Geschwindigkeiten bis etwa 160 mm/Sek. vorkommen. Für eine Beurteilung der Regelvorgänge ist die Bildwechselzahl von 24/Sek. zu niedrig. Wir haben daher die

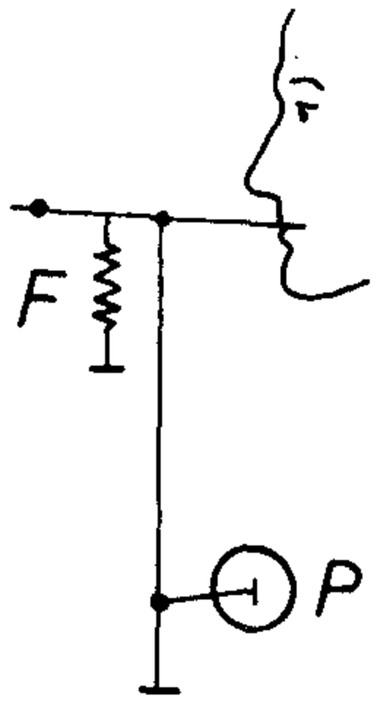


Abb. 16. Unmittelbare Messung der Kieferbewegung.

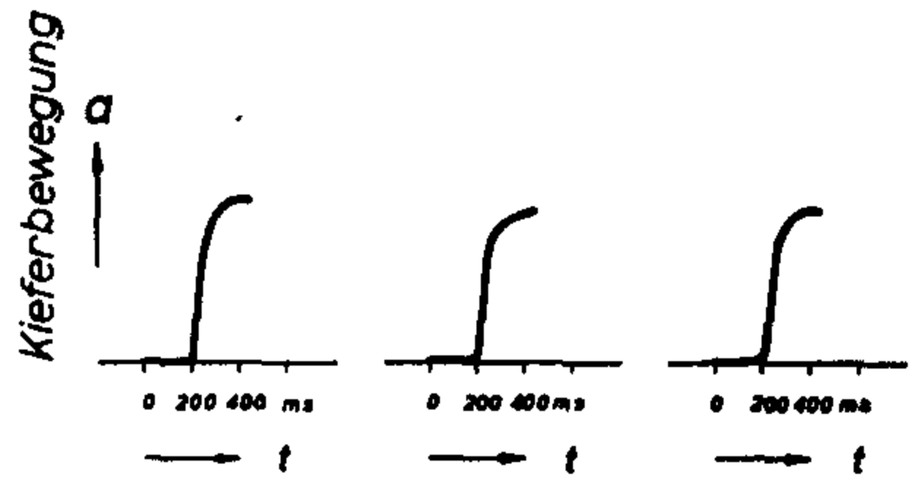


Abb. 17. Kieferbewegung bei gezielter Mundöffnung.

Zahnbewegung unmittelbar gemessen mit Hilfe eines von POKLEKOWSKI entwickelten Verfahrens[14]. Dabei wird zur Messung der Auslenkung nach Abb. 16 ein Potentiometer *P* benützt, das über einen elastischen Faden als mechanischen Bewegungsteiler betätigt wird. Der Bewegungsvorgang wurde mit einem Registrieroszillographen mit

200 Hz Grenzfrequenz aufgeschrieben*. Abb. 17 zeigt als Beispiel einige Oszillogramme bei Öffnungsbewegungen des Mundes. Der Versuchsperson wurde aufgegeben, auf ein akustisches Signal hin den Mund so rasch wie möglich, z.B. halb zu öffnen. Die Kurven zeigen den charakteristischen Verlauf der Regelvorgänge. Die Reaktionszeiten liegen wie bei den oben beschriebenen Nachsprechversuchen mit Vokalen bei etwa 200 mSek. Für die innere Laufzeit des Regelkreises der Muskelfühler ergab sich $t_0 = 35$ mSek. im Durchschnitt.

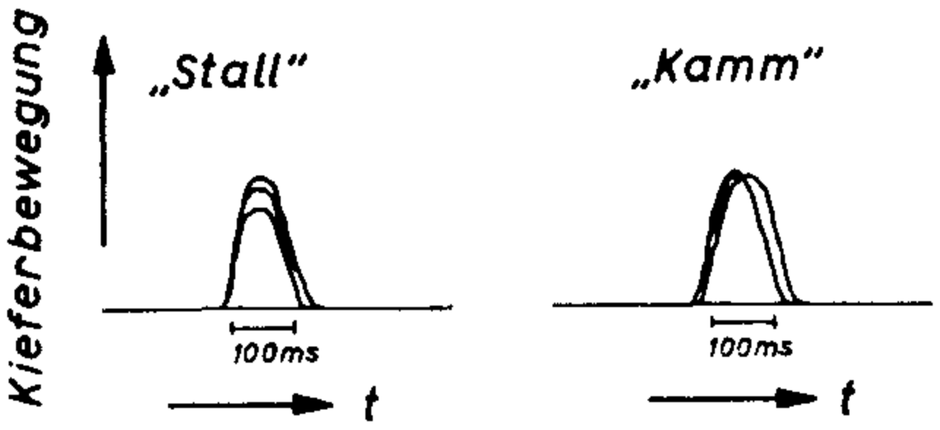


Abb. 18. Kieferbewegung beim Sprechen zweier Wörter.

Abb. 18 zeigt Oszillogramme der Kieferbewegung beim Sprechen zweier kurzer Wörter. Aus den dabei vorkommenden Einstellkurven ergeben sich im Durchschnitt innere Laufzeiten von $t_0 = 22$ mSek. Die Zahl unserer Messungen ist noch nicht sehr gross, doch scheinen danach die inneren Laufzeiten des Regelkreises für die Kieferbewegung wesentlich kleiner als bei der Handbewegung zu sein. Die folgende Tabelle IV stellt nochmals die Ergebnisse zusammen.

TABELLE IV

	Handbewegung	*Kopfdrehen*	*Kieferbewegung*	
t_r	150 . . . 200	210	200	mSek.
t_0	50	80	20 . . . 30	mSek.

Während die Reaktionszeiten t_r bei den drei Vorgängen etwa gleiche Grösse haben, sind die beobachteten Laufzeiten t_0 erheblich voneinander verschieden.

Die Regelung der Kieferbewegung stellt natürlich nur einen Teilvorgang der Muskelkontrollen dar, die beim Sprechen erforderlich sind. Wir müssen uns ähnliche Regelkreise für alle beim Sprechen beteiligten bewegten Organe vorstellen. Diesen einfachen Regelkreisen überlagern sich in vielfacher Weise höhere Regelvorgänge.

Eine bekannte Erscheinung ist die Regulierung der Lautstärke beim Sprechen in geräuscherfüllten Räumen. Der Sprecher sucht bei starkem Raumgeräusch durch grössere Lautstärke und auch durch andere Mittel, wie z.B. bessere Artikulation und langsameres Sprechen, den Verlust an Verständlichkeit auszugleichen, der sich für den Hörer infolge des Raumgeräusches ergeben würde. Die wenigen über diesen Regelvorgang vorliegenden Ergebnisse weichen allerdings stark voneinander ab. KORN (1954) hat eine Zunahme der Sprechlautstärke um 4 dB je 10 Phon Zuwachs der Geräuschlautstärke gefunden[15]; DREHER UND O'NEILL (1957) finden nur etwa 1 dB je 10 Phon[16].

* Die Versuche wurden von Herrn Dipl.-Ing. WENZEL durchgeführt.

Ein sehr eindrucksvoller Regelmechanismus wird durch die Überwachung des Gesprochenen durch das eigene Gehör gebildet. Nach einem bekannten Experiment bekommt man in diesen Vorgang Einblick, wenn man einem Sprecher die eigene Sprache mit künstlicher Verzögerung und etwas höherer Lautstärke zuführt. Die ersten Beobachtungen dieses Effektes haben sich schon vor Jahrzehnten ergeben, und zwar bei langen Fernsprechverbindungen. Über den Hin- und Rückweg der Verbindung tritt beim Sprecher ein Echo auf mit einer Verzögerungszeit, die der doppelten Laufzeit der einfachen Sprechverbindung entspricht. Damit dieses Sprecherecho nicht stört, müssen bei langen Verbindungen besondere Massnahmen angewendet werden. Über Versuche mit erhöhter Lautstärke des Echos ist zuerst (1950) von LEE berichtet worden[17]. Es ergeben sich auffällige Erscheinungen, wenn die eingeführte Verzögerungszeit 100 bis 200 mSek. beträgt. Das Sprechen wird in eigentümlicher Weise erschwert, und es können stotternde Wiederholungen der Silben vorkommen. Nach einiger Übung kann dieser Effekt durch langsameres Sprechen ausgeglichen werden. Die Zeitdauer für das Sprechen eines bestimmten Satzes wird damit grösser. Der Verlängerungsfaktor kann durch Messung leicht ermittelt werden und als Mass für die Stärke des Effektes dienen. Bei der Untersuchung einer grösseren Zahl von Versuchspersonen zeigt sich nun, dass nicht alle Menschen in gleicher Weise reagieren.

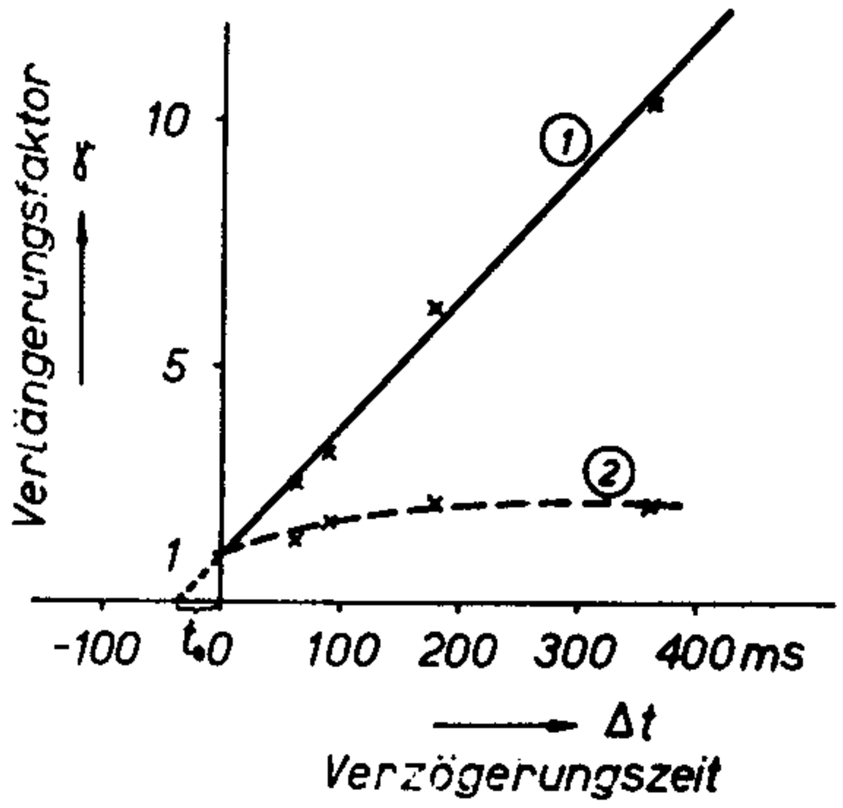


Abb. 19. Einfluss des verzögerten Rückhörens auf die Sprechgeschwindigkeit bei verschiedener Verzögerungszeit Δt und zwei verschiedenen Beobachtern.

Abb. 19 zeigt zwei typische Fälle. In Abhängigkeit von der eingeführten Verzögerungszeit Δt ist der Faktor γ aufgetragen, mit dem sich die Zeitdauer für das Sprechen eines bestimmten Textes verlängert. Wäre das Regelsystem Sprache-Gehör ein ideales Integralregelsystem, dann müsste nach dem im 1. Abschnitt Gesagten die Zeitdauer proportional zur gesamten Laufzeit $t_0 + \Delta t$ wachsen, wenn jeweils auf den günstigsten Regelvorgang eingestellt wird. Die Messpunkte müssten dann auf einer geraden Linie liegen, deren Schnitt mit der Abszissenachse die innere Laufzeit t_0 des Systems Sprache–Gehör liefert. Bei der Versuchsperson 1 scheint dies recht gut zuzutreffen, bei der Versuchsperson 2 aber offenbar ganz und gar nicht. Nach unseren Untersuchungen streuen die Kurven etwa zwischen diesen in Abb. 19 gezeigten Grenzen. Der Verlängerungsfaktor γ liegt z.B. bei $\Delta t = 200$ mSek. zwischen etwa 7 und 1,5. Man muss daraus schliessen, dass diese Regelungsmöglichkeit nicht von allen Menschen in gleichem Masse benützt wird. Schlüsse über die innere Laufzeit t_0 des Kreises Sprache–Gehör können daher nur aus den Beobachtungen gezogen werden, bei denen die Messpunkte auf einer Geraden liegen.

Die so erhaltenen Werte streuen ziemlich stark. Die kürzesten Werte von t_0, die

man aus den veröffentlichen Versuchen von LEE mit 5 Personen entnehmen kann, liegen bei 67 mSek. Bei unseren eigenen Messungen mit 18 Versuchspersonen* kommen kürzeste Werte herab bis zu 37 mSek. vor. Es kommen aber auch auswertbare Kurven mit Werten von t_0 bis zu 160 mSek. vor. Der Mittelwert aus den auswertbaren Kurven unserer Versuche beträgt 74 mSek. Solange keine genaueren Feststellungen vorhanden sind, kann daher mit einer mittleren Laufzeit des betrachteten Sprache-Gehör-Systems von rund $t_0 = 70$ mSek. gerechnet werden; wahrscheinlich ist sie kürzer.

Daraus geht hervor, dass der Sprache–Gehör-Regler bereits innerhalb einzelner Laute und Silben eingreifen kann. Es kann also auf diese Weise z.B. die mittlere Lautstärke beim Sprechen oder die Sprechgeschwindigkeit kontrolliert werden. Natürlich kontrollieren wir über das Gehör laufend das, was wir sprechen auch hinsichtlich seines Inhaltes und korrigieren eventuell fehlerhaft Gesprochenes. Hier handelt es sich dann um wesentlich längerfristige Vorgänge, die über das Bewusstsein verlaufen; sie setzen die Erkennung des Gesprochenen voraus.

DIE REGELKREISE BEIM SPRECHEN UND HÖREN

In Abb. 20 ist versucht, die gefundenen Ergebnisse zusammenzufassen. Das Sprechorgan wird angeregt durch Willkürimpulse. Man muss annehmen, dass diese Impulse aus vorbereiteten Mustern stammen, die der von uns beabsichtigten Äusserung entsprechen. Während des Sprechens wird nun das Sprechorgan durch zwei Messsysteme beobachtet, einmal durch die in den Muskeln der Kiefer, der Zunge, der Lippen und in der Haut eingebauten Fühlorgane und zum anderen durch das Gehör. Damit ergeben sich zunächst zwei Gruppen von Regelkreisen, die mit *A* und *B* bezeichnet sind. Die nach den oben besprochenen Abschätzungen gefundenen Laufzeiten sind eingetragen. Der Kreis *A* regelt die Bewegungsvorgänge selbst, während der Kreis *B* infolge der längeren Laufzeit nur Durchschnittswerte, z.B. die Abtastgeschwindigkeit der Muster, beeinflussen kann.

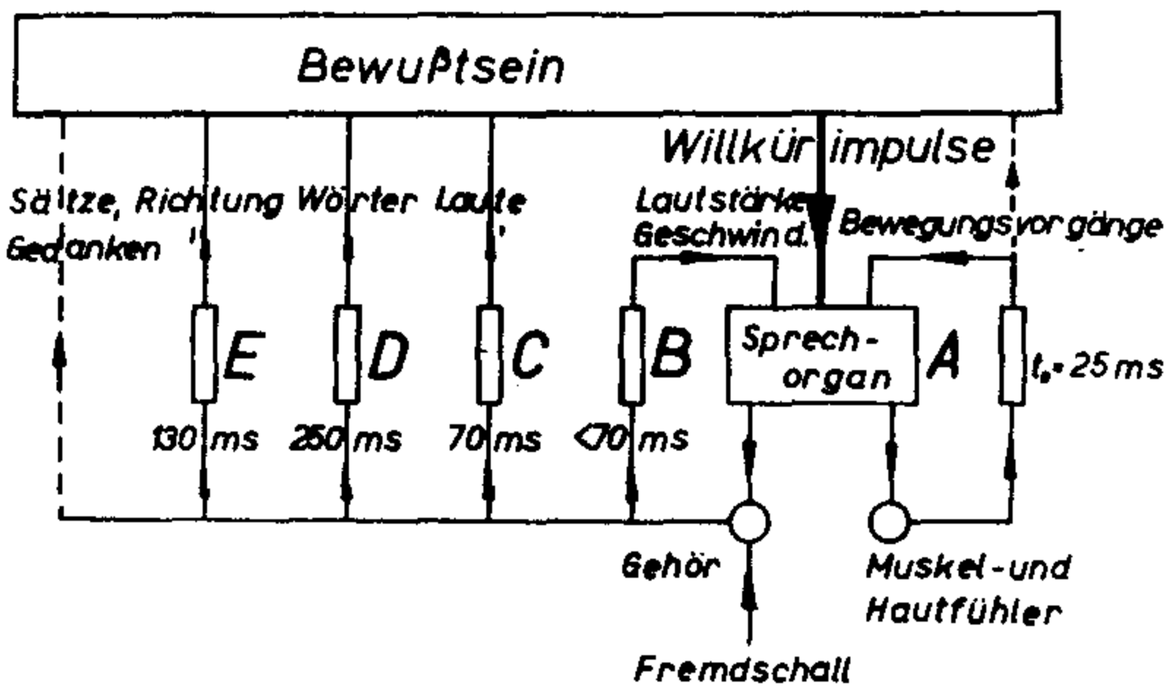


Abb. 20. Schema der untersuchten Regelkreise beim Sprechen und Hören.

Die Kreise *A* und *B* arbeiten ausserhalb unseres Bewusstseins; sie können daher als unbewusste oder *vegetative Regelkreise* bezeichnet werden. Daneben stehen die Kontrollkreise, die über das Bewusstsein verlaufen. Diese Kreise enthalten die Erkennungszeiten, die für die einzelnen Laute bis zu 70 mSek. heruntergehen. Solche Kreise können bereits zur bewussten Korrektur einzelner Laute dienen.

* Die Versuche wurden von Herrn Dipl.-Ing. CRAMER durchgeführt.

Die Erkennungszeit der Silben ist nach den obigen Ausführungen grösser; sie ist in Abb. 20 mit 250 mSek. angegeben. Diese Erkennungszeiten bestimmen die mindestens notwendigen Zeitspannen für die bewusste Regelung der Sprechgeschwindigkeit und die bewusste Formung von Silben und Wörtern. In Abb. 20 sind noch höhere Regelkreise angedeutet, die eine langfristige Überwachung des Gesprochenen ermöglichen. Alle die letztgenannten Regelkreise führen über das Bewusstsein; man kann sie daher als bewusste oder *willkürliche Regelkreise* bezeichnen.

Ein solches Schema ist natürlich nur als eine sehr summarische Darstellung zu verstehen. In Wirklichkeit handelt es sich um ein höchst kompliziertes Geschehen. Es sei nur an die Aufgabe der Koordinierung der Vielzahl von Muskeln erinnert, die beim Sprechen beteiligt sind, oder an die noch viel komplizierteren Vorgänge, die beim Sprechen im Bewusstsein ablaufen, die Denkvorgänge, die mit dem Sprechen verbunden sind, und schliesslich die Vorgänge in den geheimnisvollen Bezirken, die wir zur Psychologie des Menschen rechnen. Auch hier sind manche Züge von Regelungsvorgängen zu finden; wir brauchen nur an die regelnde Wirkung der Vernunft und der sittlichen und religiösen Bindungen zu denken. Aber diese Bezirke sind der exakten Messung grundsätzlich nicht zugänglich. Was wir beobachten können, ist nur der äusserste Rand des wunderbaren Geschehens im lebenden Organismus. Hier können die Vorstellungen von Regelung und Steuerung zu zusätzlichen Einblicken führen.

LITERATUR

1. R. WAGNER, *Probleme und Beispiele biologischer Regelungen*, Thieme Verlag, Stuttgart, 1954.
   H. MITTELSTAEDT, *Regelungsvorgänge in der Biologie*, Verlag R. Oldenbourg, München, 1956.
2. K. KÜPFMÜLLER, *Nachr. tech. Z.*, 12 (1959) 68.
3. K. KÜPFMÜLLER, *Arch. elek. Übertr.*, 7 (1953) 71; *Die Laplacetransformation und ihre Anwendung in der Regelungstechnik*, Verlag R. Oldenbourg, München, 1955.
   J. B. RESWICK, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs.*, 78 (1956) 153.
   K. EULER, *Regelsysteme mit Laufzeit*, Dissertation, Techn. Hochschule Darmstadt, 1956.
   H. SCHLIESZMANN, *Die optimale Bemessung von Regelsystemen mit Laufzeit*, Dissertation, Techn. Hochschule Darmstadt, 1958; *Z. Regelungstech.*, 7 (1959) 272.
4. E. v. HOLST, *Studium Generale*, 10 (1957) 231.
5. K. KÜPFMÜLLER UND G. POKLEKOWSKI, *Z. Naturforsch.*, 11b (1956) 1.
   G. POKLEKOWSKI UND G. VOSSIUS, *Z. Biol.*, 109 (1957) 458.
   G. VOSSIUS, *Abhandl. Math.-naturw. Kl. Akad. Wiss. Mainz*, (1957) 4.
6. J. F. FULTON, *Physiology of the Nervous System*, Oxford Univ. Press, New York, 1951.
   W. BARGMANN, *Handbuch der mikroskopischen Anatomie des Menschen*, Bd. IV, Springer Verlag, Berlin, 1928.
   D. BURKHARDT, *Ergebnisse der Biologie*, Bd. 20, Springer Verlag, Berlin, 1958, p. 27.
7. R. MAYNE, *Elec. Eng.*, 70 (1951) 207.
8. J. C. LICKLIDER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 24 (1952) 590.
9. O. WARNS, *Frequenz*, 11 (1957) 169.
10. W. BÜRCK, P. KOTOWSKI UND H. LICHTE, *Elek. Nachr. Tech.*, 12 (1935) 326.
11. I. POLLACK, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 181.
12. R. FELDTKELLER UND R. OETINGER, *Akustica*, 6 (1956) Beih. 2, 489.
13. C. CHERRY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 25 (1953) 975; *On Human Communication*, Technology Press, Cambridge, Mass., 1957.
14. G. POKLEKOWSKI, *Arch. tech. Messen*, (1960) 86.
15. T. S. KORN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 26 (1954) 793.
16. J. J. DREHER UND J. J. O'NEILL, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 1320.
17. B. S. LEE, *J. Acoust. Soc. Am.*, 22 (1950) 824.

The Acoustics of Speech

G. FANT

Inst. of Telegraphy and Telephony, Royal Institute of Technology, Stockholm (Sweden)

The acoustics of speech includes in a broad sense both the theory of speech as wave motion and how speech waves are produced and heard. This is a field of study which has intrigued researchers of various specialities during the last centuries and it has ancient traditions.

Classical phonetics has been and is still articulatory phonetics dealing with an inventory of speech sounds defined from their production within the vocal tract. The speech research of communication engineers is more concerned with the speech wave which we will define by the sound pressure variations at a point in front of the speaker.

With modern sound recording and analysis techniques it is possible to undertake rather complete specifications of the speech wave. However, a maximally detailed description is unmanageably complex and the great problem is to find useful approximation. The physiology of the speaking mechanism on the other hand cannot be studied and described with the same exactness. When it comes to hearing, there are even less possibilities to make complete specifications. The neurophysiology of speaking and hearing are the least accessible links of the complete communication system but they carry the key to many interesting problems.

The following presentation concentrates on the structure of speech waves and the theory of speech production.

SPECTROGRAPHIC ANALYSIS

The "Visible Speech" spectrographic techniques [1], introduced by the Bell Telephone Laboratories some fifteen years ago, are still our most important means of studying the characteristics of speech waves. The most useful records are the well-known spectrograms with time in horizontal direction, frequency in vertical direction, and intensity of time-frequency bounded areas displayed by the relative blackness or brightness of the picture marking.

The spectrograms of Fig. 1 were obtained with the Sona-Graph-analyzer which is a commercial development of the original Bell Telephone Laboratories speech spectrograph. This is a heterodyne analyzer with a fixed filter of alternative 45 c/s or 300 c/s bandwidth. A piece of speech maximally 2.4 sec long is analyzed by repetitive analysis with frequency increments of 15 c/s between successive closed loop repetitions of a stored piece of speech. A doubling of the broad or narrow bandwidths can be accomplished by the trick of replaying the speech material from a tape-recorder to the Sona-Graph storage loop at half the normal speed as is exemplified in Fig. 1. Adjustments have been made in the frequency scale in order to retain the same frequency scale (expanded) as in the normal speech processing.

The overall intensity as a function of time has to be recorded by means of supplementary instrumentation to the spectrograph, in the form of an amplitude display curve on the same sheet as the spectrogram or as a separate display on an oscillograph[2].

The spectral distribution of intensity or energy within a specific short time interval of the speech wave is defined by an intensity (db amplitude) *vs.* frequency curve. A

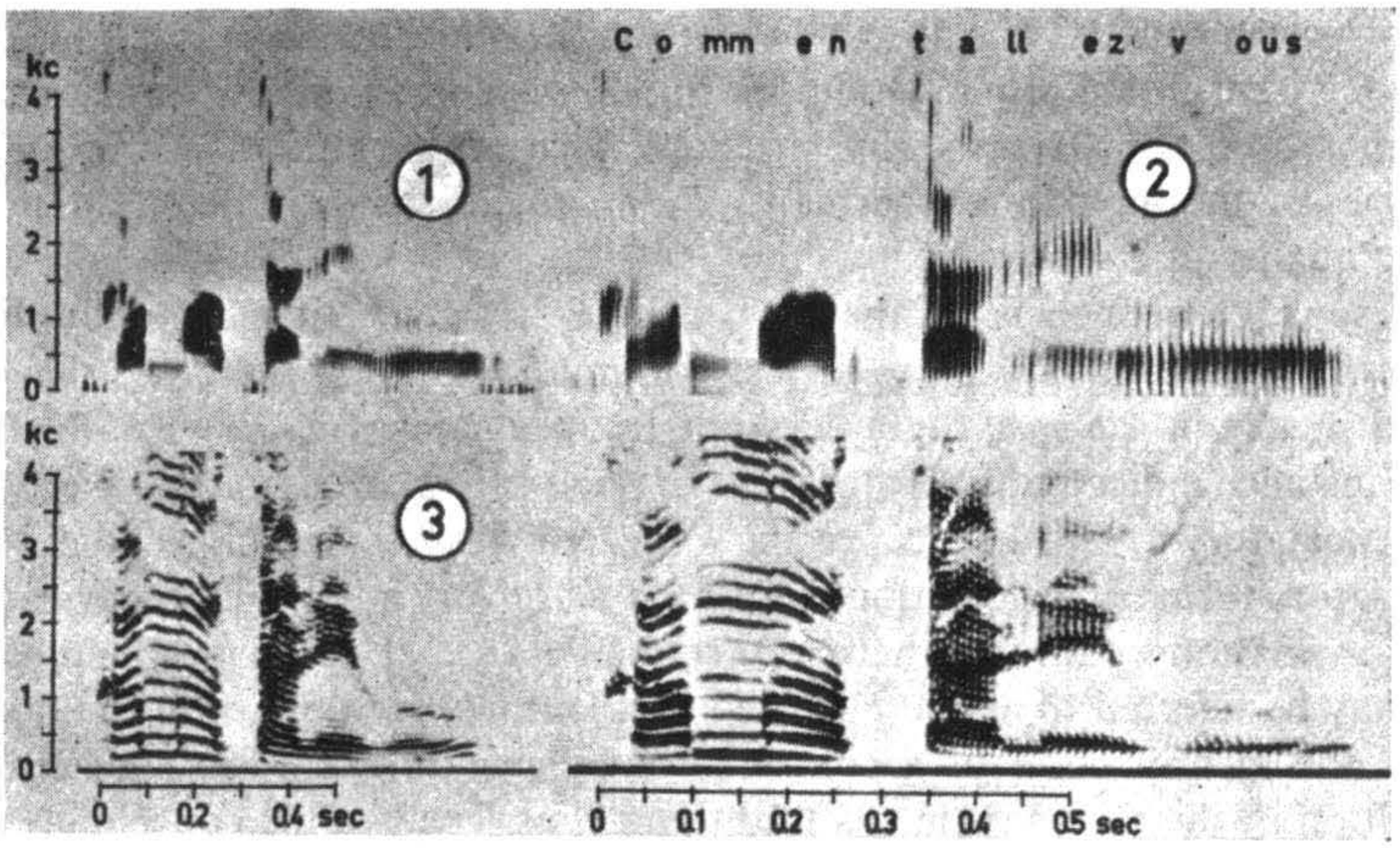


Fig. 1. Time–frequency–intensity spectrograms illustrating the effects of various analysis bandwidths 300 c/s in 1, 600 c/s in 2, 45 c/s in 3, 90 c/s in 4.

spectrum section of this type may be produced on a spectrograph by synchronous sampling of the separate frequency channels. In case the sound to be analyzed is produced in a sustained form it may be convenient to utilize a sweep-frequency method of analysis. The spectra of Fig. 2 pertain to synthetic and human vowels each of 3 sec duration analyzed by means of a filter of 32 c/s width moving at constant speed of 1.3 kc/s through the frequency range of 0–4000 c/s.

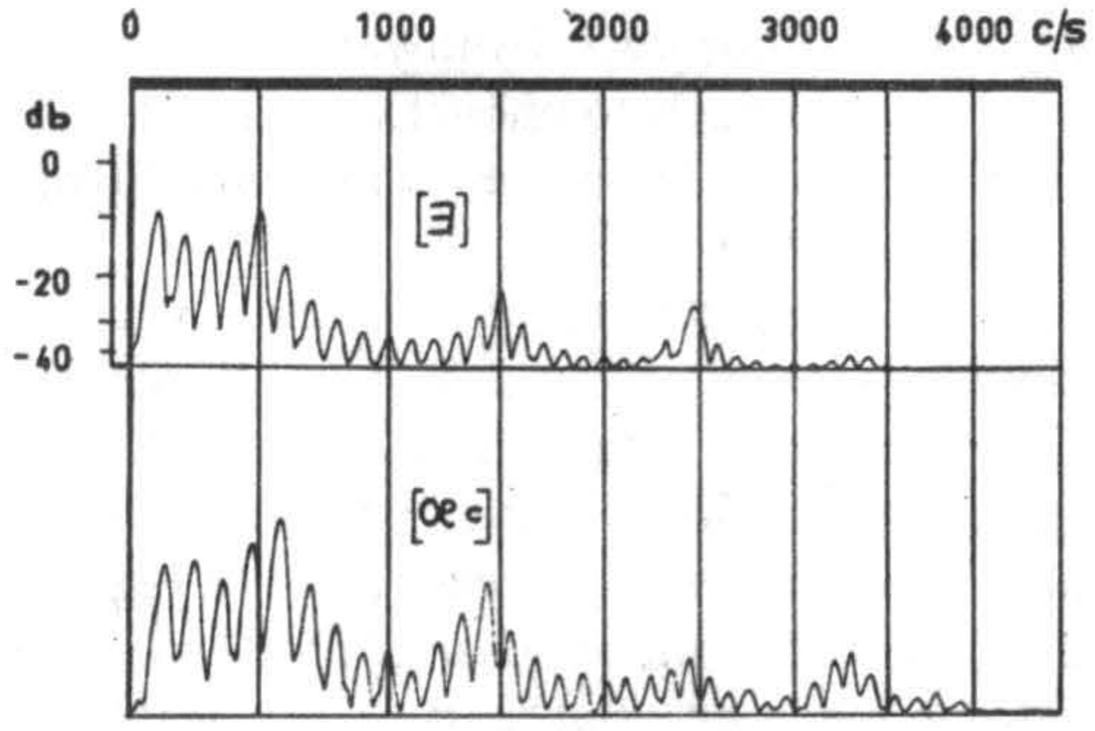


Fig. 2. Harmonic spectra obtained from narrow bandwidth sweep frequency analysis of sustained sound œ, and of the synthetic reference sound [ɜ].

Vowels and other voiced sounds possess periodic or rather quasi-periodic wave forms and accordingly display harmonic spectra. This fine structure originates from

the opening and closing movements of the vocal cords periodically modulating the volume of the exhaled air during phonation at a rate of F_0 c/s, which is the voice fundamental frequency[3, 4]. In narrow-band spectrograms F_0 is the harmonic spacing and in broad-band spectrograms $1/F_0$ is the time interval between successive striations each reflecting a single voice cycle. The time variation of F_0 is the physical basis of intonation.

The train of successive airpulses emerging from the vibrating glottis is the primary source of voiced sounds. The air cavities within the vocal tract act as a multiresonant filter on the transmitted sound and impress upon it a corresponding formant structure superimposed on the harmonic fine structure. This can be clearly seen in Fig. 2. The frequencies of the three lowest formants, F_1, F_2, F_3, are the main determinants of the phonetic quality of a vowel.

The resonance frequencies of the vocal tract F_1, F_2, F_3, F_4, conceptually contained in the term *F*-pattern, vary more or less continuously across the often sharply time localized breaks in the spectrographic time-frequency-intensity picture. Such breaks may for instance indicate shifts from voice to noise source or vice versa. Each position of the articulatory organs has its specific *F*-pattern. Some ambiguities do exist due to compensatory forms of articulation but these are not very important in normal speech. The time-variation of the *F*-pattern across one or several adjacent sound segments, which may be referred to as the *F*-formant transitions, are often important auditory cues for the identification of a consonant supplementing the cues inherent in the composition of the sound segments traditionally assigned to the consonant.

In general, the continuous elements of speech are due to the continuity of the position of the articulators. The discrete breaks are mainly due to a shift in manner of production, that is a change in type of source (fine structure), or a radical change in the active resonator system through which the sound is filtered (open/closed mouth passage with and without a lateral or a nasal by-pass of the sound). A sudden shift in the *F*-pattern and in the overall intensity following the step from a closed to an open mouth passage may thus be regarded as a discontinuity.

Spectrographic pictures convey an overflow of data which are non-essential for descriptive purposes. This redundancy is in part a matter of interrelations, repetitions, and continuities within the signal structure, in part the presence of a fine structure the details of which carry very little or no information. Any description of the speech wave, for speech typewriter coding purposes or for speech bandwidth compression applications or merely for the study of acoustic correlates to phonetic categories, must be based on approximations. Binary coded pattern aspects as well as quantized parameter data belong to the inventory of such specifications.

When processing the spectrographic data on connected speech the first object is to identify the boundaries of successive sound segments. A sound segment generally carries information on more than one phoneme of a sequence. Conversely, each phoneme may be physically encoded to a smaller or greater extent in the pattern aspect of several adjacent sound segments. The number of successive sound segments of a piece of connected speech is generally larger than the number of phonemes. Stop sounds, for instance, can be considered to be made up of at least two typical sound segments, the occlusion and the burst, and the latter phase may in some instances be split up into three successive and partly overlapping phases, the explosion transient, a short fricative, and an h-sound. The description of a sound segment for the purpose

of identification may be based on the following parameters, previously mentioned and summarized below.

1. Duration
2. Intensity
3. Energy (Area under the intensity-time curve)
4. Voice fundamental frequency, F_0
5. The F-pattern ($=F_1, F_2, F_3, F_4$, etc.)
6. The formant structure (Frequency-intensity distribution)
7. The fine structure; referring to speech production, the source (Voiced, unvoiced, mixed, or silence)

In addition there enter the dynamical aspects of speech patterns[5] in terms of the time variation of each of the variables 2-7. The identification of a phoneme from the physical data contained in successive sound segments involves first a phonetical categorization, essentially with regard to "manner of production", and then within each category, a choice related to "position of articulators", for instance the choice of one of [b], [d], [g] when the phoneme has been identified as a voiced stop.

The techniques of automatic speech recognition are still in an initial phase of development. Instrumental problems are severe and specificational theory is not fully established. The main difficulty in any speech writing coding scheme[6] is the variability of human speech. However, this area of research is developing rapidly.

THEORY OF SPEECH PRODUCTION

Acoustic theory of speech production[7, 8] in its present form is largely based on equivalent circuit concepts. As visualized in Fig. 3 any speech sound is regarded as the filtered output of a network in which a sound source is inserted. The characteristics of any

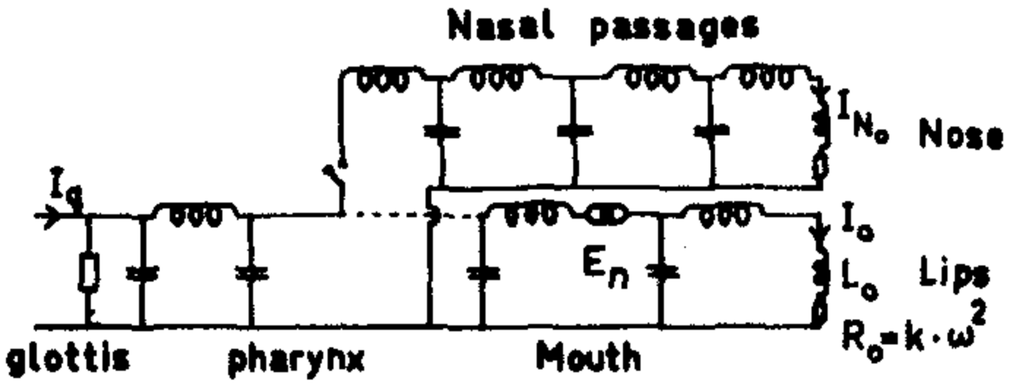


Fig. 3. Equivalent circuit representation of human and synthetic speech production applied to voiced sounds. The coils and condensers of the circuit should be regarded as distributed elements rather than lumped elements pertaining to specific cavities.

quasi-stationary sound segment thus contains the characteristics of the source and those of the network, the latter referred to as the vocal tract transfer function or filter function. In terms of Laplace transforms

$$P(s) = S(s)T(s) \tag{1}$$

where $P(s)$ pertains to the radiated sound, $S(s)$ to the source, $T(s)$ to the vocal tract transfer function, and $s = \sigma + j\omega$ to the complex frequency variable.

The transfer function $T(s)$ of voiced sounds is defined as the ratio of the Laplace transforms of the sound pressure at a distance l cm from the speaker to the volume velocity of the pulsating airflow passing the vocal cords. If the coupling to the nasal cavities is negligible this function has no other zero than that at the origin of the complex frequency plane. This differentiation approximates the transfer from volume

velocity at the lips to the sound pressure in the radiated wave. The ideal transfer function of voiced sounds,

$$T(s,l) = \frac{s}{4\pi l} \cdot \frac{1}{\prod_{n=1}^{\infty} (1 - s/\hat{s}_n)\,(1 - s/\hat{s}_n^*)} \tag{2}$$

is thus essentially an infinite pole product, where

$$\hat{s}_n = \sigma_n + \mathrm{j}\omega_n \quad \text{and} \quad \hat{s}_n^* = \sigma_n - \mathrm{j}\omega_n$$

are conjugate complex poles. For synthesis applications the infinite product is substituted for a finite (3, 4, or 5) number of poles and a "higher pole correction"[8].

The air-filled cavities within the vocal tract constitute a continuously inhomogeneous transmission line with low losses, and the equivalent network may thus be described in terms of the distributed series inductance and parallel capacitance per length unit along the vocal tract. Series and parallel resistances representing finite losses enter a complete representation. A lumped element representation of a series inductance for a constriction and a capacitance for the volume of a specific cavity is not permissible, except for very low frequencies.

Each resonance of the vocal cavities may be described in terms of its frequency F_n and bandwidth B_n which are related to the conjugate complex poles of $T(s)$ as follows

$$\left.\begin{aligned} F_n &= \omega_n/2\pi \\ B_n &= -\sigma_n/\pi \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

The average spacing within the frequency scale of these resonances is of the order of 1000 c/s or more specifically $c/2l_v$ were l_v is the effective length of the vocal tract and c the velocity of sound. This inverse dependency of formant frequencies on vocal cavity length dimensions explains the higher formant frequencies of females compared to males, and of children compared to adults.

The two constituents of a pole, the frequency and the bandwidth, may be studied by various means of exciting the vocal cavities. One is merely to thump the outside of the throat with a finger and measure the damped exponential, the decay characteristics of which provide a measure of the bandwidth according to (3). The vocal tract response to any transient excitation must contain as a component a damped oscillation

$$p_n(t) = A_n\, \mathrm{e}^{-\pi B_n t} \cdot \cos(2\pi F_n t + \varphi_n) \tag{4}$$

which is the inverse transform of a formant number n.

The same frequencies and bandwidths may be obtained from the sine-wave response of the vocal tract as determined experimentally from driving the vocal tract with a larynx microphone utilized as a sound source and a pickup microphone close to the lips. This is exemplified by Fig. 4. Typical values of resonance bandwidths are shown in Fig. 5. They are of the order of 50 c/s in the frequency region occupied by the first and second formant. Formant bandwidths are slightly greater than resonance bandwidths due to additional losses through the glottis slit.

The equivalent circuit theory of speech production suggests a convenient method[9] of deriving the properties of the vocal source[4] without bringing any probes into the vocal cavities. This is the inverse filtering technique of passing the speech wave

through anti-resonance circuits, one for each formant. The first step is to integrate the speech wave thus removing the radiation zero of $T(s)$.

Some results of this technique are illustrated in Fig. 6*. It may be observed that integration alone provides a first approximation to the voice flow. The apparent starting point of the damped oscillations appears to coincide with the offset of the flow, *i.e.* the closing phase. These curves display the well-known facts that increased

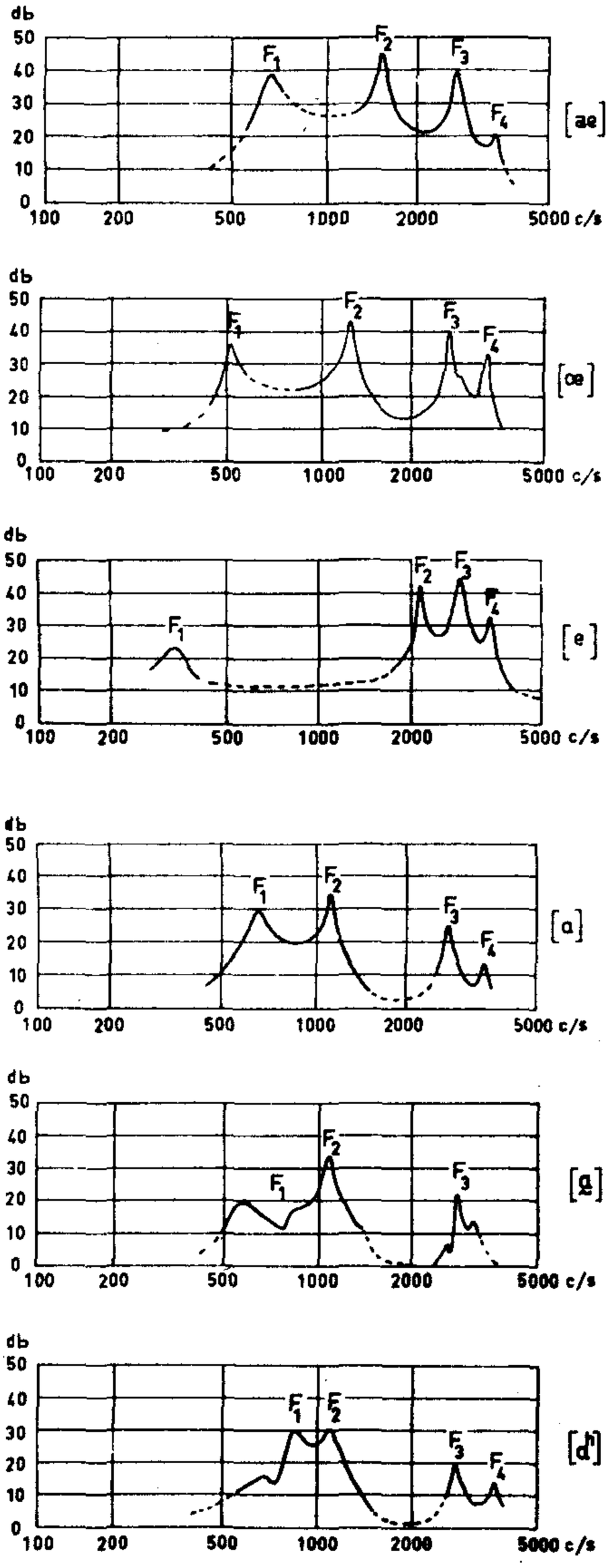


Fig. 4. Sine-wave response curves of the vocal tract driven externally from the pharynx and measured 2 cm in front of the lips. The effect of lowering the soft palate as in a nasalized vowel and of opening the vocal cords as in h-sounds is illustrated for the vowel [ɑ].

* These illustrations of inverse filtering originate from a thesis work by C. CEDERLUND of the Speech Transmission Laboratory, Royal Institute of Technology, Stockholm (Sweden).

voice efforts sharpen the wave shape of the vocal airpulses. At low voice intensities the closure phase is relatively short and the wave form is rounded. A tendency of a double peaked voice flow period has been found for one of the subjects.

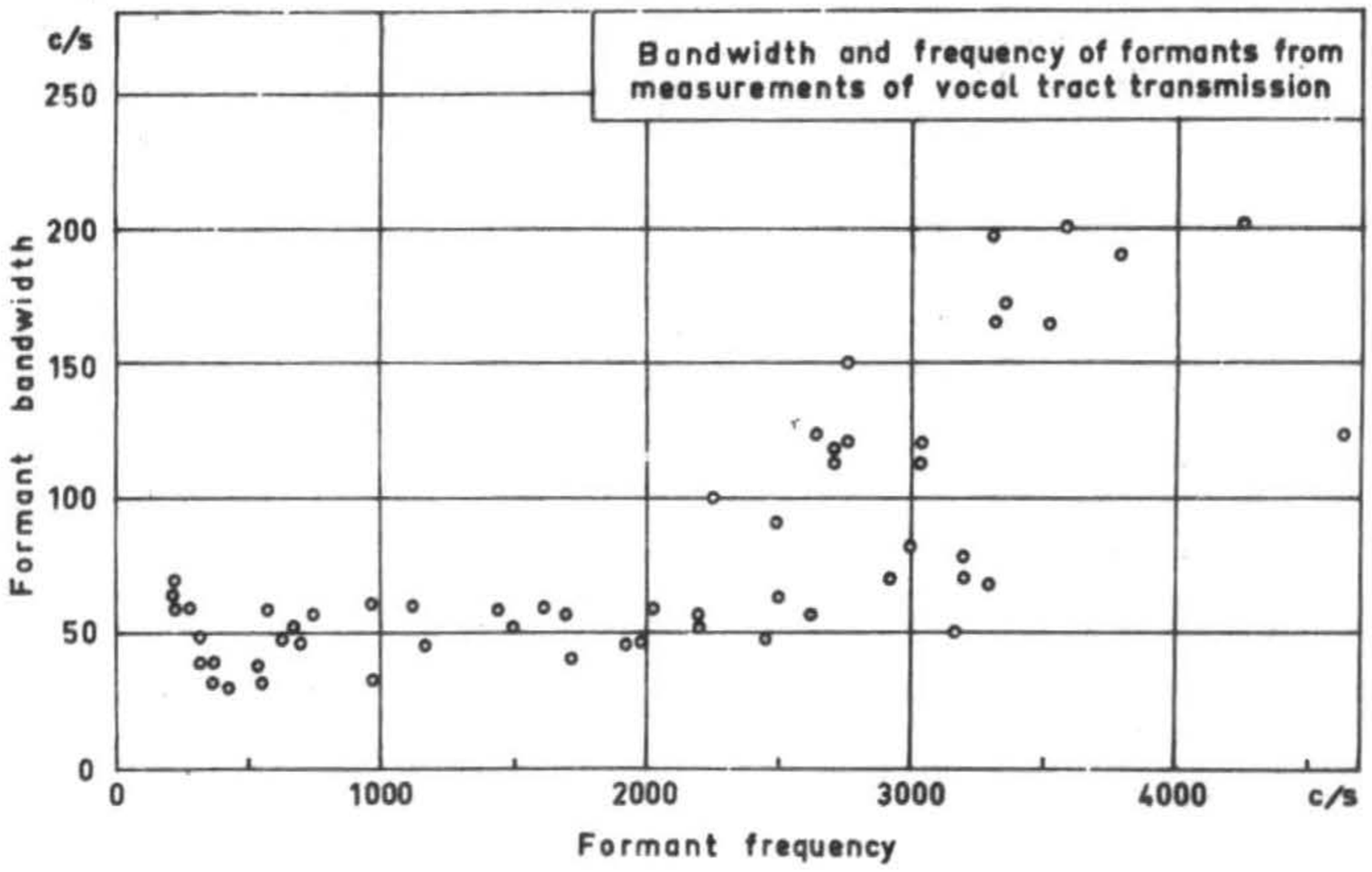


Fig. 5. Frequency dependency of the bandwidth of vocal resonances under conditions of closed glottis.

Another aspect of the Laplace transform representation is the frequency domain decomposition of vowels into elementary resonance curves. This is illustrated in Fig. 7, which pertains to idealized vowels. A shift of F_1 one octave up in frequency is apparently followed by an increase in the spectrum envelope level of 12 db at all frequencies well above F_1. When any two relatively close lying formants approach in frequency there occurs an increase in intensity of each which is 6 db per halving of their distance. These and other rules relating spectrum shape and spectrum levels to formant frequencies, *i.e.* to the *F*-pattern may be observed from Fig. 8, which illustrates the effects of changing F_1 and F_2 and also F_3 within the spectra of synthetic

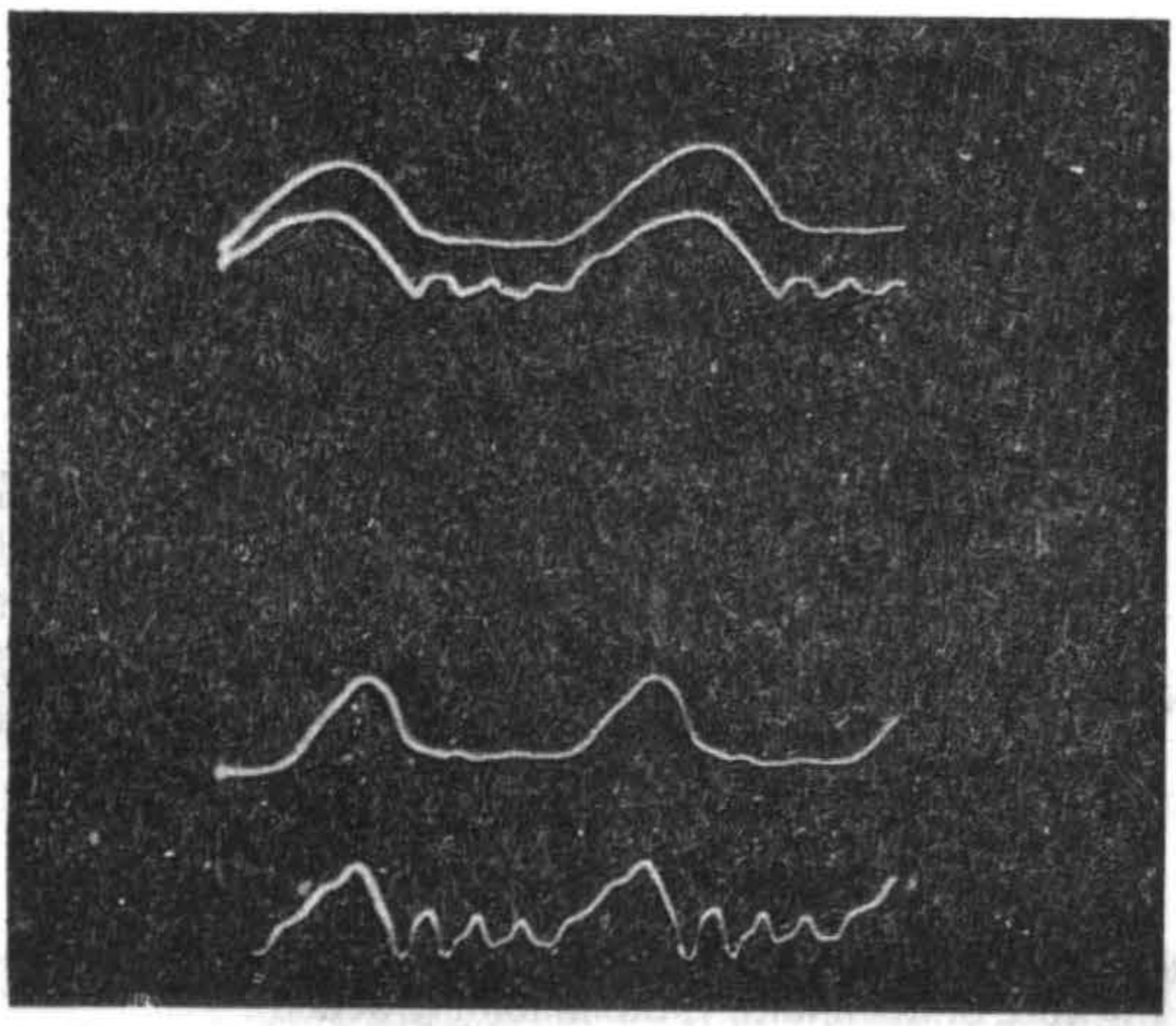


Fig. 6. Wave forms of the regenerated voice flow and, for comparison, the merely integrated speech wave. The upper pair of curves pertains to the vowel [æ] produced with a low voice effort and the bottom pair pertains to the same vowel produced with a high voice effort. The first four formants were filtered out in the top curve of each pair, but appear as damped oscillations in the merely integrated wave.

vowels. Most of these are close to Swedish vowels, the articulatory positions of which are shown in Fig. 9. Here as well as in Fig. 8 the vowels are arranged in terms of increasing F_1 to the right and increasing F_2 upwards in the diagram.

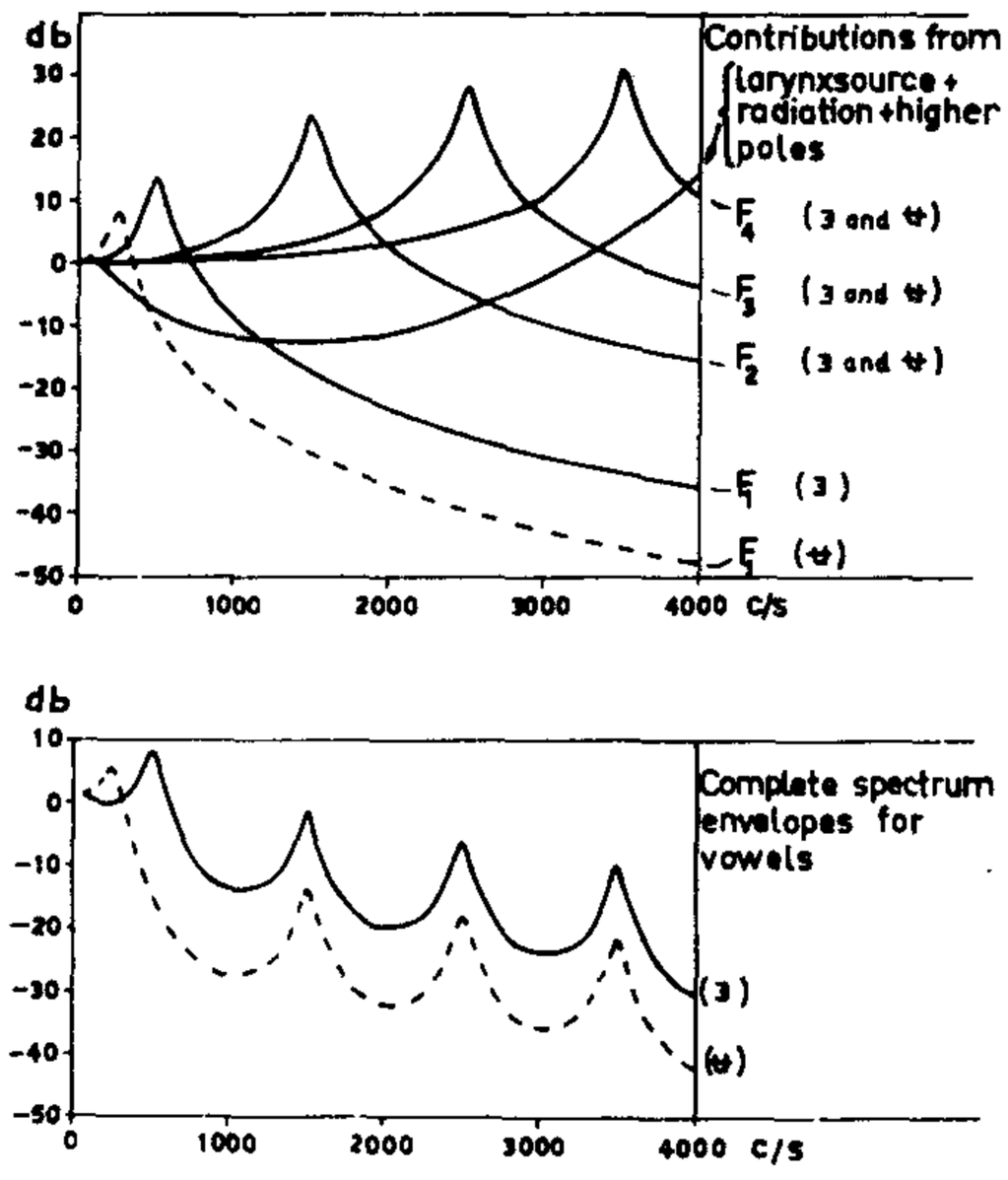


Fig. 7. Spectrum decomposition of ideal vowels in terms of elementary resonance curves, one for each formant plus additional constant characteristics. The latter include a voice source spectrum sloping —12 db/octave and a high frequency emphasis representing the residual contribution from formants higher than the fourth. The effect of shifting F_1 down one octave is indicated by the broken line. Each elementary resonance curve is analogous to a low-pass filter of 12 db/octave attenuation above its cutoff frequency.

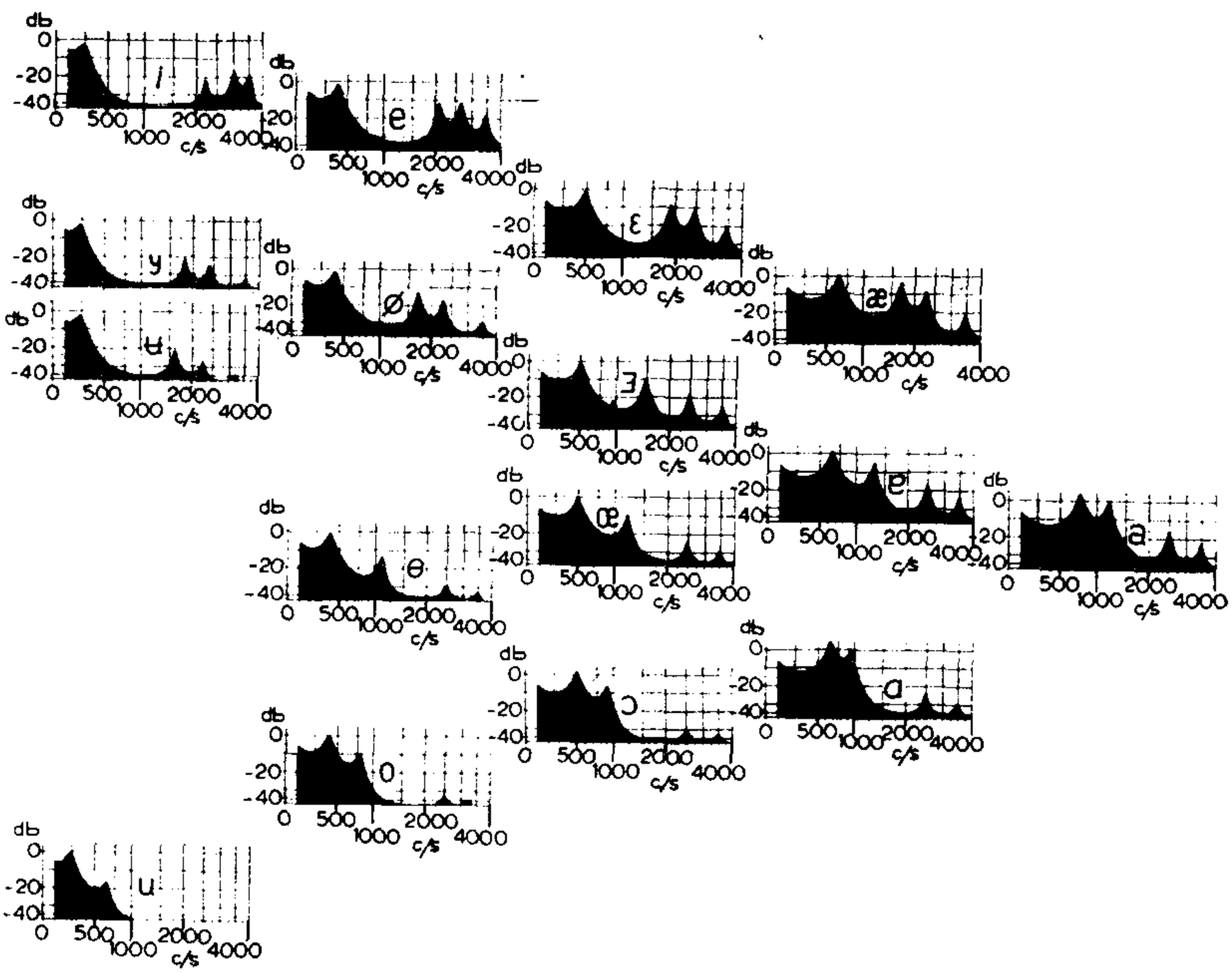


Fig. 8. Spectra on an approximate mel scale of synthetic vowels ordered according to the particular F_1 and F_2. The changes in spectrum shape and in formant levels following a shift in one or more of the formant frequencies should be observed.

The main articulatory variables are

1. *the location,*
2. the degree of constriction of the main narrowing between the tongue and the opposite wall of the vocal cavities, and
3. *the degree of constriction and lengthening of the lip passage.* The generalized relation suggested in older phonetics literature, that F_1 is due to the cavity behind the tongue constriction and F_2 to the cavity in front of the constriction is an impermissible oversimplification, sometimes contradicting actual relations. All parts of the vocal cavities have some influence on all formants and each formant is dependent on the entire shape of the complete system[7, 10]. The general rules are that a tongue constriction located in the middle of the mouth cavity is optimal for a high F_2 and that a maximally high F_1 requires the main constriction to be located just above the larynx and the mouth cavity to be wide-open. A constriction location slightly advanced from that of maximum F_2 provides maximal F_3.

A decrease of the lip-opening area or increase of the length of the lip passage

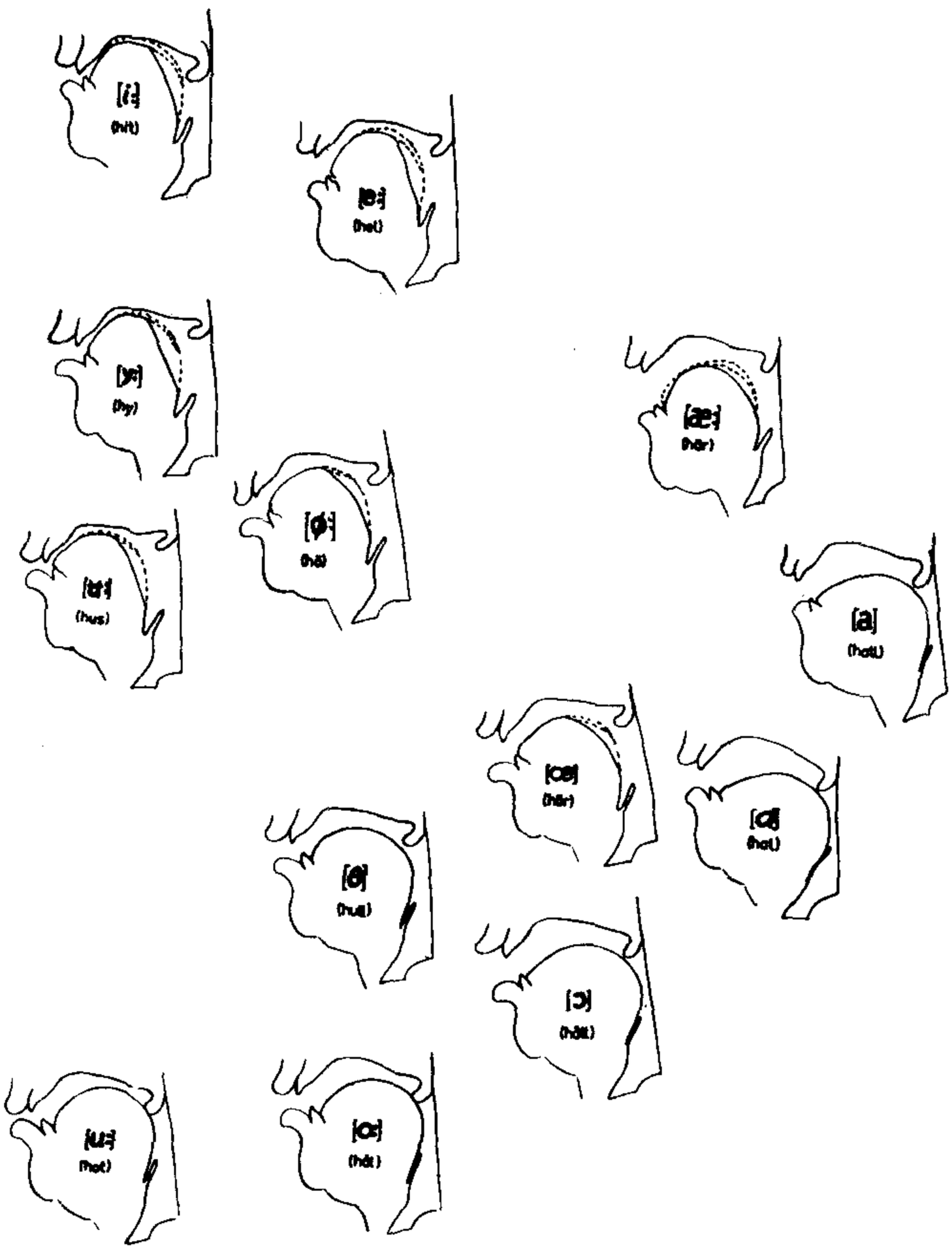


Fig. 9. X-ray tracings of Swedish vowels arranged as in Fig. 8 according to increasing F_1, right, and increasing F_2, up.

causes a lowering of the frequencies of all formants. F_1 is maximally low when the mouth cavity is constricted and F_2 is maximally low when the tongue constriction is in the upper part of the pharynx.

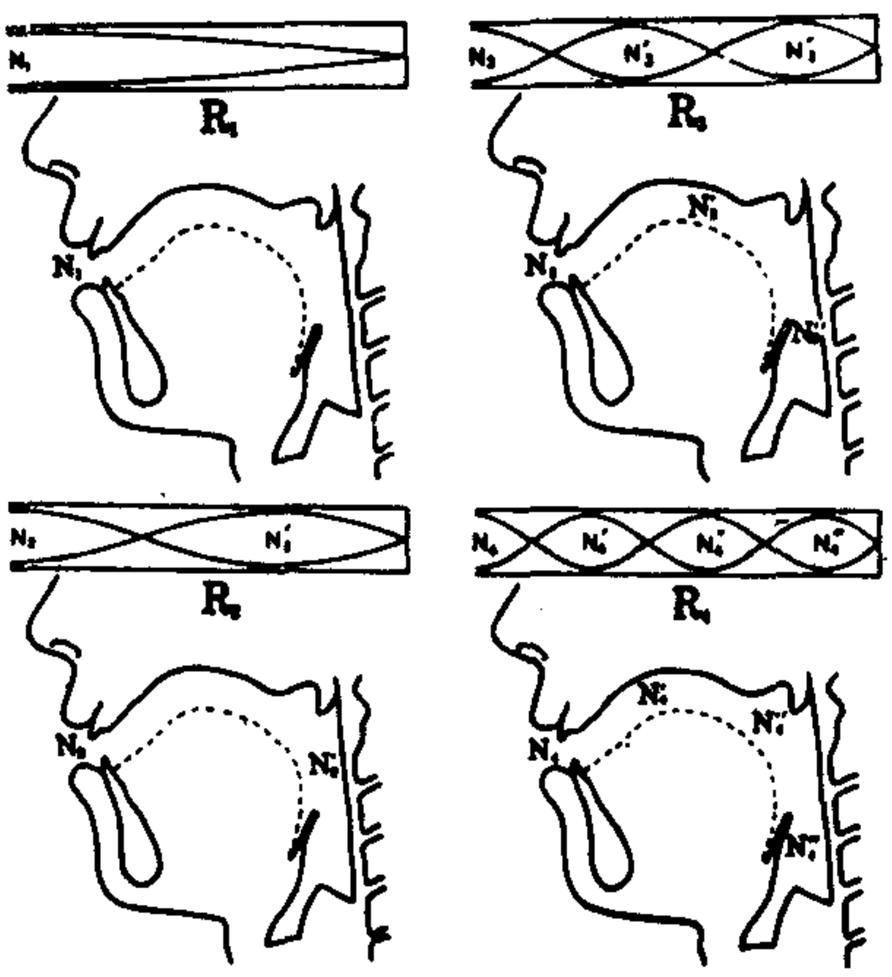


Fig. 10. Distribution of volume velocity at the frequencies of each of the first four resonances of an ideal neutral articulation in which the vocal tract simulates a tube of constant cross-sectional area. (After CHIBA and KAJIYAMA[12].)

All these relations observed when correlating articulatory and spectrographic data and corroborated model experiments[7, 11] may be inferred from a simple consideration of the distribution of pressure of volume velocity inside a neutral state idealized model of the vocal tract defined by a tube of constant cross-sectional area open at the lip end and closed at the larynx end. As shown in Fig. 10 there is a volume velocity maximum at the lips and a minimum at the glottis independent of the particular resonance frequency. The second resonance has an additional volume velocity maximum at $^1/_3$ of the vocal tract length above the glottis and a volume velocity minimum at a place $^1/_3$ of the total tube length from the lip end. The homogeneous tube has resonance frequencies at 500, 1500, 2500, 3500 c/s, etc.

If this neutral tube is constricted at a volume velocity maximum, *i.e.* at a pressure minimum, there results a shift down in the frequency of the particular resonance[12, 13]. This is to be expected since the minimum pressure at the constriction implies that the distributed capacitance in this region is small compared to the inductance and that an area change thus is effectively an inductance change[7]. The simple rule may thus be stated that a constriction of the vocal cavities at the place of a volume velocity maximum causes a shift down in the particular resonance frequency and that a constriction at a volume velocity minimum causes a shift up of the particular resonance frequency.

CONSONANT SPECTRA AND THEIR DETERMINANTS IN SPEECH PRODUCTION

Some of the sounds referred to as consonants, *e.g.* [j], [w], [v], [r], and [l] are often produced as voiced continuants with little or insignificant noise added. Sound segments of the speech wave belonging to this category, except [l] in a strict sense, may be analytically treated as vowels, *i.e.* formant intensities are only dependent on the *F*-pattern of resonance frequencies (poles) and on the particular source spectrum. In all other categories of sound segments, *i.e.* nasal consonants, unvoiced stops, fricatives and

affricates, and the unvoiced parts of the corresponding "voiced" sound segments, there enters in addition a 0-pattern of anti-resonances (zeroes) as an additional determinant of formant levels. This is also true of [l] but to a lesser extent.

The common denominator of all non-nasal speech sounds, voiced or not, is the *F*-pattern defining the frequencies where formants may be found. In some instances the bandwidths of the higher resonances are so broad that adjacent formants merge into a single formant area. Thus, typically for the [s]-sound, the formants *F*1, *F*2, *F*3, *F*4 are very weak and the main spectral energy is contained in *F*5, *F*6, *F*7, *F*8, *F*9 generally seen in the spectrogram as a single or two formant areas. In the sound segment of nasal consonants there are more resonances (poles) than those of the *F*-pattern in which case the *F*-pattern is defined to comprise those frequencies which show the greatest continuity with the *F*-positions of orally open, adjacent sound segments. The *F*-pattern of nasalized vowels is similarly defined from a continuity to non-nasalized sound segments disregarding those resonances introduced by the nasal coupling.

The zero function of a vocal tract transfer function is due to the cavity system behind the source (typical for all noise sounds) or to the presence of a cavity system in front of the source shunting the main path of wave propagation (typical for nasal consonants, nasalized vowels, and laterals).

When discussing the spectral effects of poles and zeroes, it is convenient to distinguish between free poles and zeroes and bound poles and zeroes, the latter comprising pairs of a pole and a close lying zero, providing small combined spectral contributions only. In a frequency region of low coupling between a front cavity and a back cavity or between a shunting cavity and a main outlet, all the poles of the back cavities or of the shunt are bound. This is the reason for the low intensity of formants lower than *F*5 in the spectrum of the [s]-sound and the low intensity of *F*2

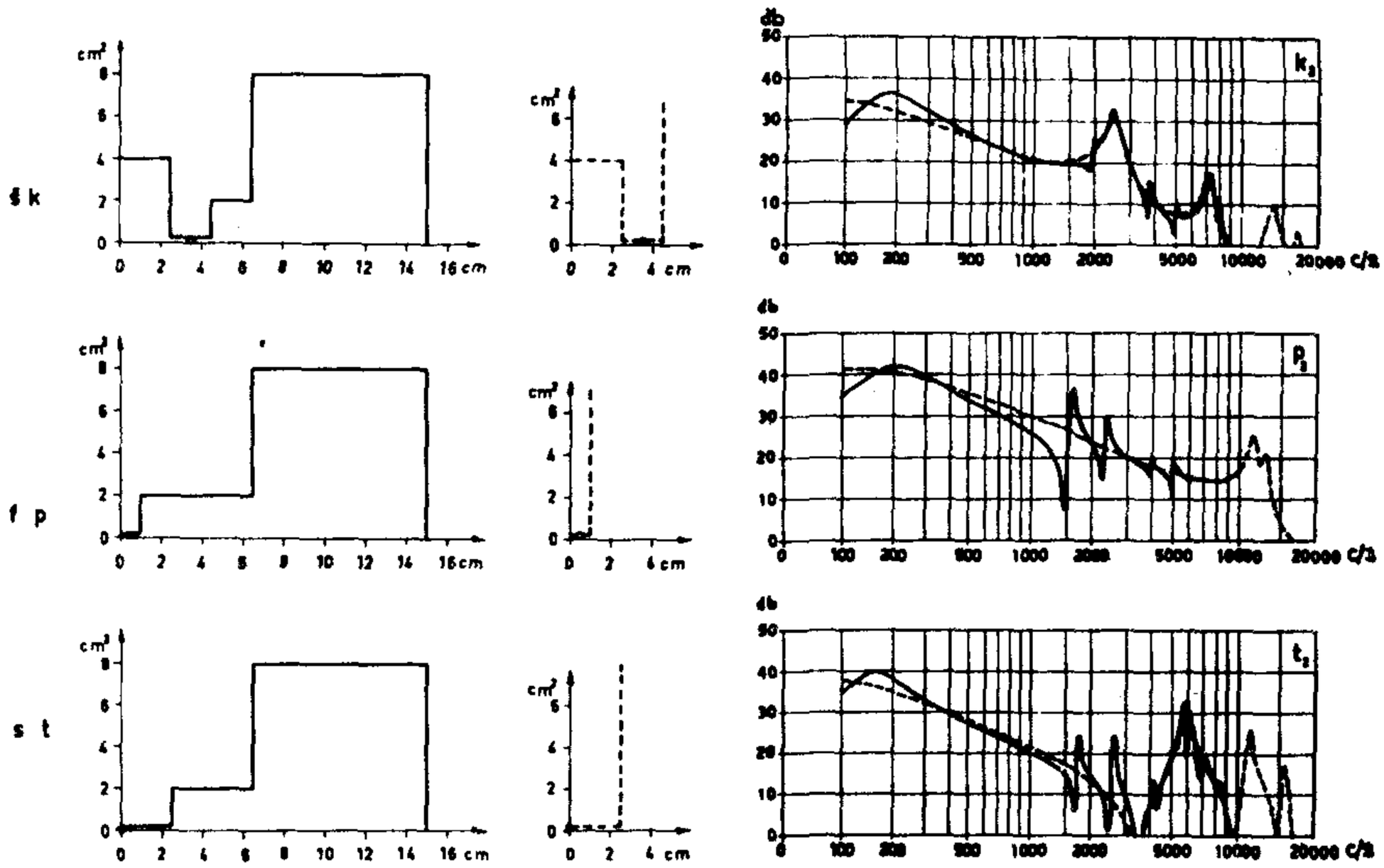


Fig. 11. Simple idealized vocal tract models and corresponding spectra of the sounds [k], [p] and [t]. Coarticulation with a front vowel is suggested by the relatively narrow mouth cavity. Broken line figures and curves pertain to models involving front resonators only and the corresponding spectra.

in the spectrum of most nasal consonants. The free poles are generally due to the cavities in front of the source and have a considerable association with the back cavities only when the coupling is great. When approximating a sound spectrum in terms of poles and zeroes it is evidently possible to discard the bound poles and zeroes. Those bound poles entering the *F*-pattern are, however, of specificational importance as the starting points of formant transitions towards adjacent sound segments.

Pole-zero patterns of palatal, labial, and dental sounds, derived from idealized cavity configurations, are shown in Fig. 11. The spectrum of the stop [k] is dominated by a free pole which is the first resonance of the front cavity. The labial consonant [p] has no free poles and no free zeroes unless the tongue is in a high palatal position, and the dental consonant [t] has a free zero in the region of 3000 c/s and a free pole at 6000 c/s originating from the narrow tongue passage which contribute to the relative emphasis of the spectrum above 4000 c/s. In natural speech there is an additional free pole originating from the resonance of the cavity in front of the teeth.

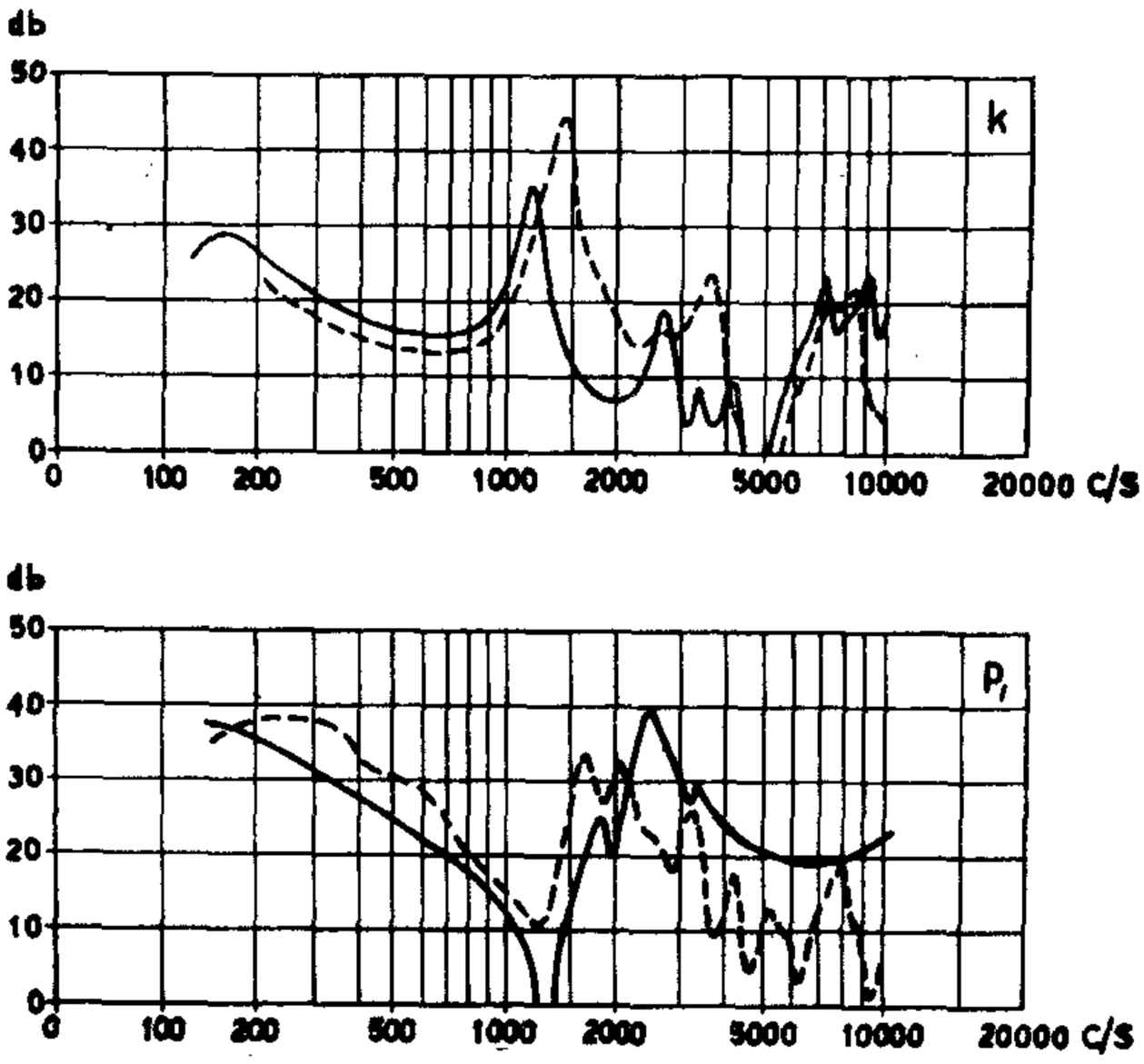


Fig. 12. Calculated spectra (solid lines) derived from X-ray studies of vocal tract dimensions, and spectra of the same sound sampled from the subject's connected speech (broken lines). The tongue articulation of [k] was postvelar and for [p] palatal. The sampling pertains to the first 10 msec of the explosion.

The accuracy which can be achieved in predicting the spectrum of a stop consonant of a subject's connected speech from X-ray pictures of his stationary articulation of the "same" sound is illustrated by Fig. 12 which pertains to the explosion phase of a [k]-sound of velar articulation and a palatalized [p]-sound. The predictability is good considering the apparent difficulties.

SPEECH SYNTHESIS*

Depending on how well the synthesis instrumentation preserves the general properties of speech, various levels of naturalness may be reached from very machine-like qualities to a rather natural sounding speech. Synthesis is made either to simulate a human model or to generate an impersonal speech by rule. Systematic synthesis experiments

* A review of synthesis methods may be found in ref. 2 (chapter 3.3).

are generally directed towards the evaluation of the relative importance of various pattern aspects. An important contribution to our understanding of the distinctive sound cues stems from the investigations at the Haskins Laboratories[14]. Their classical investigations were based on a constant pitch harmonic synthesizer, which provides a high degree of approximation of the speech wave. The results obtained from their studies should be checked by similar experiments with formant coded synthesizers capable of producing a more natural speech. Such studies are under way or are planned now in several laboratories in U.S.A., England, and in Sweden. Much of this work is directed to the realization of analysis-synthesis telephone systems enabling bandwidth reductions greater than those of a channel vocoder[15]. The signals extracted at the transmitting end and controlling the synthesis at the receiving end are of a parametric nature and have a low information rate. The formant coding implies an extensive use of Laplace transforms for the parametric decomposition. One example of such a synthesis scheme is shown in Fig. 13.

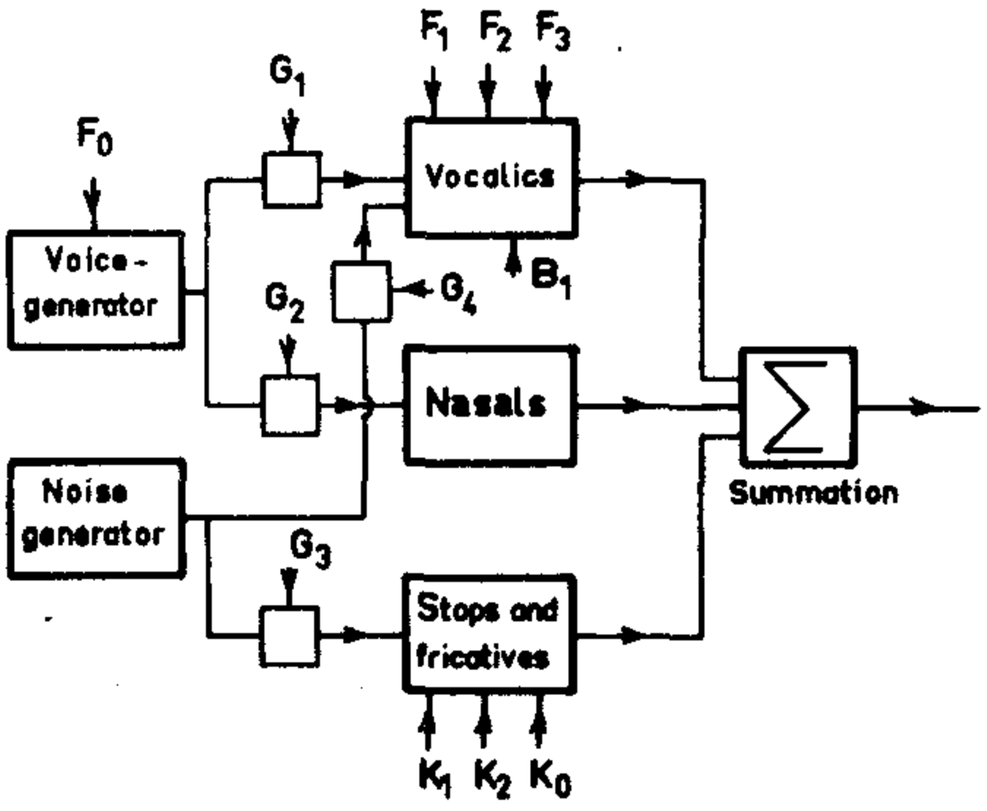


Fig. 13. Block diagram of the Swedish formant coded speech synthesizer OVE II.

Formant coded speech synthesis may be adopted as a supplement to analysis for expressing speech spectra in terms of pole-zero patterns providing a synthetic copy approximating the natural sample. This procedure has been called analysis by synthesis and is a promising approach to descriptive problems.

REFERENCES

1. R. K. POTTER, A. G. KOPP AND H. C. GREEN, *Visible Speech*, Van Nostrand, New York, 1947.
2. G. FANT, *Acta Polytechnica Scand.*, 246 (1958) 1.
3. J. W. VAN DEN BERG, *J. Speech and Hearing Research*, 1 (1958) 227.
4. J. L. FLANAGAN, *J. Speech and Hearing Research*, 1 (1958) 99.
5. H. M. TRUBY, *Acta Radiol.*, (1959) Suppl. 182.
6. D. B. FRY AND P. DENES, *Language and Speech*, 1 (1958) 35.
7. G. FANT, *Acoustic Theory of Speech Production*, RIT Div. of Telegraphy-Telephony, Report No. 10, 1958; to be published by Mouton & Co., 's-Gravenhage, 1960.
8. G. FANT, *Ericsson Technics*, 15 (1959) 3.
9. R. MILLER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 667.
10. H. K. DUNN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 22 (1950) 740.

11. K. N. STEVENS AND A. S. HOUSE, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 484, and 28 (1956) 578.
12. T. CHIBA AND M. KAJIYAMA, *The Vowel, its Nature and Structure*, Kaiseikan Publ. Co., Tokyo, 1941.
13. G. UNGEHEUER, *Z. Phonetik allgem. Sprachwiss.*, 11 (1958) 35.
14. A. M. LIBERMAN, P. DELATTRE AND F. S. COOPER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 117.
15. M. R. SCHROEDER, *Recent Progress in Speech Coding at the Bell Telephone Laboratories*, this book, p. 201.

Recent Progress in Speech Coding at Bell Telephone Laboratories

M. R. SCHROEDER

Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, N.J. (U.S.A.)

More than thirty years ago, on October 1, 1928, HOMER DUDLEY of Bell Telephone Laboratories gave his first description of a device which was later called a "vocoder". Dudley's vocoder promised a many-fold reduction of the bandwidth necessary to transmit intelligible speech. Today, thirty-one years later, the vocoder is still not in commercial use. Why?

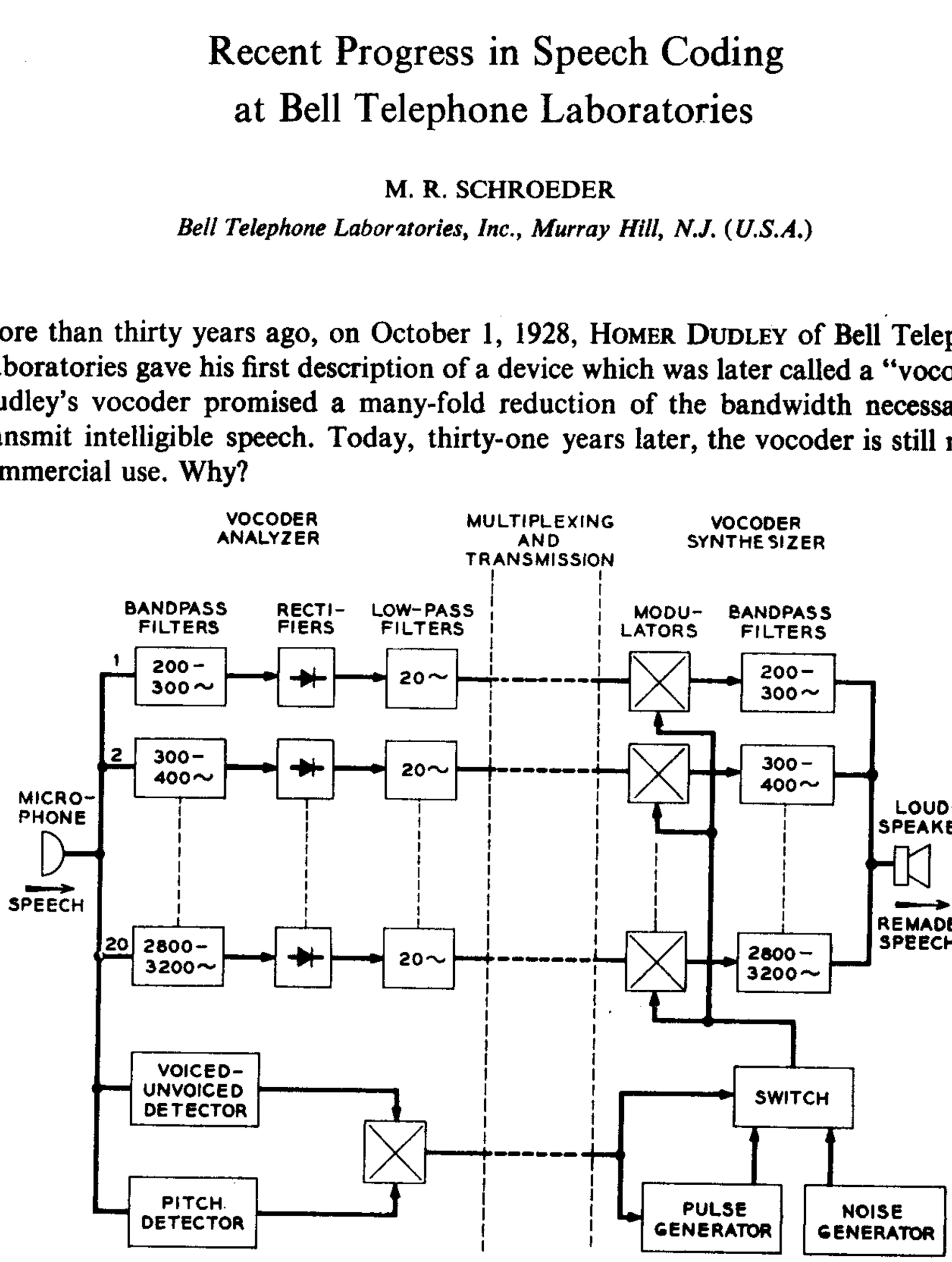


Fig. 1. Block diagram of frequency channel vocoder.

The answer can be given in two sentences:
1. Our ears are highly discriminating organs, particularly sensitive to the quality of human speech.
2. Until recently no vocoder was capable of reproducing these important quality characteristics in a manner acceptable to the ear.

It is true that a number of experimental vocoders have worked remarkably well in a controlled laboratory environment. But even under these conditions, which were characterized by the use of high-quality microphones, vocoders have worked optimally only for a few selected voices, usually including that of the designing engineer. However, no vocoder has operated satisfactorily on a signal that originated from a carbon-button microphone and that has traveled some distance over telephone lines where it has been contaminated by noise, and lost its low frequency content. Speech frequencies below 200 or 300 cycles per second contribute little to intelligibility but are important in assuring the proper working of two basic vocoder functions. These are:
1. The decision whether a sound is voiced or unvoiced.
2. The measurement of the fundamental frequency or "pitch" if the sound is voiced.

THE EXCITATION PROBLEM

Fig. 1 shows a block diagram of a frequency channel vocoder in which the band-pass filters, rectifiers, low-pass filters and modulators perform straight-forward functions in measuring and reproducing the spectral envelopes of the speech sounds. In contrast, the boxes labeled "voiced-unvoiced detector" and "pitch detector" are required to perform functions on a higher level, beyond the realm of conventional electronics and

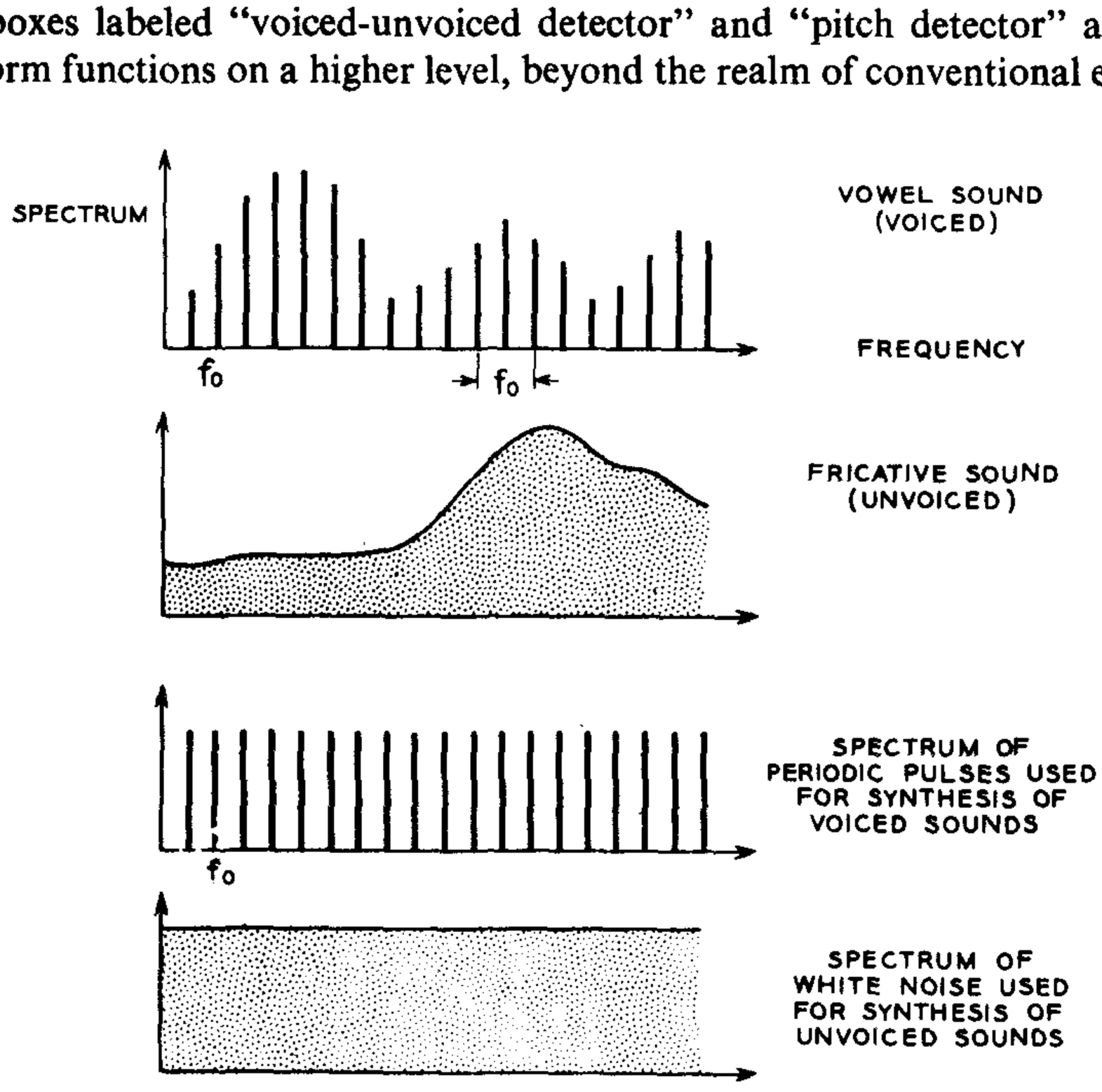


Fig. 2. Spectra of speech sounds (top) and spectra of excitation waveforms (bottom) from which vocoder synthesizes speech.

physics. What physical characteristics correspond to the properties "voiced" and "unvoiced"? Or for a purely voiced sound: where exactly do the individual pitch periods begin? A human observer looking at an oscillogram of speech, has little difficulty making these decisions, but not so our electronic circuits. The task of deciding, on the basis of a received waveform, whether a sound is voiced or unvoiced and, if voiced, where the individual pitch periods begin, belongs to the realm of "pattern recognition" *in which the human mind has unique facility.*

This contrasts sharply with the capabilities of inanimate electronic machines: For decades they have been "trained" to amplify and rectify, multiply and filter but are utterly helpless when faced with problems of a more human nature. All of us can read hand-written texts. But where is the machine that can read all kinds of printed texts, let alone a variety of handwritings? It is exactly this inability to operate on the human level that has foiled vocoders for such a long time.

If it is so difficult to duplicate these human functions by machines, is it not possible to avoid or circumvent them in our vocoders? Do we have to make the distinction between voiced and unvoiced sounds and measure the fundamental frequency *explicitly?* Can a vocoder be built that employs only the classical functions of filtering, rectifying and so forth and of which no decisions on a human level are required?

In order to answer this question, we decided to re-examine the whole excitation problem. Fig. 2 shows at the top the Fourier spectrum of a steady vowel sound. It consists of a number of lines which are harmonically related to the fundamental frequency, f_0. Their different heights reflect the formant structure of the particular vowel sound. Below it, one sees the Fourier spectrum of a fricative sound. Its spectrum is continuous and lacks the discrete line structure of the vowel spectrum. In synthesizing these sounds, the vocoder starts with a flat spectrum which has the appropriate fine structure, *i.e. discrete for the synthesis of voiced sounds and continuous for* unvoiced sounds. These spectra are obtained from pulse and noise sources which are controlled by the voiced-unvoiced and pitch detectors shown in Fig. 1.

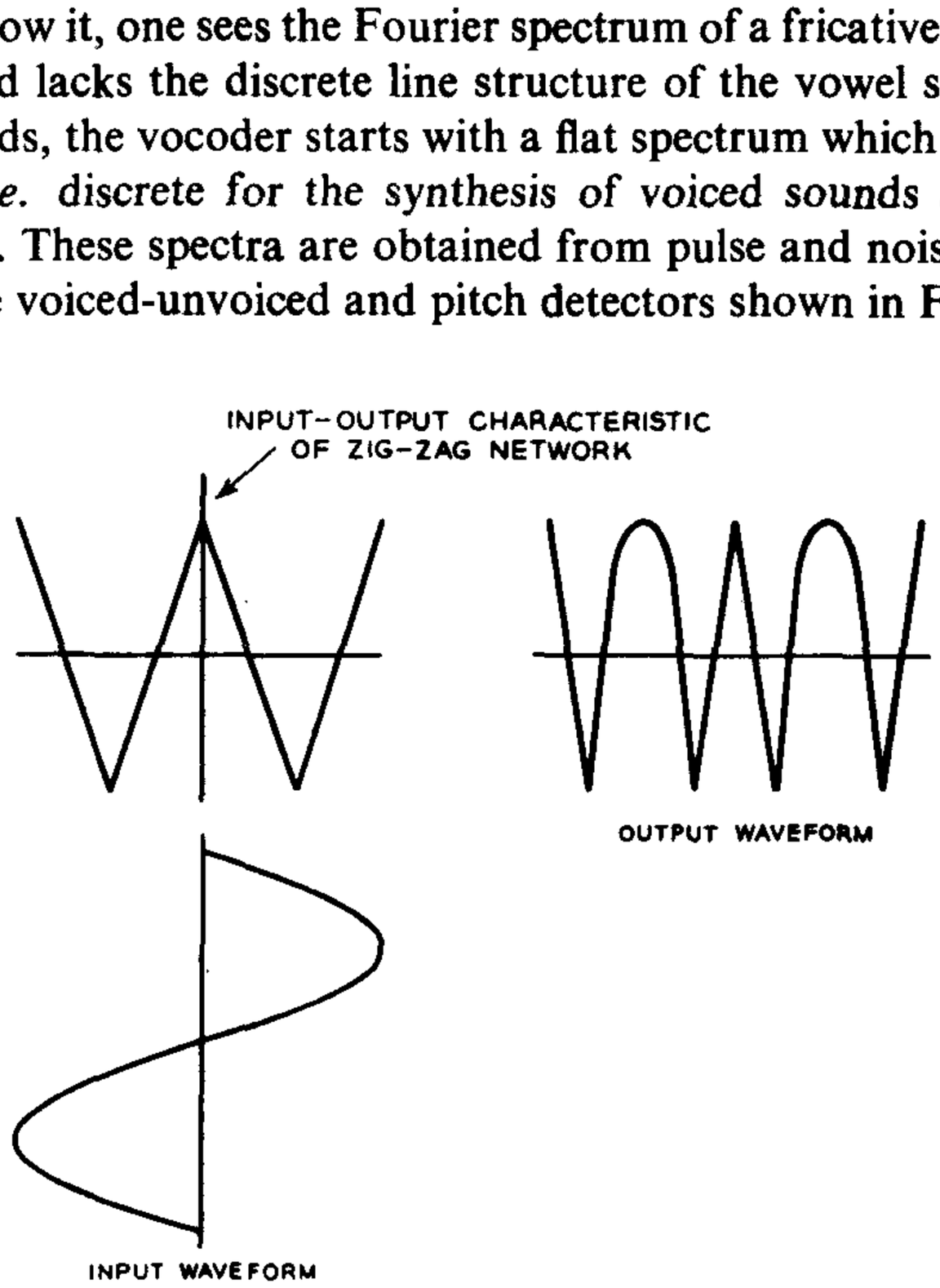


Fig. 3. Input–output characteristic of "zig-zag" distortion network.

The important point is that excitation waveforms with nearly flat spectra can be obtained from a narrow bandwidth portion of the original spectrum, without voiced-unvoiced and pitch detections. We discovered that when such relatively narrow "basebands" are fed to an appropriate and powerful nonlinear distortion device, the output is sufficiently flat to be useful as an excitation signal for vocoder synthesis.

After experimenting for some time with rectifying, infinite clipping, and other simple distortion techniques, none of which gave the desired results, we started to look for ideas which would give better spectral spreading. One such idea was to use a device that would substantially increase the number of axis crossings of the signal. The rate of axis crossings of a signal is a good indicator of its frequency content and thus one might hope that by increasing it one could increase the spectral spread of the signal accordingly.

The input-output characteristic of a physical device capable of multiplying the axis crossing rate of a signal is shown in Fig. 3. For every zero crossing at the input to this "zig-zag" network one obtains up to four zero crossings at the output. Consequently, the frequency content of the output signal is broadened by a factor of approximately 4. The higher frequency content of the output can easily be discerned in the output waveform on the upper right.

Another important property of distortion networks of this type is that they preserve the fine structure of the input spectrum: For an unvoiced input, the output will be unvoiced. For a voiced, that is periodic input, the output is also periodic and has the same period. Furthermore, for a fluctuating periodic input, the output reproduces the exact length of each period. We have found both by informal listening and speaker identification tests that these irregular fluctuations of consecutive pitch periods impart naturalness and individuality to the human voice.

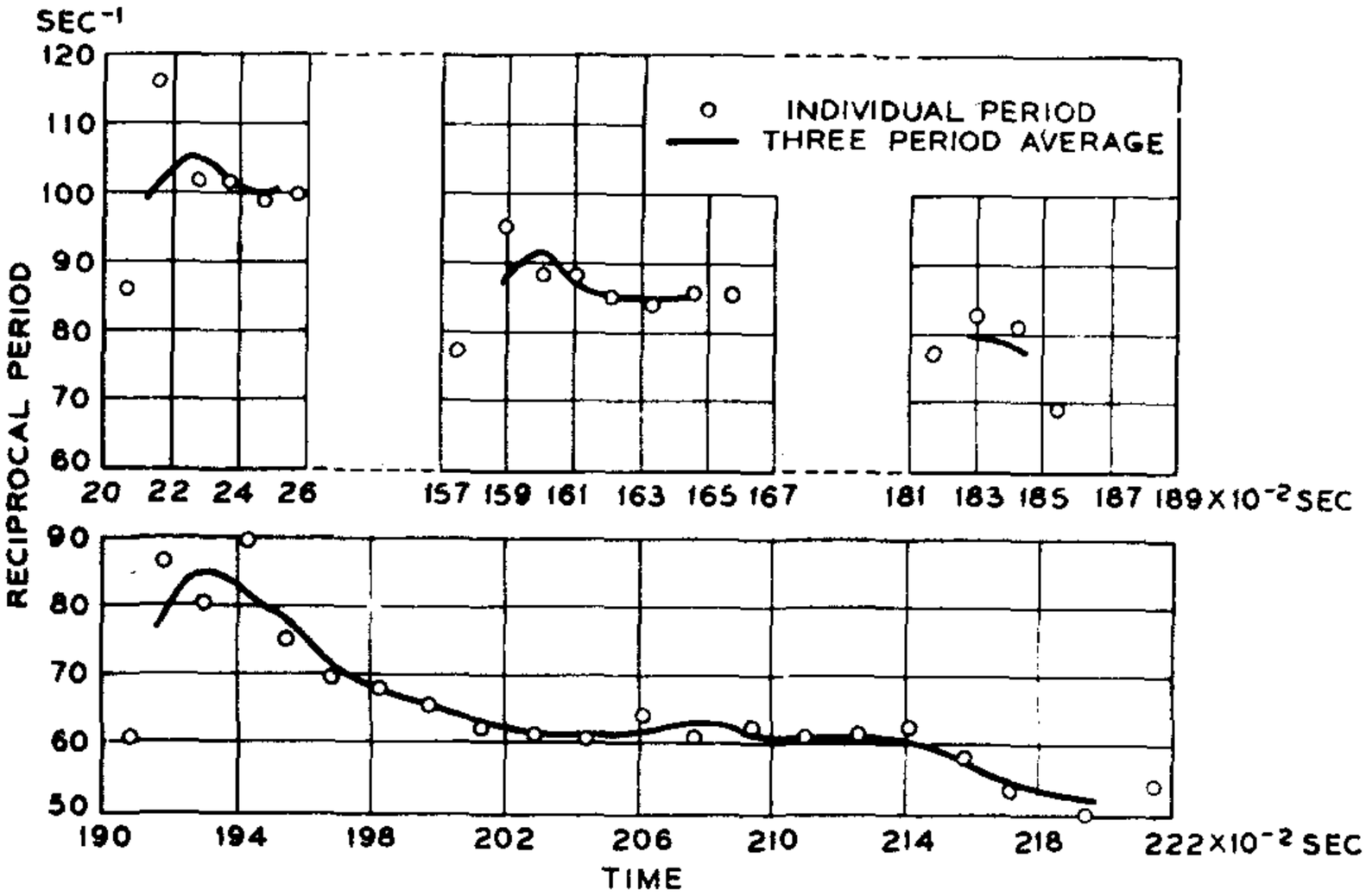


Fig. 4. Fluctuations of individual pitch periods and three-period averages (heavy lines).

Fig. 4 shows typical examples of irregular fluctuations of consecutive pitch periods. Plotted are the reciprocal pitch periods in cycles per second *versus* time. The irregularities are particularly pronounced at the beginnings and endings of voiced sections.

Since they are preserved in vocoders employing the new excitation technique, it is not surprising that these should sound more natural than conventional vocoders. The best that could be achieved by a conventional pitch detector under optimal conditions is some washed-out average of several consecutive pitch periods, indicated in Fig. 4 by heavy lines.

THE HIGH-FIDELITY VOCODER

The first vocoder using the new excitation principle was a "high-fidelity" vocoder capable of transmitting 10 kc/s speech over 3 kc/s telephone channels[1]. A block diagram of this vocoder is shown in Fig. 5. Speech frequency components between 80 c/s and 2 kc/s are sent without vocoding. This band is shifted upward by 700 c/s to permit the transmission of frequencies below 200 c/s not ordinarily transmitted by telephone circuits. At the same time this shift makes room for 9 vocoder channels covering speech frequencies from 2 kc/s to 10 kc/s.

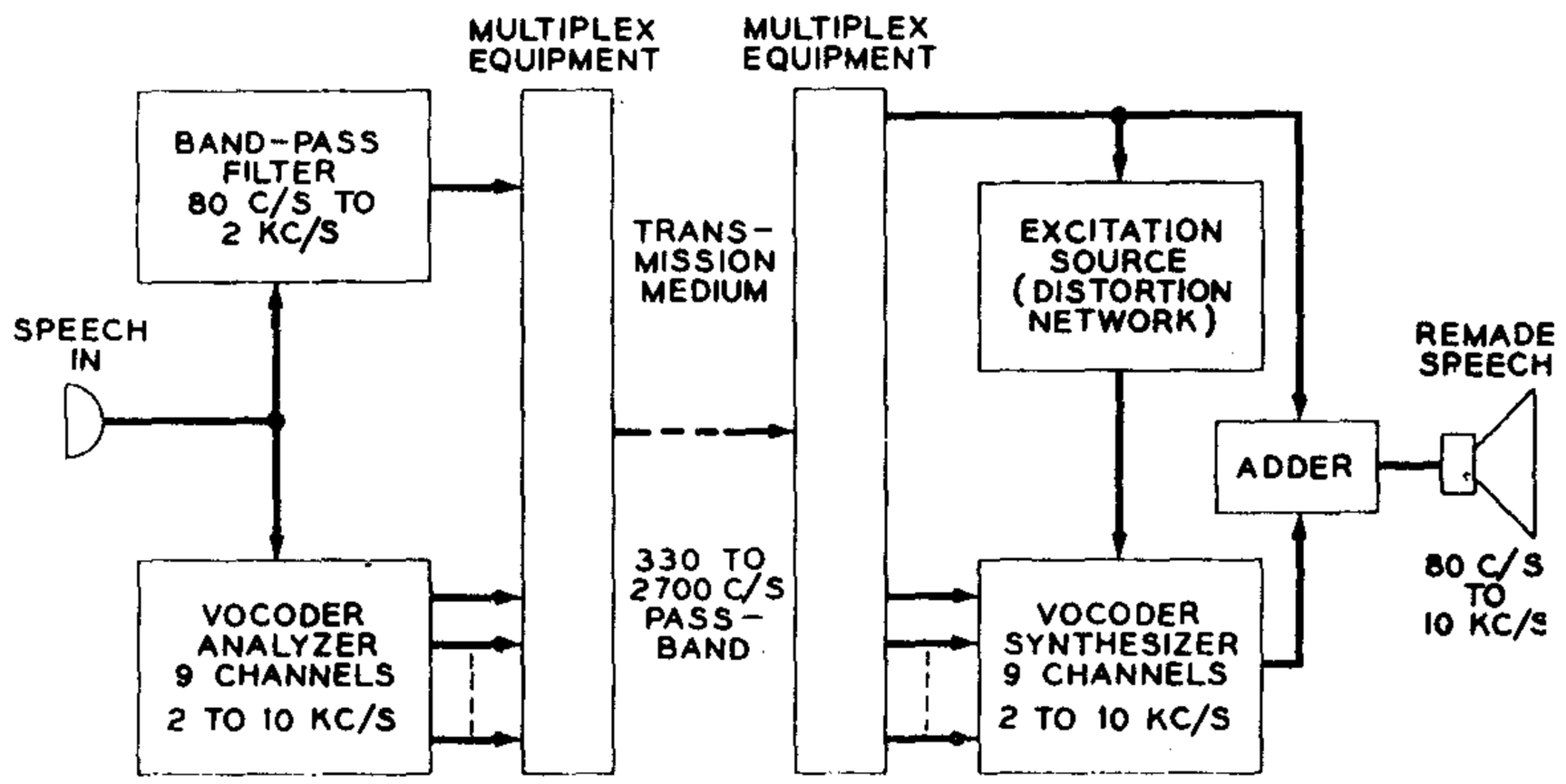


Fig. 5. Block diagram of high-fidelity vocoder transmitting 10 kc/s speech over telephone lines. Box labelled "excitation source" contains nonlinear "zig-zag" network.

At the receiver this frequency range is reproduced by a vocoder-synthesizer excited by the distorted baseband. The distortion characteristic contained in the box labelled 'excitation source" is similar to the one shown in Fig. 3, except that some logarithmic compression has been added to equalize dynamic fluctuations of the voice level. Spectral broadening obtained with such a distortion network when fed with a baseband up to 3 kc/s is shown in Fig. 6 for the vowel sound | α |. The degree of spectral spreading and flattening is quite astonishing. Later we obtained similar results with a baseband that was only 2 kc/s wide.

The application of the "voice-excited" idea, as we have come to call this method of excitation, to a "semi-vocoder"[2] was particularly fortunate because it avoided the problem of having different, *i.e.* non-coherent, periodicities in the baseband and the vocoded band.

Critical listening tests using isolated English words indicate a considerable gain in articulation compared to a simple 3.5 kc/s circuit. The improvement is particularly noticeable in words containing plosive and fricative sounds.

In order to obtain a more complete picture of the improvement in intelligibility,

extensive tests were conducted.* The data was evaluated according to the method of confusion matrices described in detail by MILLER AND NICELY[3]. The procedure and results of these tests are summarized in a recent paper[4]. This paper also contains all technical details of the voice-excited high-fidelity vocoder.

OTHER VOICE-EXCITED VOCODERS

After the usefulness of the nonlinear technique had been successfully demonstrated, the question immediately arose: Can we apply this principle to the telephone vocoder and finally make it work also? Obviously, the answer hinges on how much uncoded "baseband" is needed to obtain a proper excitation signal. If a baseband of a few hundred cycles per second suffices, one could compress the telephone band into less than 1000 c/s and triple or quadruple the number of telephone conversations over a given communication channel.

B. F. Logan and A. J. Prestigiacomo at Bell Telephone Laboratories undertook to investigate this question in detail. They found that the baseband could be made

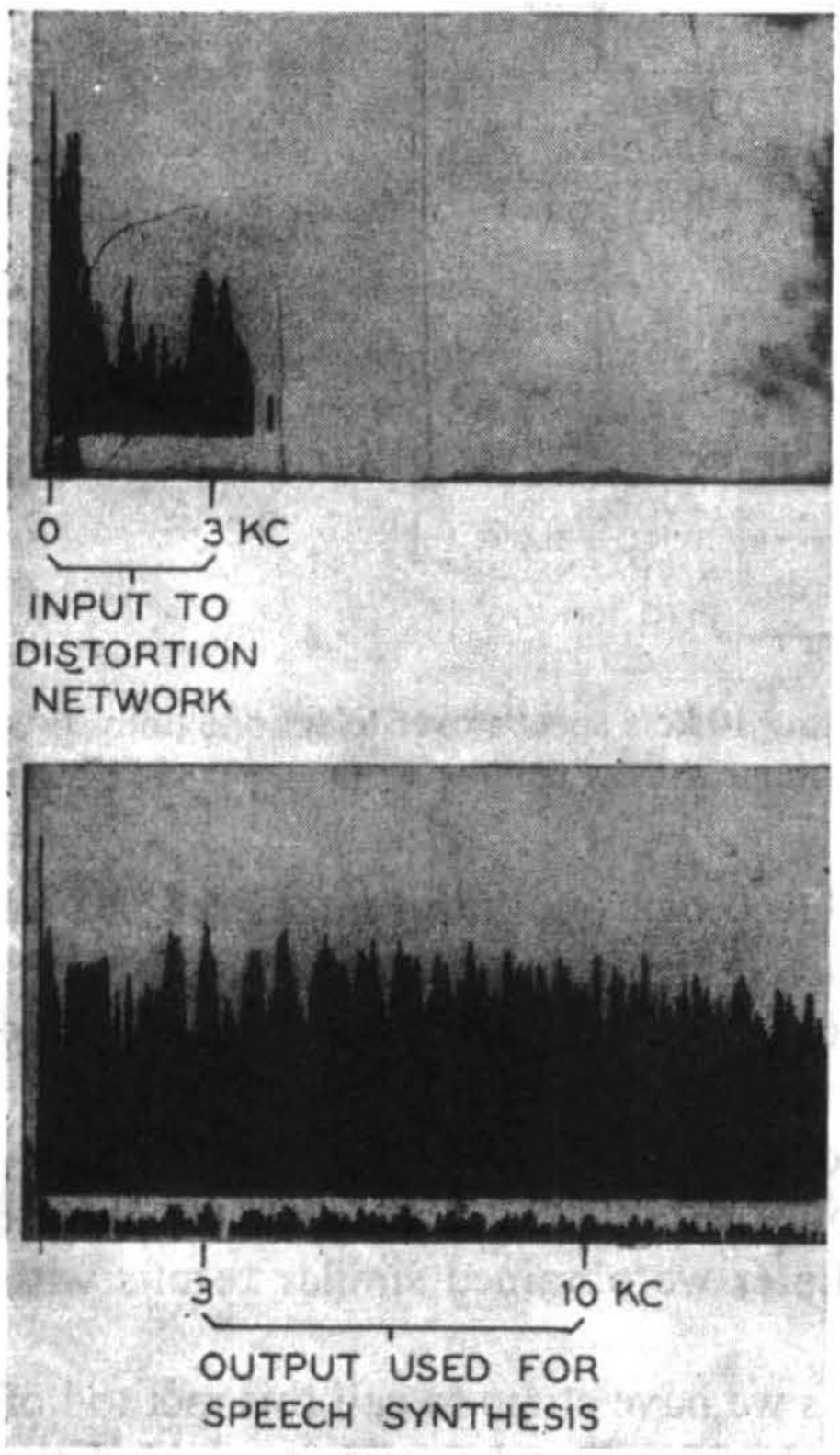


Fig. 6. top: Spectrum of vowel | α | (as in "father"). bottom: Same after distorting the frequency components below 3 kc/s. Regenerated frequency components between 3 kc/s and 10 kc/s are used to provide the excitation of the vocoder synthesizer.

arbitrarily narrow as long as it still contained the desired pitch information. Thus, for a male speech signal containing the fundamental frequency, a baseband as narrow as 150 c/s, namely from 50 to 200 c/s, suffices.

If the fundamental frequency has been eliminated by frequency distortion, proper

* These tests were carried out by Mr. W. L. Congleton under the supervision of Dr. N. Guttman.

definition of the pitch frequency requires the transmission of at least two adjacent harmonics of the fundamental frequency. For fundamental frequencies up to 300 c/s, an optimum baseband, not relying on the fundamental frequency, extends from 450 c/s to 900 c/s. It is easy to convince oneself that for any fundamental frequency below 300 c/s, this baseband contains at least two harmonics. The width of this baseband is 450 c/s. The remaining speech frequencies require a description by about 16 vocoder channels each about 20 c/s. If we allow 10 c/s guard-space in the multiplexing process, the total bandwidth of our vocoder is 930 c/s. A conventional vocoder having the same spectral and temporal resolution requires 19 spectrum channels plus one pitch channel. If we assume again 20 c/s bandwidth per channel and 10 c/s guard-space, the conventional vocoder requires a total transmission band of 600 c/s width. For a speech bandwidth of 3600 c/s this constitutes a frequency compression ratio of 6 : 1. In contrast, our new vocoder compresses 4 : 1, which is still a considerable and very worthwhile saving.

The most important point, however, is the fact that the new vocoder operates satisfactorily under almost any conditions of noise and linear and nonlinear distortion which the human ear itself can tolerate. We have demonstrated* the performance of the new vocoder on speech signals which originated from an ordinary carbon-button microphone and which have traveled over a distance of 2000 miles before they reached the vocoder. The quality at the vocoder output resembles that at the input so closely that only very careful listening reveals the difference.

THE SPECTRAL ENVELOPE PROBLEM

The excitation problem is not the only difficulty in frequency channel vocoders. The proper reproduction of the spectral envelope, that is of the formant structure, poses its own problems. If one could analyze each harmonic of a voiced sound individually, and transmit information describing its amplitude, the spectrum could be resynthesized without error. Unfortunately, this is not what existing vocoders do. They analyze and synthesize speech by means of band-pass filters whose passbands are unrelated to the harmonic structure of voiced speech. This gives rise to peculiar interference effects between the spectral structure of the speech harmonics and that of the band-pass filters. The result is an appreciable loss in spectral definition. The formant frequencies are not always reproduced correctly and the formant Q's are lowered. Most serious, however, is the fact that these distortions are not constant but vary rapidly in time as the fundamental frequency changes.

Furthermore, we have reason to believe that the phase distortions introduced by the synthesizing filters are great enough to have audible effects. Perhaps these phase distortions would be tolerable if they were stationary. But again, because the harmonic frequencies change with the voice pitch, the result is time-varying phase distortions, that is frequency modulation distortion.

A way of eliminating these distortions is to build a vocoder which does not use band-

* Demonstration tapes of this vocoder as well as the previously described high-fidelity vocoder and the cross-correlation vocoder described below were played at the 3rd International Congress on Acoustics, Stuttgart, Germany. The high-fidelity vocoder was built by Mr. H. W. Hines. The cross-correlation vocoder was programmed on the digital computer by Miss Joan Miller.

pass filters. But how can one analyze and synthesize speech without filters? One possibility is to perform both analysis and synthesis entirely in the time domain. The resulting vocoders are called "time-domain vocoders." Examples of time domain analysis are auto-correlation and cross-correlation[5]. A vocoder whose analysis is based on cross-correlation and that resulted from time-domain studies over the last two years is described in the following section.

A CROSS-CORRELATION VOCODER

In our cross-correlation vocoder, speech is cross-correlated with a reference signal that has a flat spectrum and is fully coherent with the speech wave to be analyzed. In this manner the amplitude spectrum $|\Lambda(f)|$ of the cross-correlation function, $\lambda(\tau)$, is proportional to the amplitude spectrum $|S(f)|$ of the speech wave, $s(t)$. This follows immediately from the definition of the cross-correlation function.

$$\lambda(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \cdot c(t - \tau)\, dt. \tag{1}$$

Taking Fourier transforms on both sides of (1) results in

$$\Lambda(f) = S(f) \cdot C^*(f), \tag{2}$$

$$|\Lambda(f)| = |S(f)| \cdot |C(f)|. \tag{3}$$

Thus, if the spectrum of the reference signal is relatively flat, *i.e.* if $|C(f)|$ is nearly constant, then $|\Lambda(f)|$ is a good replica of the signal spectrum $|S(f)|$.

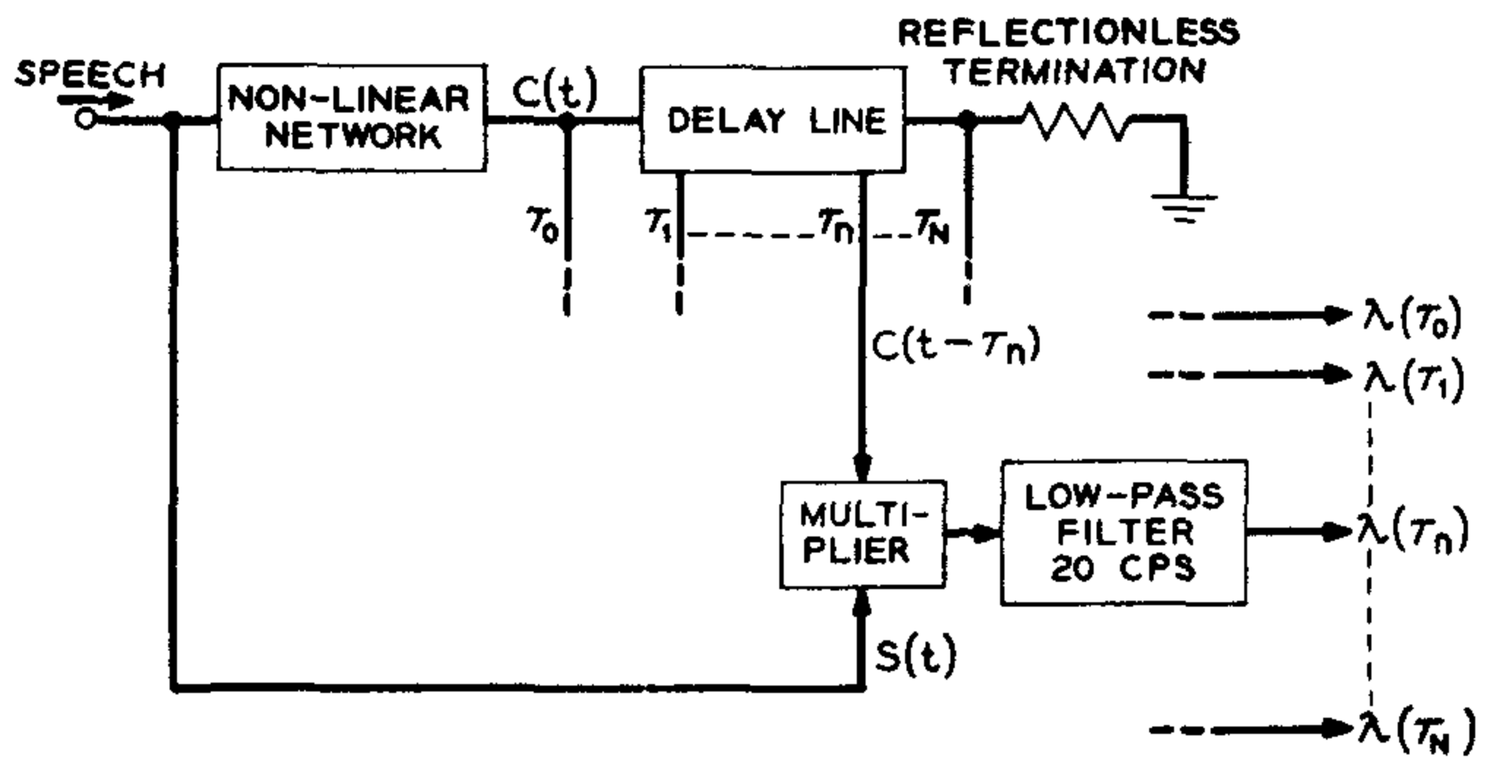


Fig. 7. Cross-correlation vocoder analyzer. Box labelled "nonlinear network" contains spectrum flattener.

This has an important consequence. It means that intelligible speech should result if one converts $\lambda(\tau)$ into a function of real time by scanning it pitch-synchronously. In spite of the simple mathematical background, it was a very gratifying experience when we first built a vocoder on this basis and it did indeed produce intelligible speech.

The necessary instrumentation is shown in Fig. 7. The box labelled "nonlinear network" produces the flat-spectrum reference signal. The output of the cross-correlation analyzer is a set of "delay channel" signals, typically about 20, which represent samples of the running cross-correlation function. These channel signals, each about 20 c/s wide, are then multiplexed and transmitted to the synthesizer much like frequency channel signals in a spectrum channel vocoder.

The corresponding synthesizer is shown in Fig. 8. The delay channel signals control a bank of multipliers which are fed by the excitation energy wave form, for instance periodic pulses for the synthesis of a voiced speech sound. The multiplied pulses then enter various taps of a delay-line that correspond to the taps on the delay-line in the analyzer. The left-hand side of the delay-line is left as an open circuit, which causes the pulses to be reflected at that point. Thus, each pulse entering a particular tap reaches the output twice, once directly and once after reflection at the open end of the delay line. As a result, the wave form appearing at the output terminal on the right is symmetric in time. Its Fourier transform is a pure cosine series. The phases of all frequency components of the remade speech are zero and do not depend on the phases

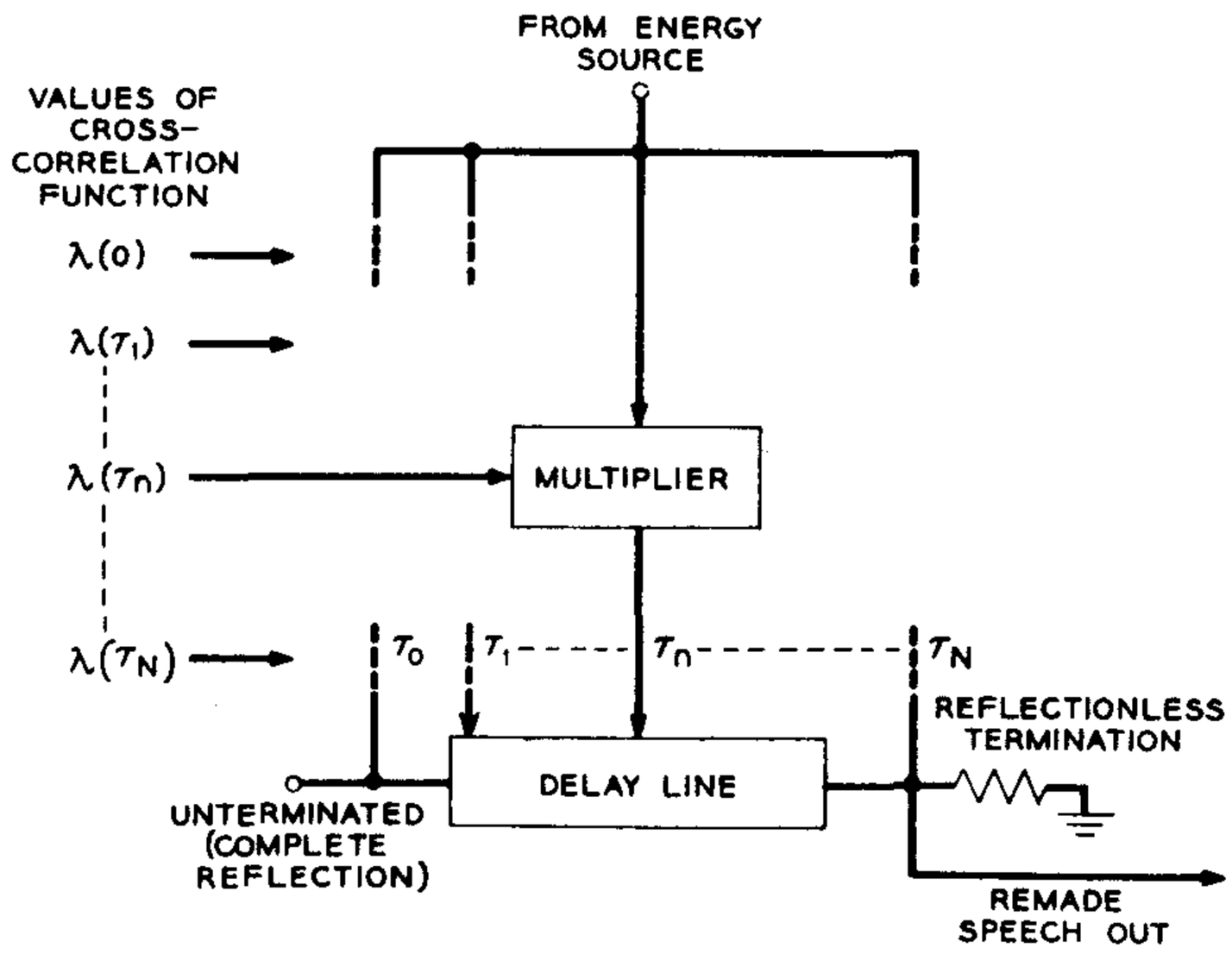


Fig. 8. Cross-correlation vocoder synthesizer using delay-line for "scanning" incoming signals.

in the original speech. Like all frequency channel vocoders, our cross-correlation vocoder also eliminates all phase information. However, it does this in a well-controlled manner. As was mentioned before, frequency channel vocoders tend to randomize the phases and in a time-varying manner at that. This results in an audible loss of speech quality, a "mushy" sound as we sometimes call it.

Fig. 9 shows wave forms at several points in a cross-correlation vocoder. At the top one sees the input speech. Below it is the reference signal which is obtained by sampling the relative maxima of the speech wave and squaring. The squaring emphasizes the largest pulse of each period which, if not "contaminated" by smaller pulses, would have an ideally flat spectrum.

On the third line there is a short section of the cross-correlation between the speech

signal and the reference signal. Approximately 20 equidistant samples of this function are transmitted to the time-domain synthesizer which creates from these samples the symmetric remade speech wave shown at the bottom.

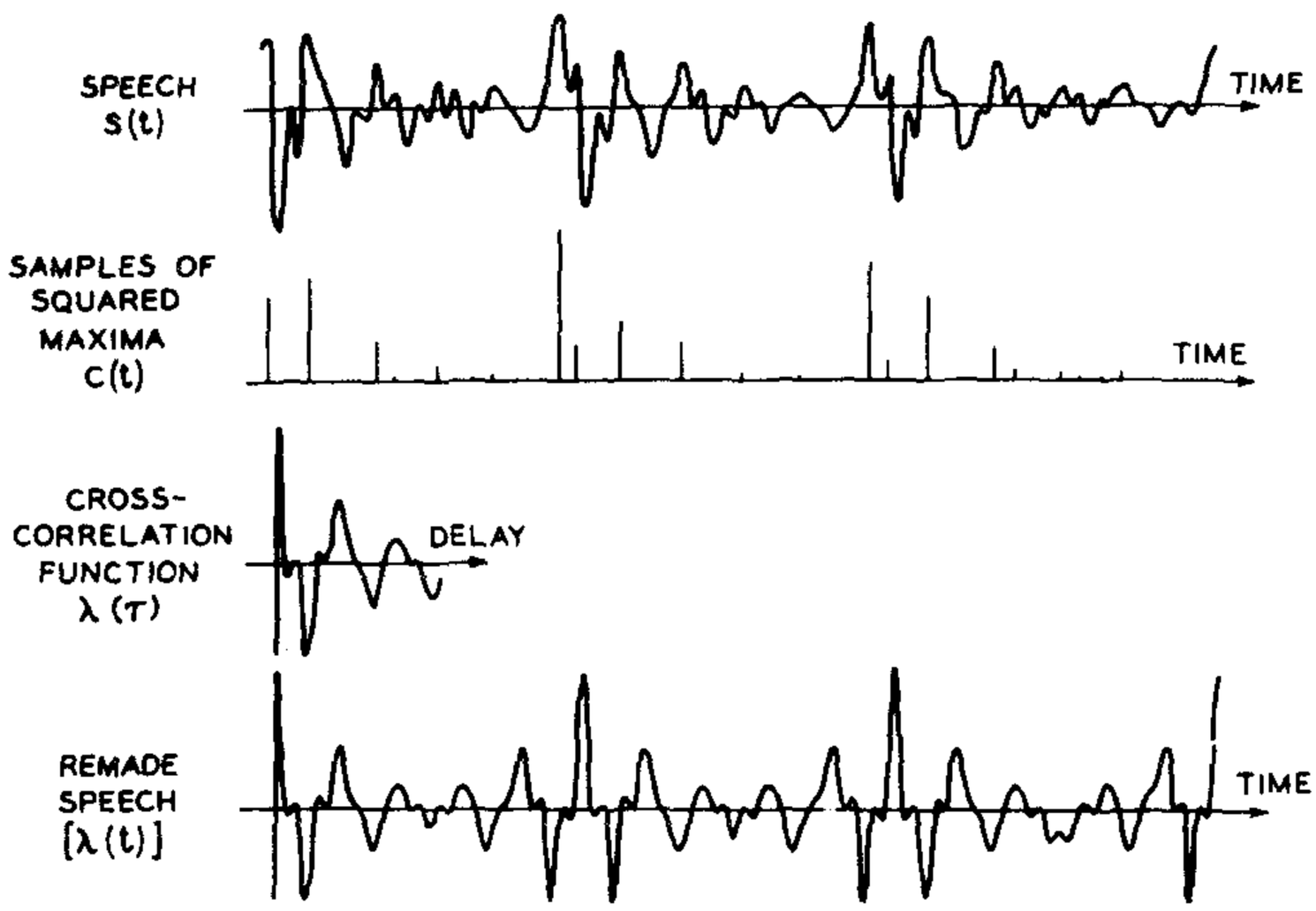


Fig. 9. Wave forms at various points in a cross-correlation vocoder.

For transmission of delay channel signals over telephone lines, time multiplex is particularly advantageous because the phase distortion of such lines reappears as a tolerable phase distortion in the remade speech. Sampling each delay channel 35 times a second and allowing 5 guard-time slots between the twentieth and the first delay channel would result in total sampling rate of $(20 + 5) \times 35 = 875$ periods per second. This is a 8 : 1 compression over the minimum 7000 periods per second sampling rate required for telephone signals.

Thus, we have been able to analyze and synthesize speech and save as much as in a frequency channel vocoder without resorting to band-pass filters. This has been possible because we had previously learned how to transform speech signals into waveforms which have flat spectra and the same periodicity as the speech itself.

REFERENCES

1. M. R. SCHROEDER AND E. E. DAVID JR., *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 113 (abstract).
2. C. B. FELDMAN, *U.S. Pat.* 2,817,711, Issued Dec. 24, 1957.
3. G. A. MILLER AND P. E. NICELY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 338.
4. M. R. SCHROEDER AND E. E. DAVID JR., *Acustica*, 10 (1960) 35.
5. W. H. HUGGINS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 26 (1954) 790.
6. M. R. SCHROEDER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 952 (abstract).

A Resonance-Vocoder and Baseband System for Speech Transmission

J. L. FLANAGAN

Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, N.J. (U.S.A.)

To date, only moderate success has been achieved in transmitting speech of acceptable intelligibility and quality over resonance-Vocoder, or formant-coding, systems. To circumvent some of the difficulties in implementing this type of system, and to improve upon its performance while at the same time retaining some of its band-saving features, we have followed an approach similar to that which FELDMAN[1] and others have taken for improving channel Vocoders. The idea is to resort to an hybrid, or split-band system such as illustrated in Fig. 1.

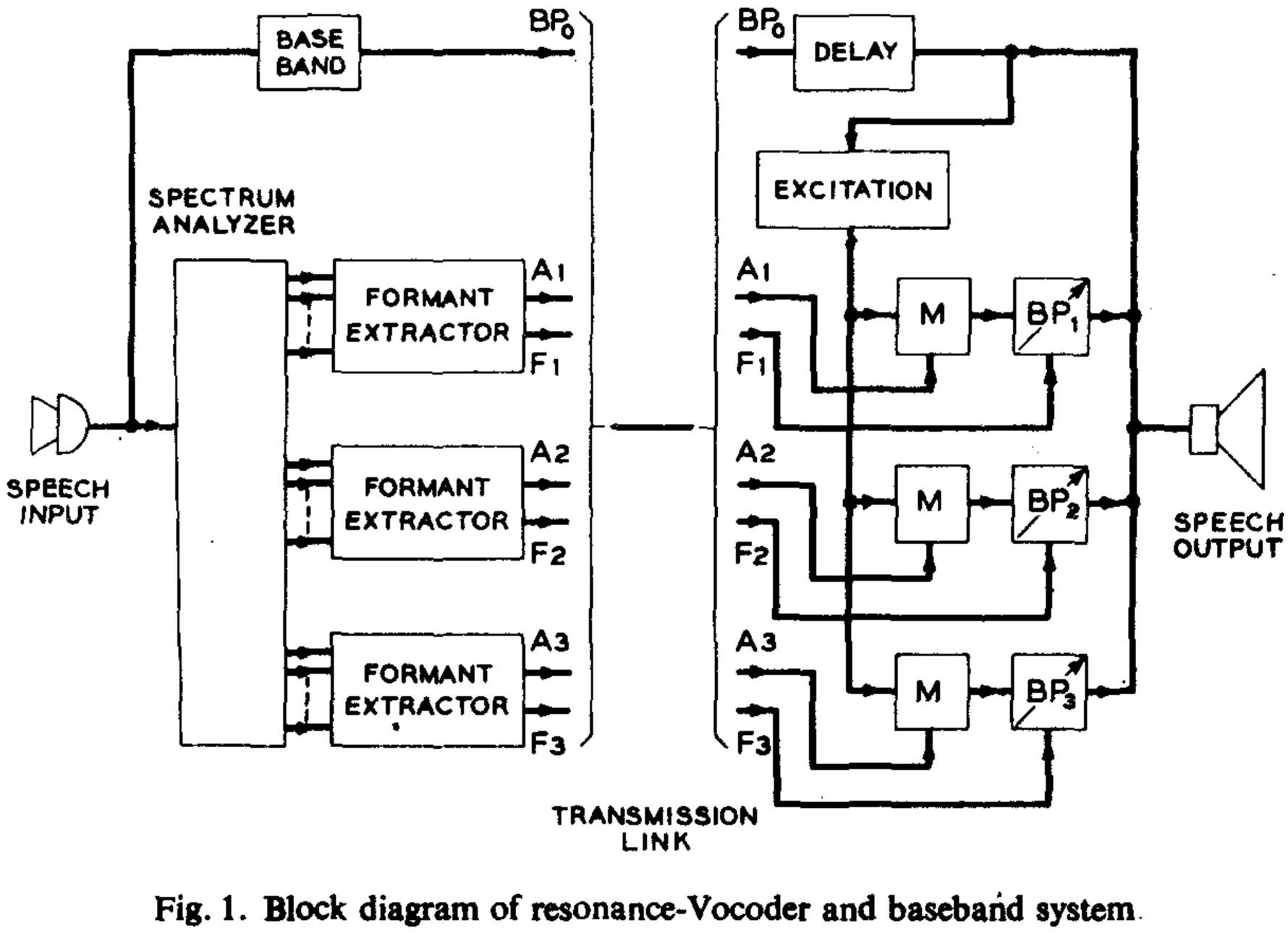


Fig. 1. Block diagram of resonance-Vocoder and baseband system.

On the analyzer side of the system, the speech spectrum is separated into two bands One, the baseband, covers the frequency range 300 to 800 c/s, and is transmitted in the conventional manner without processing. The other band spans the range 800 to 3200 c/s, and is transmitted by a resonance-Vocoder. In the latter, a spectrum analyzer produces values of the short-time amplitude spectrum at discrete frequency points. These values are normalized in amplitude by a set of OR gates, and the spectral outputs are grouped into three contiguous segments. Each segment is examined 100

times per sec by formant-extracting circuitry. This circuitry picks the spectral maximum in each segment and produces voltages proportional to its frequency (F) and amplitude (A). In the present apparatus, the spectral segments cover the frequency ranges 800 to 1500, 1500 to 2200 and 2200 to 3200 c/s, respectively. The first two segments span, therefore, the frequency range of the second formant for a male voice' and the third segment approximately that for the third formant. Before transmission to the synthesizer, each amplitude and frequency signal is sent through a low-pass filter with a half-power bandwidth of 17 c/s and a rate of cut-off of 18 db/octave. The transmitted data occupy, therefore, a total bandwidth of the order of 600 c/s. The signal-to-noise ratio in each data channel is approximately 30 db.

At the synthesizer, the baseband is retarded by approximately 15 msec to equalize its delay to that of the processed band. Excitation for the synthesizer is derived from the baseband in a manner similar to that which has been used by SCHROEDER AND DAVID[2] in a split-band channel Vocoder. The idea is to perform a non-linear distortion of the baseband to obtain a signal having a spectrum essentially uniform in amplitude, and in which the periodicity of voiced sounds and the randomness of unvoiced sounds are preserved. Implementation of this process in the present apparatus is designed to permit the use of simple, biased-diode clipper circuits as amplitude modulators (M).

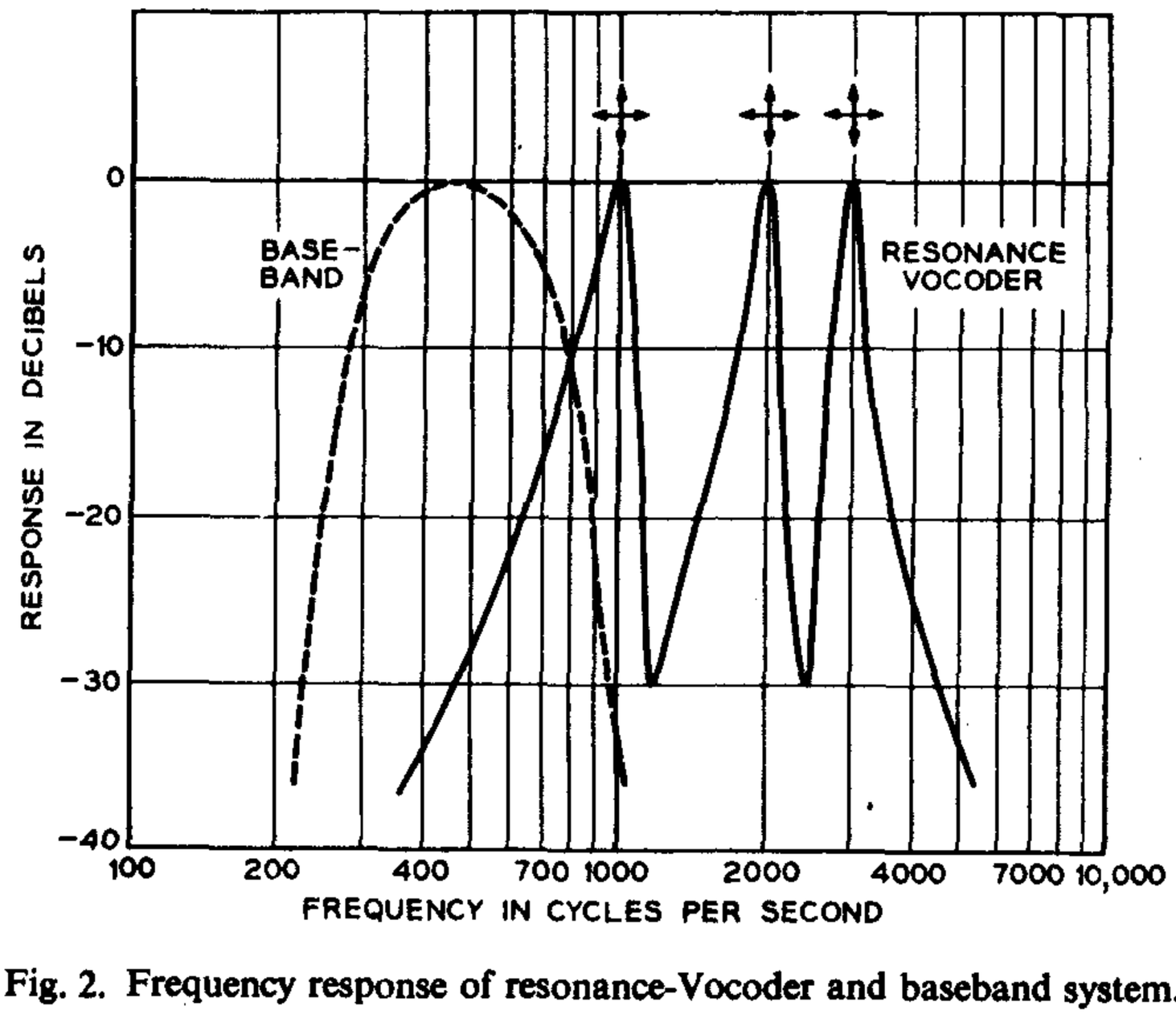


Fig. 2. Frequency response of resonance-Vocoder and baseband system.

To obtain the excitation signal, the baseband is infinitely peaked-clipped, differentiated and half-wave rectified. Pulses are produced, therefore, at the positive-going axis-crossings. These pulses trigger a one-shot multivibrator and emerge with constant level and duration. During voiced sounds, several excitation pulses may be produced per fundamental vocal period. Their subjective pitch, however, remains that of the fundamental frequency, and their spectrum is sufficiently uniform in the frequency regions of importance. During unvoiced sounds, pulses are produced randomly, hence

the excitation is essentially shot noise. The mean rates at which the shot pulses are produced, however, create a subjective impression similar to that of thermal noise.

The amplitude signals (A) operate modulators (M) which control the heights of the excitation pulses delivered to the electronically variable, band-pass resonators (BP). The frequency signals (F) automatically tune the variable resonators whose bandwidths are fixed at values appropriate to the speech formants. The resonators are excited in parallel and their outputs summed. For an arbitrary setting of the amplitude and frequency signals, the frequency response of the baseband and the resonance-synthesizer, is shown in Fig. 2.

An abbreviated articulation test was performed to assess the intelligibility of speech transmitted by the split-band, resonance-Vocoder system. Conventional articulation-testing techniques were employed in which phonetically balanced (PB) words were uttered in a carrier sentence. Two male speakers recorded 100 different test items each on magnetic tape. Over the space of one week, the recordings were played back three separate times to four male listeners. The average correct responses of the four listeners, in percent, are given in Table I.

TABLE I

	Test 1	*Test 2*	*Test 3*	*Mean*
Speaker A:	70%	82%	83%	78%
Speaker B:	77%	84%	84%	82%
Mean:	74%	83%	84%	80%

Each score represents the average percentage of test words heard correctly by the four listeners out of the 100 presented by each speaker. The mean scores for the three presentations range from 74 to 84%. The improvement in score with each repetition of 200 test items is greatest for the second test. Both speakers end up about equally intelligible, although speaker B is heard better to begin with. The grand mean for all tests, speakers and listeners is 80%. This level of word intelligibility corresponds to a sentence intelligibility of about 95%.

Improvement in the system obviously can be made either by widening the baseband, or by increasing the number of resonance-Vocoder channels serving the higher band. Either such improvement would necessarily be at a sacrifice in channel capacity. Until further and more fundamental advances are made with pure resonance-Vocoders, the hybrid system seems to offer an attractive compromise among intelligibility, quality, and band-saving.

REFERENCES

1. C. B. FELDMAN, *U.S. Pat.* 2,817,711 (1957).
2. M. R. SCHROEDER AND E. E. DAVID JR., *Physik. Verhandl.*, 9 (1958) 25.

The Formant Vocoder and its Use for Automatic Speech Recognition

K. W. OTTEN

Wright Air Development Center, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio (U.S.A.)

A method is proposed that permits the automatic recognition of elements of continuously analysed speech encoded into a set of parameters which are similar to those used for encoding speech in a formant vocoder compression system.

In formant vocoders, or more generally, in parametric speech compression systems, the speech is described in terms of an electrical analogue of the human vocal tract. Several parameters represent the continuous variations of the pitch frequency, of several formant frequencies, and of voiced-unvoiced intensity relations, to name the most important ones.

It can be assumed that all information necessary for a phonemic transcription of speech is contained in these parameters if the parameters are sufficient to control a synthesizer which can translate (only imperfectly) electrical signals into synthetic speech, and convey essentially the information contained in the original speech prior to the encoding into the few parameters[1].

We can assume that a segmentation of speech into speech elements is possible (*i.e.* phonetic alphabet). However, it cannot be expected that unique, unambiguous acoustical correlates can be found for all speech elements.

For the automatic recognition of speech elements in continuous speech the recognition device must have capabilities similar to those of the human brain; it must be able to abstract from the multitude of sounds generated by various speakers the information-bearing sequences of phonetic elements. The identification of a speech element by our brain is assisted by its familiarity with the structure of the language and the pronunciation habits of the speaker. For the recognition of the elements the knowledge of preceding and succeeding sound elements may play an important role[2].

The difficulties of identifying sound elements in an acoustical signal are further increased by the variations in volume, in short-time spectra and in duration of sounds from speaker to speaker. For intelligible speech communication in analysis-synthesis links it is sufficient to transmit the short-time spectra at a rate of 50 per sec or more. However, not even for a vowel is one isolated short-time spectrum sufficient for its recognition. Speech is a dynamic process and any segmentation into elements must result in segments consisting of sequences of spectra, or if encoded into a set of continuous parameters, as segments of functions.

The operation of a speech recognizer (the encoding of continuous speech into discrete speech element symbols) removes all redundancy in speech and all information from speech other than that needed for the phonetic transcription. Consequently, it

should be based on the least redundant representation of continuous speech. These are parameters describing the analogy of the human vocal tract. These parameters must be encoded into a form which permits recognition to be largely independent of the individual variations in speaking.

An assumption is made which seems to be valid as an approximation on an average basis: the differences in the uniquely identified sound elements, as spoken by different speakers, are due to relative differences in the dimensions of the vocal tract. That is to say, the ratios of the parameter values are constant for the same time element of the sound and independent of the individual's speech. If that is true, the sequence of critical values for each parameter function for any specific sound is independent on the speaker and his articulation speed.

With this assumption, it is possible to normalize the parameter functions. All the

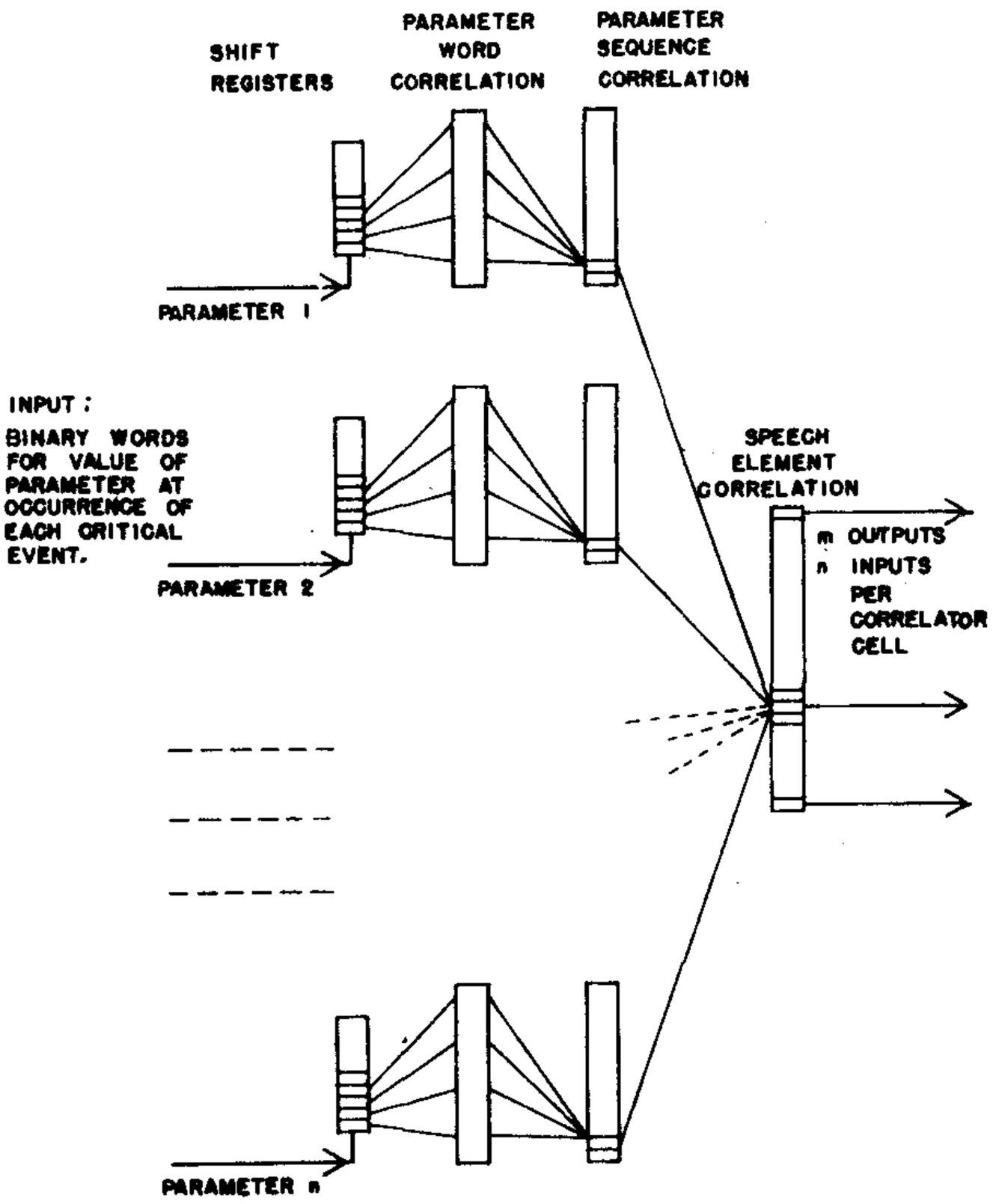


Fig. 1. Speech element recognition for *m* speech elements, *n* parameters.

values of a given parameter function are reduced or increased by the same scaling factor. For a given parameter the scaling factor is the constant ratio between the instantaneous value of the parameter as it is being delivered from the analyser-encoder and the corresponding instantaneous value of the statistically derived standard for that parameter. For the determination of the scaling factors the speaker is caused to recite phonetically selected standard sentences, for which the parameter

functions for a selected average speaker as standard are known and stored in the machine.

Once these normalization factors have been determined and the proper adjustments have been made for a given speaker, each time that particular speaker talks the parameter functions will assume analogue values which closely approximate the parameter functions of the average speaker for the same sequence of speech elements.

In the next step actual time is separated from the parameter functions and re-introduced as one additional parameter. This is done by encoding the parameter functions into a sequence of sampled values. These values are automatically selected to permit an approximate reconstruction of the outline of the function. They are the function values at the instant of occurrence of relative maxima, relative minima, and inflection points in each parameter function. If the slopes are known at the inflection points the original function can be approximated with ever greater accuracy. This aperiodic sampling is controlled by timing signals derived from the first and second derivatives of the functions. All parameters are sampled simultaneously whenever a significant event occurs on any one channel. The value of each sample in each parameter is expressed by a binary digital word. One additional digital word indicates the time elapsed since the last sampling. By this aperiodic sampling, the cues necessary for the specification of the acoustically dynamic speech elements can be expressed as short sequences of digital words. This allows the application of simple digital storage techniques, digital correlation and high flexibility in the required logic circuitry.

Each sequence of binary words describing the sampled values of one parameter channel as delivered from the analyser-encoder is fed into a shift register. These sequences of critical values, which are stored temporarily for all parameters in different shift registers, represent a certain time interval of continuous speech consisting of several speech elements. This is continuously correlated with the information stored in the recognizer at three different levels as shown in Fig. 1. In the parameter word-correlation banks all significant words which might occur in the specific parameter channel are stored. The connections between the cells of this bank and the shift register cells represent the information on the sequence of the words (events). The outputs of all parameter word-correlation cells needed for the description of one characteristic sequence are connected with one cell of the bank of parameter sequence correlators. One cell is provided for each sequence which might be characteristic for one speech element. At the third level the individual parameter correlator outputs are combined. The outputs of the specific parameter sequence correlator cell, which represents the sequence characteristic for the selected speech element and for the specific parameter, are combined as the input to one cell of the speech element correlation bank.

Since the speech sample in the shift register contains several speech elements and since digital correlation is applied, weighted consideration of sequential probability is feasible in considering the effect of preceding elements or even the context on the recognition. By simple changes in the logic circuitry, mainly by changing the interconnections between the correlators at the three structural levels, the stored reference functions can be modified and the specifications for the identification cues can be refined as the knowledge of the speech perception increases. The application of simple logic allows one to account for the variations from the average and for

the tolerances with which the assumptions made for the normalization are true. Tolerances and sequential conditional probabilities can be considered to any desired degree, these being only a question of the complexity of the logic circuitry to be added.

REFERENCES

1. J. L. FLANAGAN AND A. S. HOUSE, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 (1956) 1099.
2. D. B. FRY AND P. DENES, *Language and Speech*, 1 (1958) 35.

Automatic Extraction of the Excitation Function of Speech with Particular Reference to the Use of Correlation Methods

J. S. GILL

Joint Speech Research Unit (G.P.O.) Eastcote, Ruislip, Middlesex (Great Britain

Accurate recognition of larynx vibration (voicing) and assessment of its rate (pitch) during speech is necessary for specification of the speech excitation function used in analysis-synthesis systems of telephony. This paper describes laboratory equipment designed for extracting excitation information from both high quality and ordinary telephone quality speech.

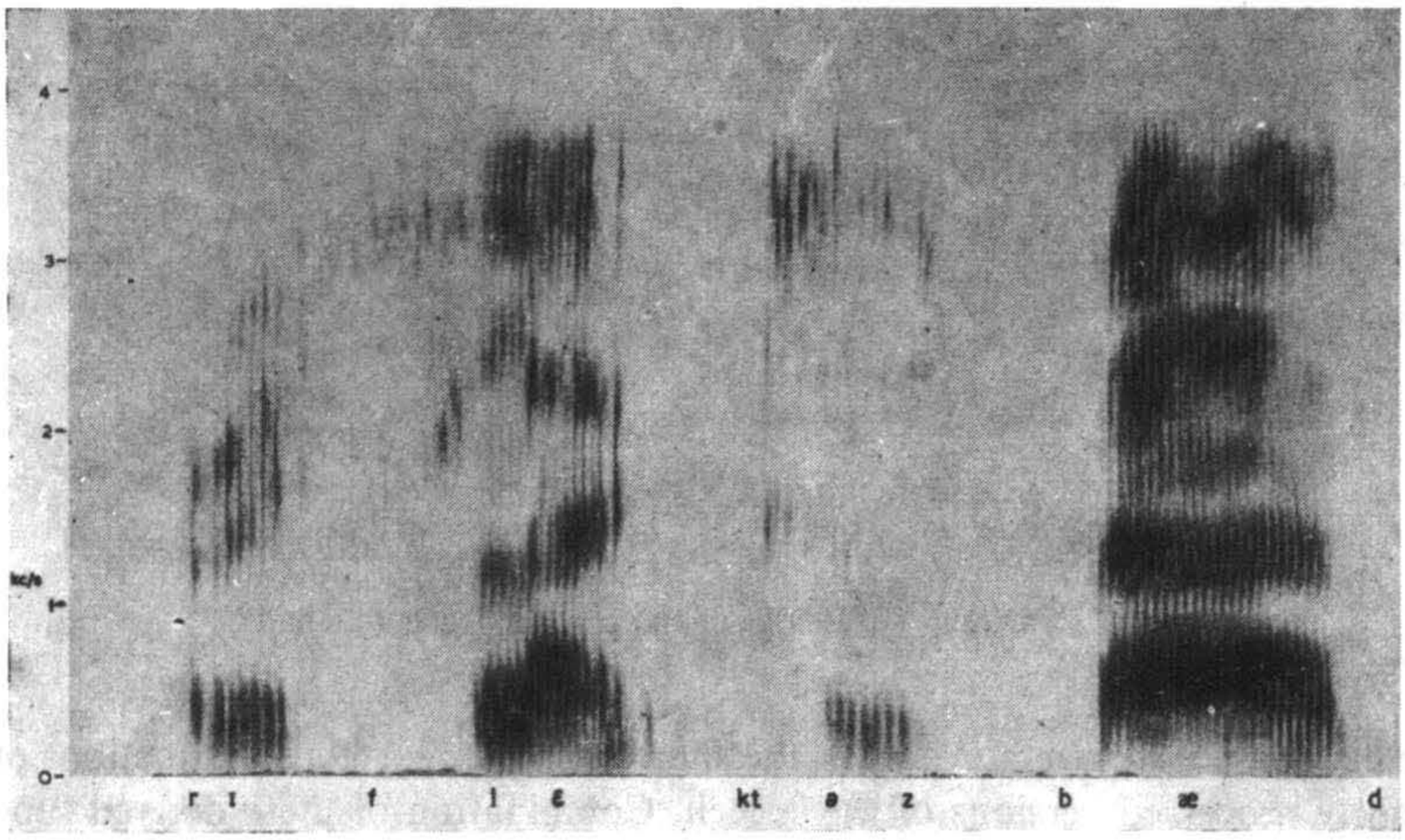


Fig. 1. Spectrogram of the phrase: "reflect as bad". Taken with J.S.R.U. spectrograph, sample length 1 sec, analysis bandwidth 240 c/s, marking range 30 db, speech equalisation up to 1 kc/s : flat, from 1 to 4 kc/s : 9 db/octave lift.

Some of the problems of pitch extraction may be shown by reference to Fig. 1 which shows a spectrogram of the phrase "reflect as bad" taken with a 240 c/s wide analysis filter. The vertical striations, which characterize larynx excitation, are modified both in amplitude and time (expressed as functions of analysis frequency) by the transfer function of the vocal tract. This effect is least marked below about 300 c/s but unfortunately this region is often absent in commercial telephony. In general the pitch varies smoothly but there is occasional evidence of irregular larynx vibration.

Several differently processed versions of the same phrase are shown in Fig. 2. Envelopes of the bands 250–750 c/s and 400–900 c/s were obtained by modulating the amplitude of a carrier with the speech and selecting and rectifying appropriate regions of one sideband. The undirectional component of the envelope was removed by critically damped tuned circuit filtration. These filtered envelope signals reveal the pitch structure well during sustained sounds but are prone to errors during rapid changes of formant position or talking level. No single process has been found capable of perfect pitch extraction but, given several differently processed versions of the speech, satisfactory performance can be achieved.

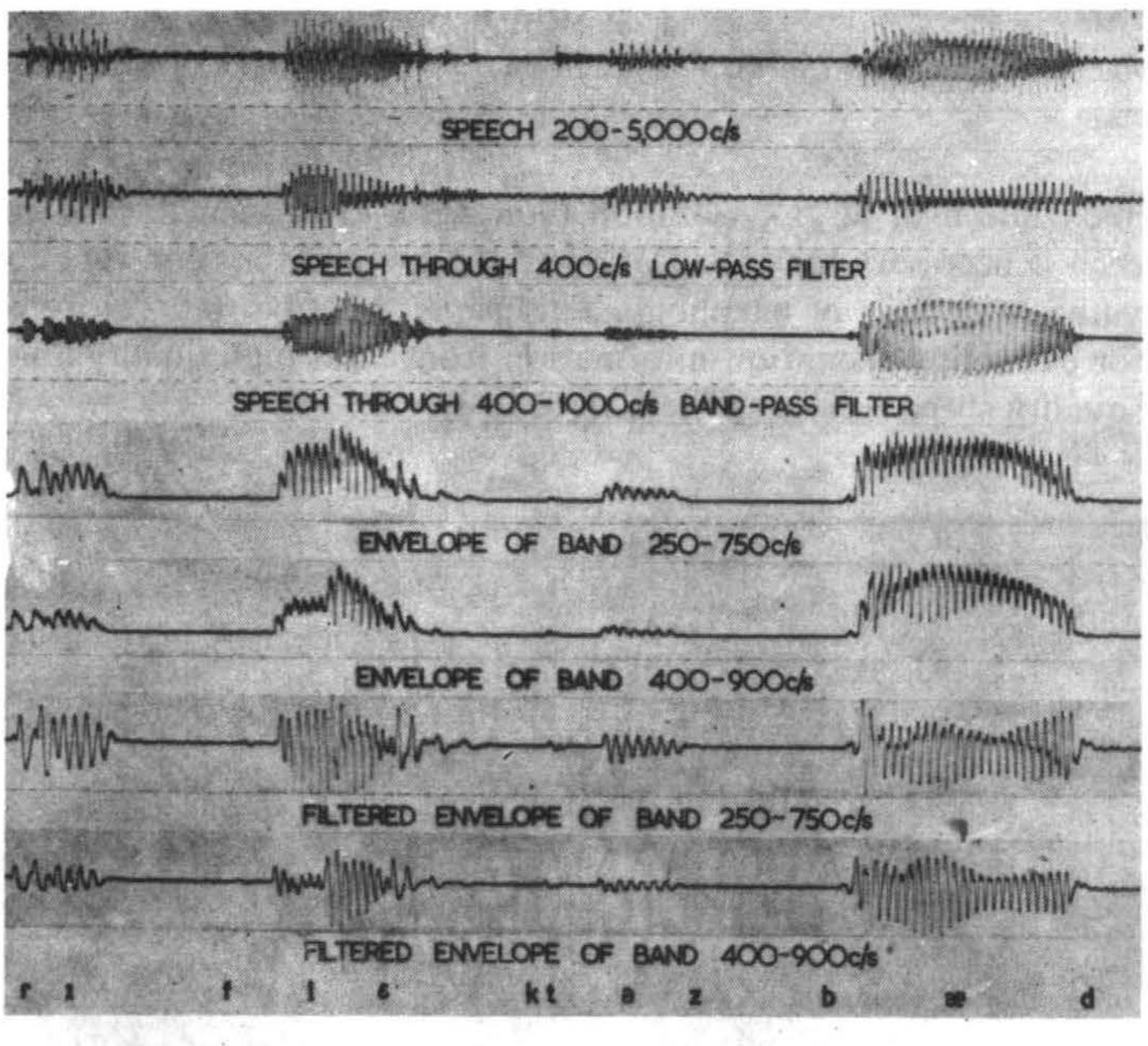


Fig. 2. Various processings of the phrase: "reflect as bad".

The experimental extractor derives the short-term autocorrelation functions of four differently processed versions of the speech. Combination of these derived functions reveals their common periodicity, namely the pitch of the original speech.

Each autocorrelator uses two circulating memories as shown in Fig. 3. The input is polarity sampled (*i.e.* single digit P.C.M.) at a rate of 5.5 kc/s and the rates of fill and

circulation are such that in every 180 μsec the first line circulates the last 89 digital samples of the input. The second line circulates a 90 digits long pattern and at intervals of 16.2 msec this pattern is made to correspond to the contents of the first line. Multiplication of the digits and subsequent integration yields short term autocorrelation functions of the input. The relative time displacements (excluding zero) of the two signals at which correlation maxima appear correspond to periodicities present in the input.

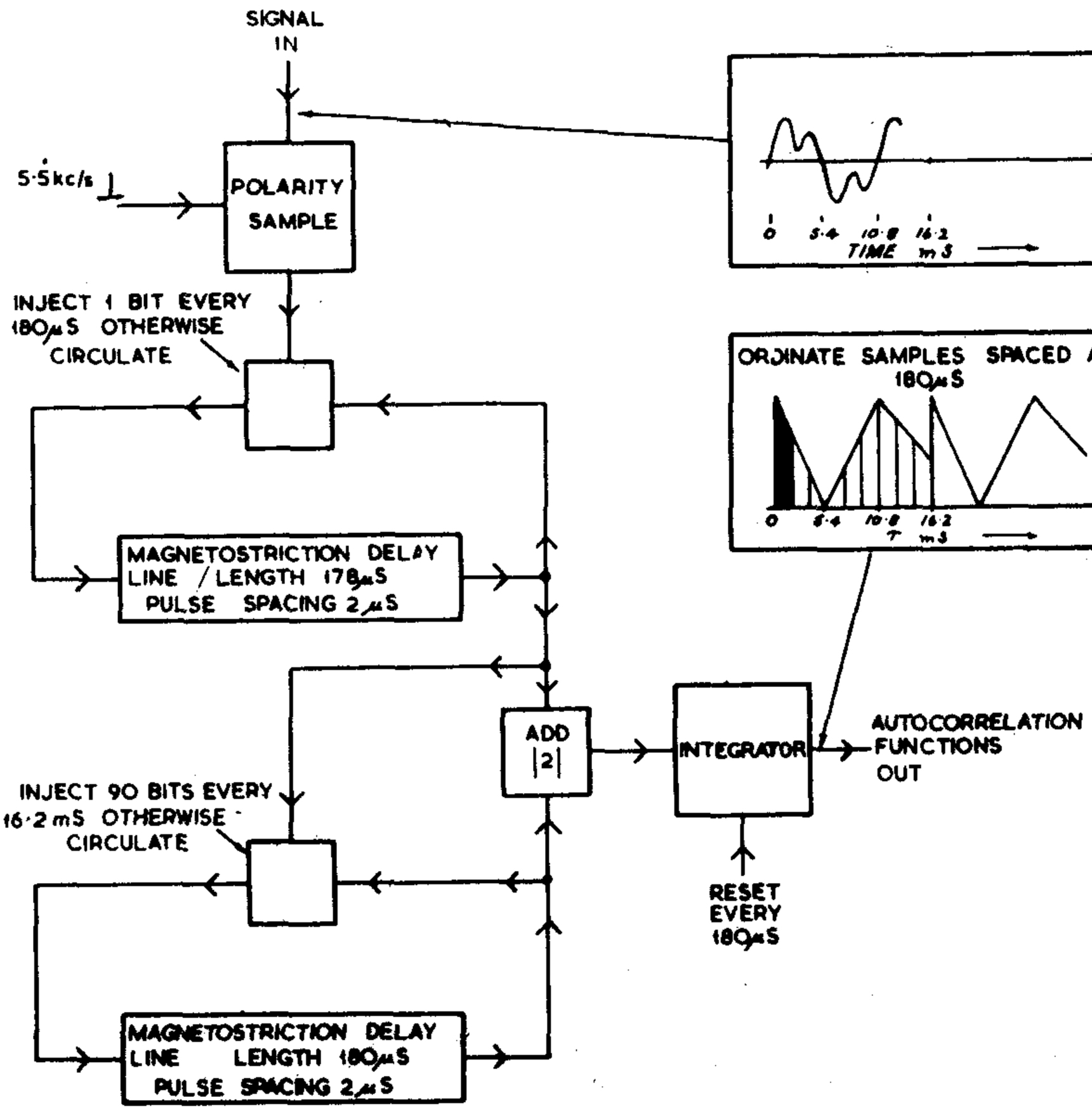


Fig. 3. The autocorrelator.

A system suitable for operation from high quality speech is shown in Fig. 4. Due to the uncertainty mentioned earlier only the highest of the two envelope correlations is used. Periodicities measured in consecutive 16.2 msec intervals are compared in the "constraints" circuit and improbable values are excluded from the pitch analogue. Voicing is assumed if there is either a high correlation in the bands 0–400 c/s or 400–1000 c/s or successive measurements of pitch rate differ by less than 20%. The methods of pre-correlator processing and subsequent combination shown in Fig. 4 are not necessarily the best when using commercial speech.

The correlation method cannot deal with voiced sounds of irregular larynx rate or

of duration less than 40 msec and with some speakers this becomes apparent as inadequate voicing of the synthetic speech. Gross errors of pitch are rare.

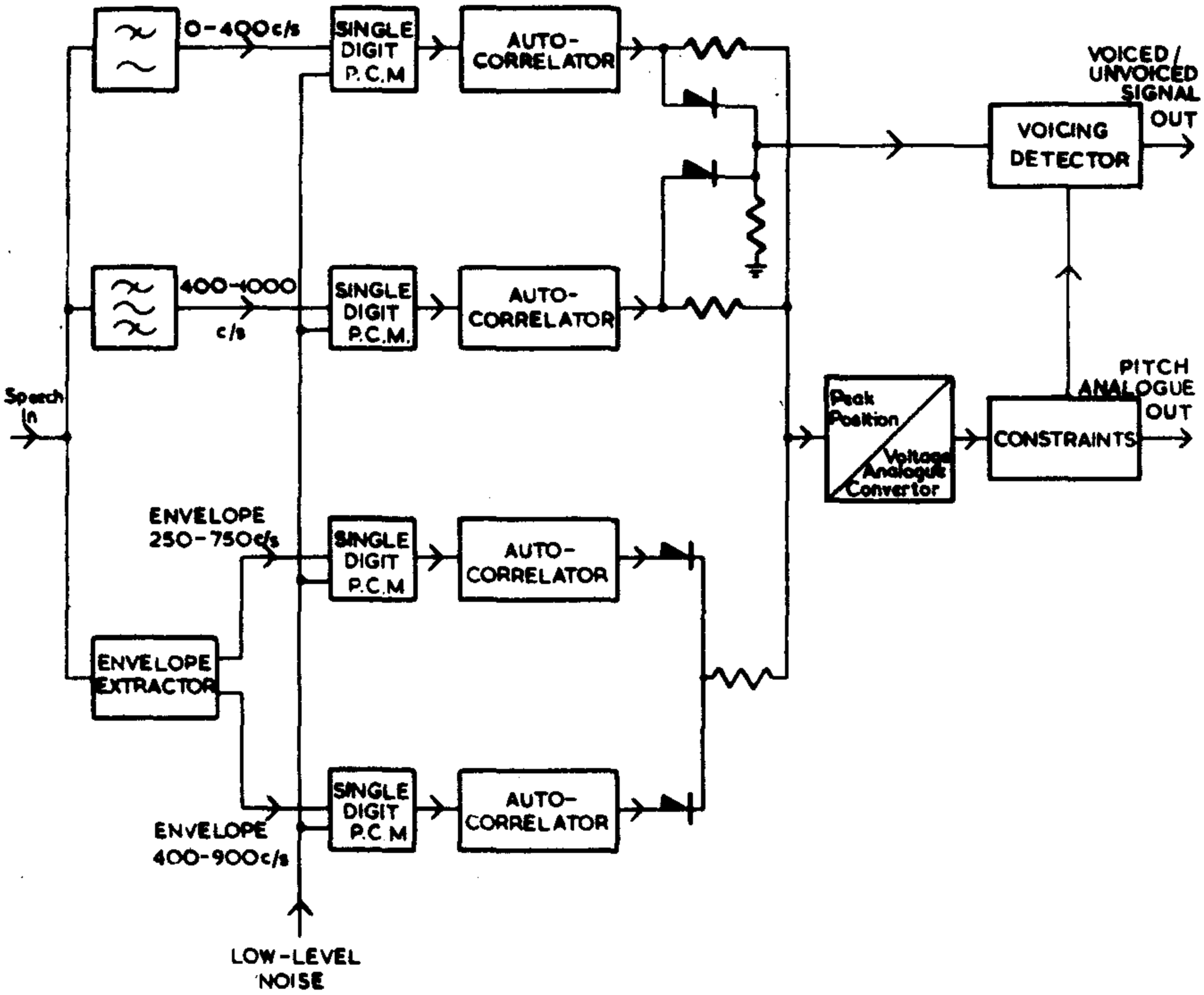


Fig. 4. Outline of system.

The author wishes to thank Dr. A. J. FOURCIN of the Signal Research and Development Establishment for suggesting the use of short-term auto-correlation of polarity sampled speech for pitch extraction; DR. J. SWAFFIELD, Head of the Joint Speech Research Unit for his support and encouragement; J. N. SHEARME and J. N. HOLMES for provision of a research vocoder and numerous discussions; P. F. LEACH for skilled assistance and the British Post Office for permission to publish this information.

A Study of the Requirements for Excitation Control in Synthetic Speech

J. S. GILL

Joint Speech Research Unit (G.P.O.) Eastcote, Ruislip, Middlesex (Great Britain)

Existing methods of analysis-synthesis telephony analyse speech in terms of both the short-term spectral envelope and the fine structure of the signal within it. These descriptions are commonly known as system and excitation functions respectively. Given "perfect" excitation the system function errors can be isolated and corrected and the problems of coding and transmission of the excitation control investigated. "Perfect" excitation has yet to be achieved by automatic means and so a technique has been developed for visual inspection of speech recorded on magnetic tape and subsequent "handwriting" of the corresponding larynx pulses on a parallel track in synchronism with the original speech[1].

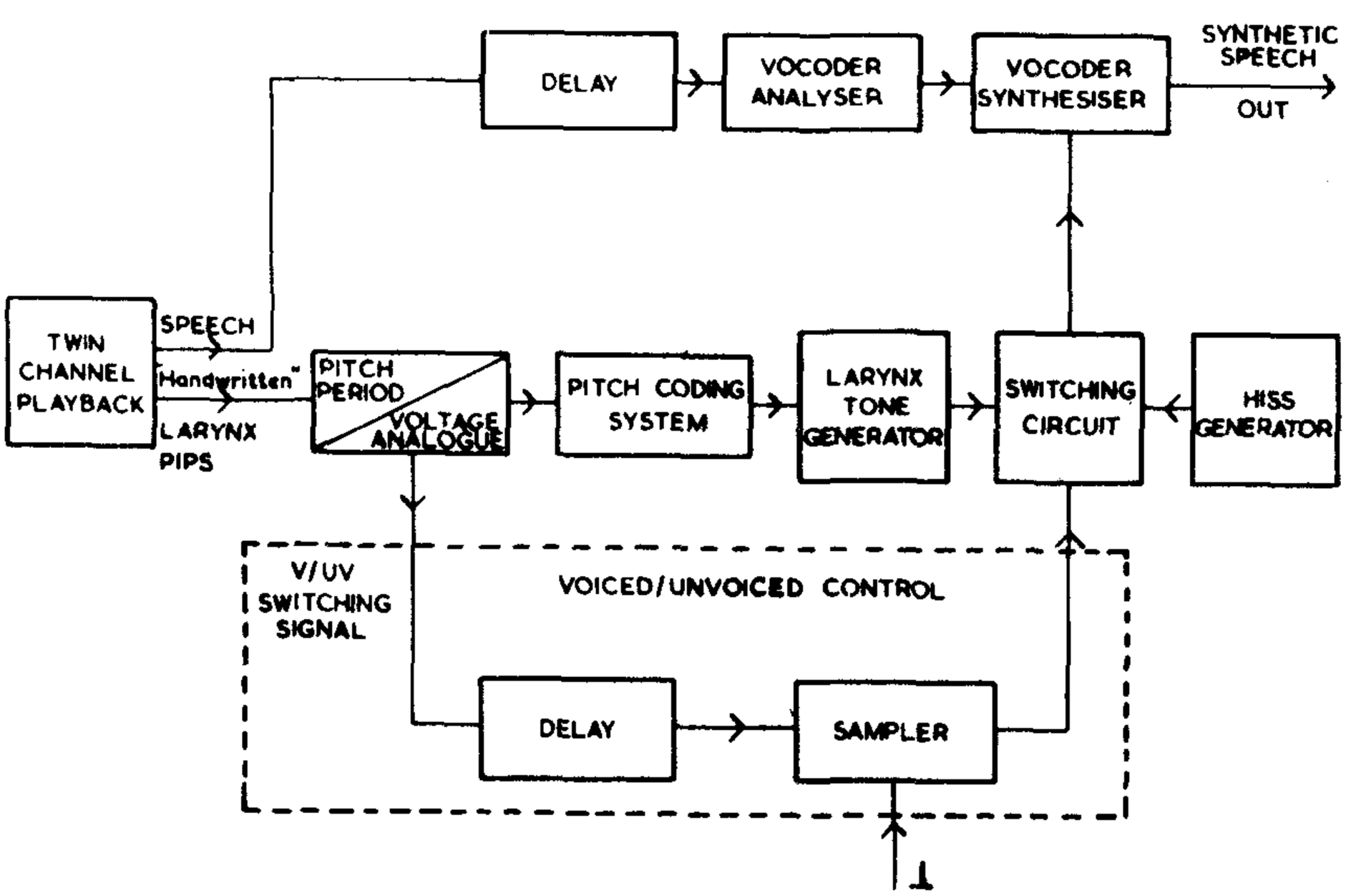


Fig. 1. General arrangement of the apparatus.

The method of excitation control is shown in Fig. 1. Relative delays between spectrum pitch and switching signals can be controlled. The sampling rate of the voiced/unvoiced signal, the low-pass filtration of the pitch channel and the parameters of the pitch coding systems can all be varied independently. The filter and deltamodulator clamping shown in Fig. 2 exploit the fact that whereas at the start of voicing the pitch

channel may have to transmit a large voltage step the subsequent rate of inflection is relatively slow. Clamping as shown enables the pitch inflections to be appropriately smoothed without detriment to their initial value.

This apparatus was used in a programme of experimental work designed to assess the information rate necessary for excitation transmission. Six talkers, chosen to have mean pitches covering the range 90 to 250 c/s, each read the same 20 sec passage of speech. Twin-channel synchronous recordings of the speech and corresponding

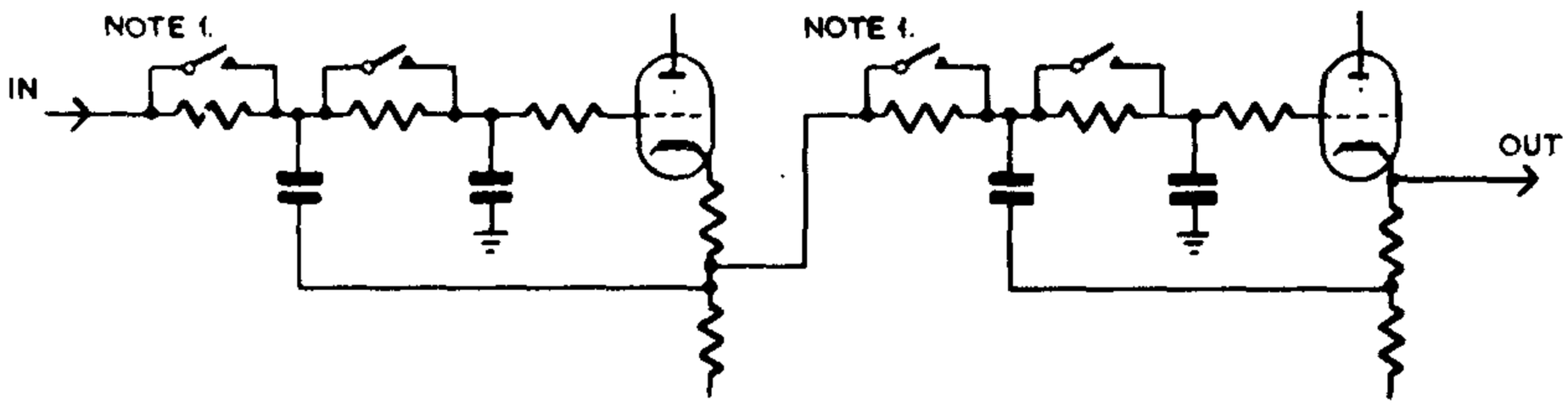


Fig. 2. Details of pitch coding systems.

"handwritten" larynx pulses were made and used as shown in Fig. 1. Each parameter of the control system was varied separately and the value at which each one introduced a just noticeable degradation into the synthetic speech was assessed by a panel of six judges.

Although this work is not yet complete the following provisional results can be given:

1. Relative delay between system and excitation functions should not exceed ± 10 msec.

2. 50 bits/sec are adequate for the voiced/unvoiced switching information.
3. 10 c/s fourth order Butterworth low-pass filters with clamping are adequate for pitch analogue transmission.
4. Using pulse code modulation for the pitch analogue signal the minimum sampling rate for indistinguishable transmission is three times the filter cut-off frequency (*i.e.* 30 samples/sec for the clamped 10 c/s low-pass filter).
5. When using a linear relationship between pitch period and pitch analogue 5 digits/sample are required at 90 c/s mean pitch and 6 digits/sample at 250 c/s mean pitch.
6. 30 bits/sec deltamodulation is adequate for pitch transmission provided that coder and decoder are clamped to the correct pitch value at the start of voiced sounds.

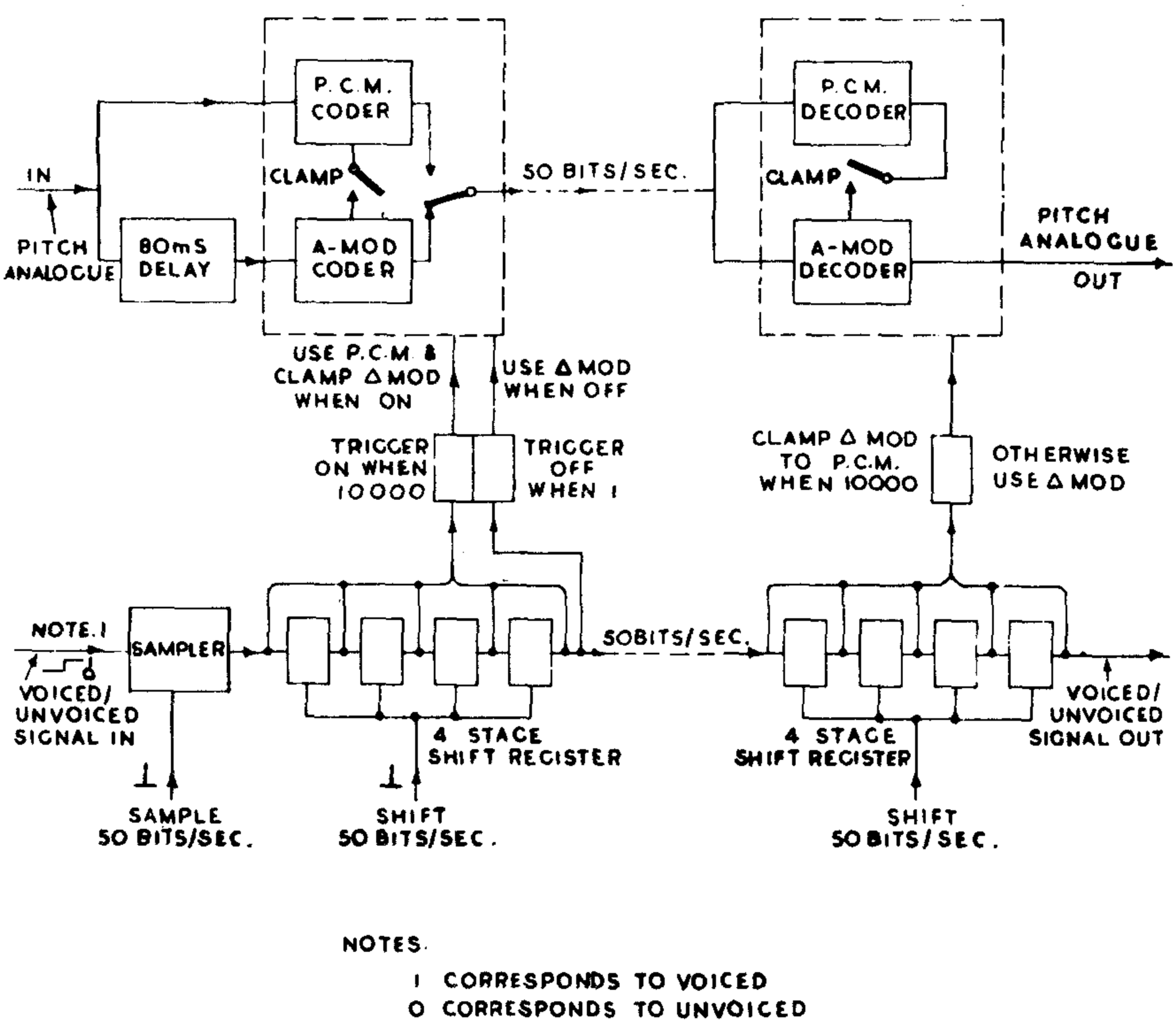


Fig. 3. Composite coding scheme for pitch transmission.

Result 4, relating required sampling rate to filter cut-off frequency, is probably a consequence of the shape of the filter characteristic. Result 5 clearly shows that a linear relationship between pitch period and voltage analog is not optimum. P.C.M. transmission of excitation (pitch plus switching) requires about 200 bits/sec unless the pitch range is restricted. Result 6 suggests that it may be possible to reduce the information rate to 100 bits/sec or less by transmitting the initial pitch value by

P.C.M., during the interval preceding a voiced sound, and the following pitch inflections by deltamodulation.

A composite pitch coding scheme of the form shown in Fig. 3 is being investigated. During the intervals between voiced sounds the pitch input is held at its last measured value. Both pitch and switching channels operate at 50 bits/sec. Whenever the interval between voiced sounds exceeds 80 msec the initial pitch value is specified by 4-digit P.C.M. Subsequent inflections are transmitted by deltamodulation. This method may also be suitable for transmission of the parameters of formant coding systems.

The author wishes to thank DR. J. SWAFFIELD, Head of the Joint Speech Research Unit, for indicating the need for accurate "handwritten" pitch for experiments on excitation control; J. N. HOLMES for joint discussion which led to the idea of composite coding; B. R. ROHRER for skilled assistance and the British Post Office for permission to publish this information.

REFERENCE

1. J. S. GILL, *Electronic Eng.*, 31, No. 371 (Jan. 1959) 30.

Digital Computer Simulation as a Tool in Speech Research

E. E. DAVID JR., M. V. MATHEWS AND H. S. McDONALD
Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, N.J. (U.S.A.)

General purpose digital computers can be programmed to simulate an almost unlimited range of special laboratory devices. Except for a change in the speed of operation, a computer can produce the same output as the specialized devices, thereby facilitating their evaluation, and reducing the amount of equipment construction necessary in the early phases of a research investigation.

Simulation has become vital in the last few years as a result of the increasing complexity of the ideas which are being studied in speech research. Modern information coders and devices such as automatic speech recognizers invariably lead to models involving great logical complexity and requiring large memories. Consequently, the use of a digital computer whose function can be changed from the simulation of one model to any other simply by the introduction of a new program represents a great advantage.

In order to carry out simulation it is necessary to have input–output equipment to convert speech or other analog signals into a form which the computer can accept. Since computers deal with numbers, this apparatus is a device for converting between analogue signals and numbers and thus is a sampler and quantizer. The numbers must be recorded in some form which the digital computer can absorb. For data produced

at speech rates, a digital magnetic tape is required. The format on the tape must of course meet the specifications set by the computer and this requirement almost always means that the data on the tape must be grouped into blocks, usually called records. A block diagram of a unit designed to perform this recording process is shown in

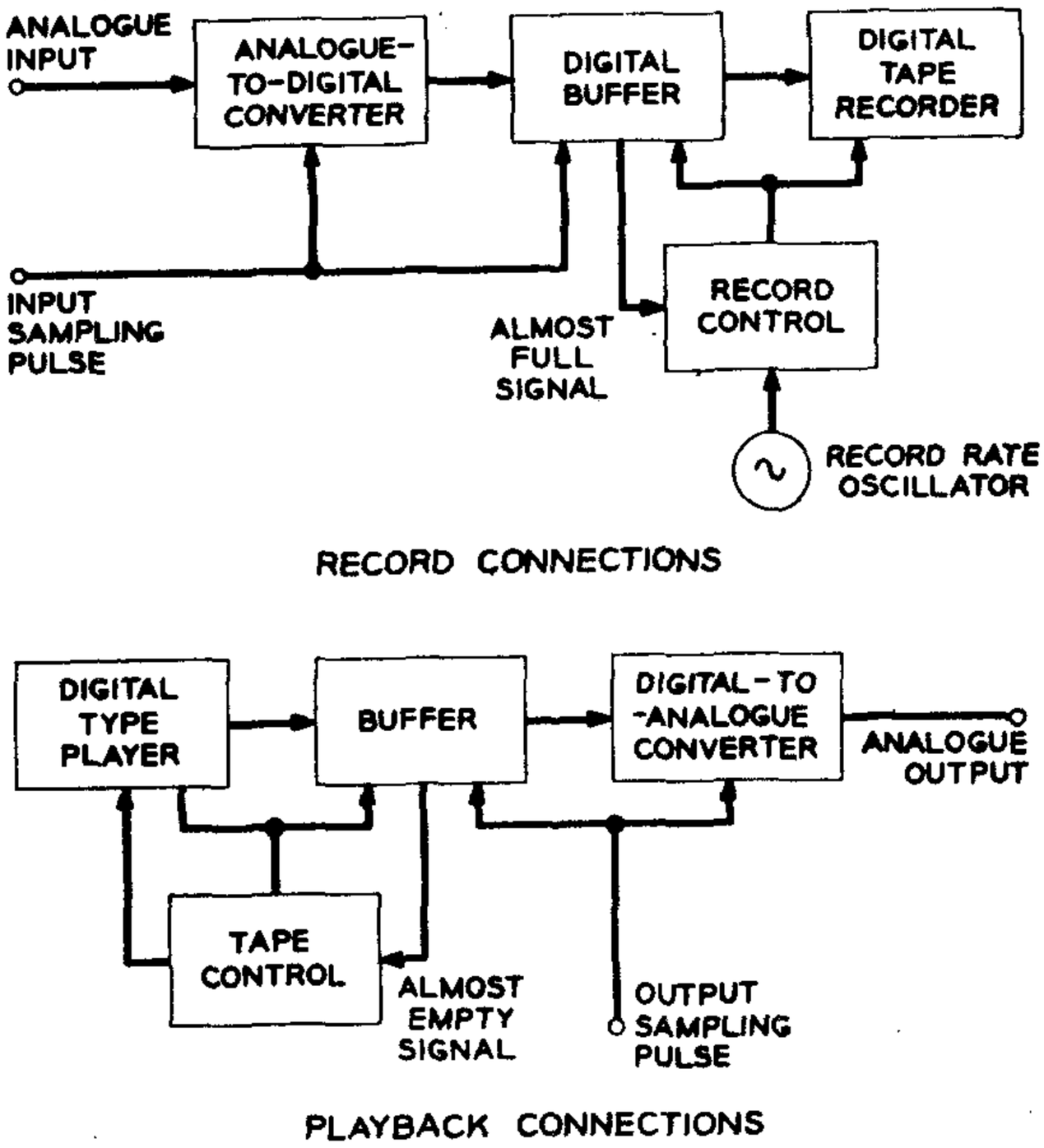


Fig. 1. Block diagram of computer input–output unit.

Fig. 1. In the record mode the analog input signal is put into an analog-digital converter and sampled at the command of an external sampling pulse. The sampling pulse also activates a digital buffer which absorbs the digital output from the converter and acts as a storage between the converter and the digital tape recorder. The digital buffer has the properties that it can accept signals and transmit signals at the same time. The signals are transmitted out of the buffer in the same order in which they are first stored. When it is almost full, the buffer emits a control signal which activates the record control-electronics, starting the digital tape recorder and recording one record of data on the tape. After recording one record, the tape recorder stops and again waits until the next almost full signal is received from the buffer. In the playback mode, the same general approach is used.

The buffer is the key component which makes the operation of the apparatus convenient and effective. It not only groups the data into records on the tape, but also completely divorces the input and output sampling times from the instantaneous recording and playback rates on the tape. Not only is great flexibility in sampling rates thus achieved, but also degradation introduced by jitter and wow in the digital tape motion is completely removed.

Fig. 2 shows a picture of this apparatus. It has two modes of operation, in the first the sampling rate is up to 10,000 samples per sec and each sample is quantized into

2048 levels. This capability is sufficient to handle highly intelligible speech with a bandwidth of 5000 c/s and a signal-to-noise ratio of 60 db. The large number of quantizing levels is necessary in order to be sure that quantizing degradation is negligible compared with the effects being simulated. In the second mode of operation, the maximum rate is 20,000 samples per sec but only 64 quantizing levels are provided.

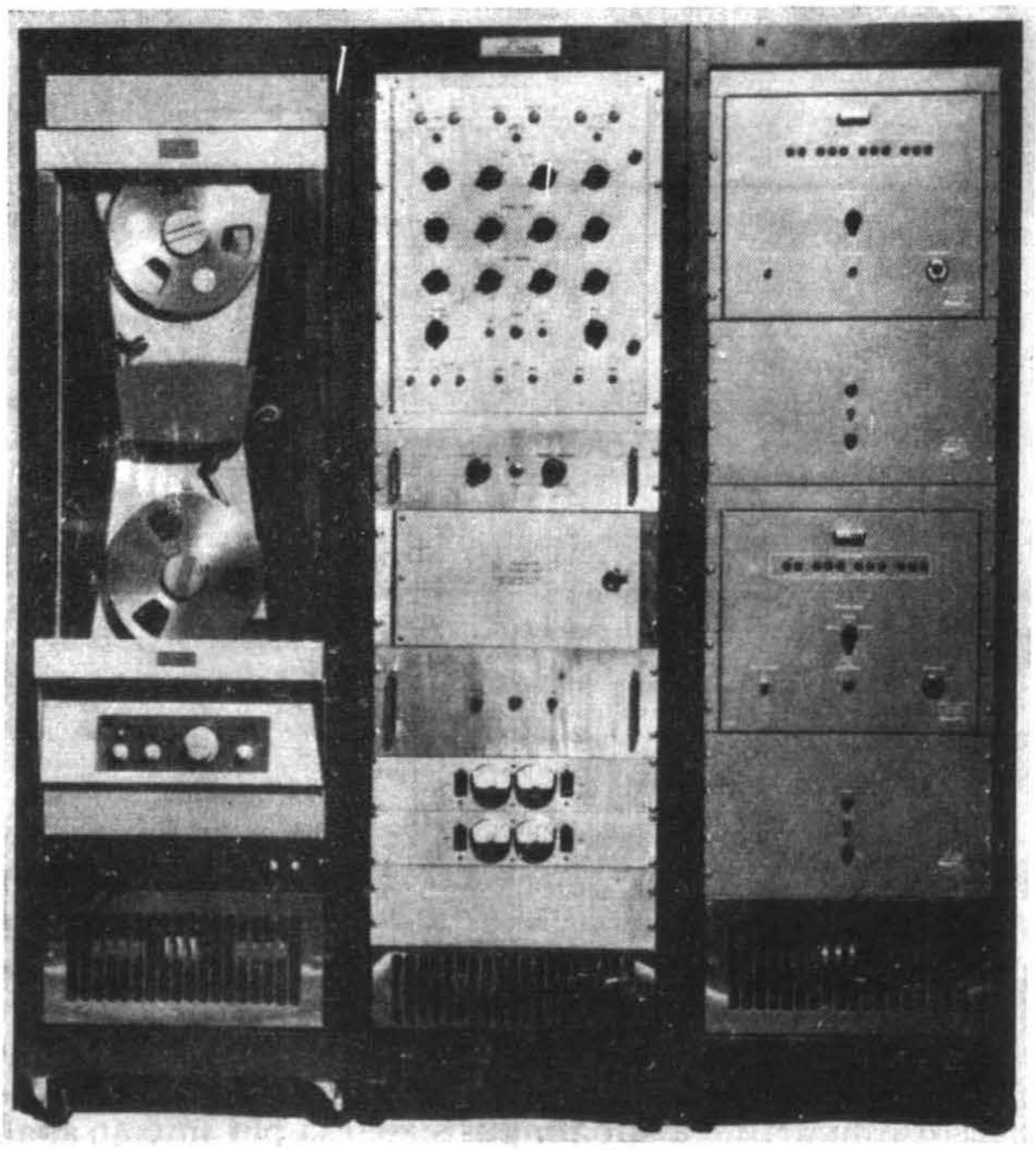


Fig. 2. Picture of computer input–output unit.

The computations for the simulation programs done at the Bell Telephone Laboratories have been carried out on an I.B.M. 704 computer. This is a relatively fast machine with a speed of 20 to 30 μsec for a simple operation and a memory size of over 500,000 bits. A memory of about this size is required for practical speech simulation. This speed makes possible simulation of simple systems at a time scale of about 10 to 1, that is, the computer requires about 10 times as long for the simulation as is required to speak the speech. More complicated systems, *e.g.* resonance vocoders, have time scales on the order of 100 to 1. Such time scales are perfectly feasible as far as cost and time of computation are concerned since for most problems the simulation of 10 to 15 sec of speech is sufficient to obtain a desired evaluation.

To sum up this necessarily short description of digital simulation, we have found that the simulation has been effective for a wide range of problems. The overall effect of computers and simulation is to open a broad new field of experiments which are now feasible and in essence to provide a much better link than has heretofore been available between experimental and theoretical areas. Consequently we are sure that computers and simulation will play an increasingly important role in speech research.

Monaural Phase Effects in Speech Perception

E. E. DAVID JR., J. E. MILLER AND M. V. MATHEWS
Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, N.J. (U.S.A.)

Early results of HELMHOLTZ[1] and SCHOUTEN[2] indicated that the ear could not distinguish between sinusoidal sets differing only in phase, and that the ear is insensitive to phase. In a subsequent study by MATHES AND MILLER[3], certain phase sensitivity was noticed, particularly for phase patterns which result in markedly different time waveform envelopes. The peakedness of the envelope was found to be a measure of the timbre of the sound, higher peak factors being associated with rougher timbre. These studies used sinusoidal or simple periodic stimuli. Since the percept arising from a complex signal such as speech is not easily predicted from experiments using simple stimuli, we have undertaken an investigation of phase perception in speech. Results from such an experiment are of direct practical interest since vocoders transmit only spectral amplitude information, and regenerate speech with an arbitrary phase pattern.

Speech samples with specified phase patterns were generated by a digital computer. A digital input tape was prepared containing 4000 c/s speech, sampled 10,000 times per sec and each sample uniformly quantized to 1024 levels (10 bits). From an oscillogram, the samples were manually pitch detected. The pitch data (on punched cards) and the digital input tape were then introduced into an I.B.M. 704 computer together with a program. In outline, each pitch period was Fourier analyzed and then resynthesized with a particular phase pattern. An output digital tape was prepared with the original unvoiced sounds and the resynthesized pitch periods. This tape was then reconverted to an audible signal for aural evaluation.

It should be mentioned that this method for analyzing and synthesizing speech while controlling its phase and amplitude spectra independently is limited strictly to periodic functions. Only in this case is the amplitude spectrum of a signal taken as a whole, independent of the phase spectra of the individual periods. Fortunately, the inherent quasi-periodic, slowly-varying nature of voiced speech means that the conditions for independence are very nearly satisfied.

The envelope peak factor was measured for both the original and resynthesized samples, and was used as a parameter to characterize the phase patterns. The peak factor for each period is defined as the range (maximum minus minimum) divided by the average absolute value.

The speech samples for the study were recorded using either a carbon-button (telephone transmitter) or a dynamic microphone. Three male and two female speakers were used. Digital recordings were then analyzed on the computer to obtain a Fourier expansion. The Fourier coefficients for a function $f(x)$ with period T and represented

by $2n$ equally spaced sample points were computed by

$$A_m = \frac{2}{n} \sum_{k=1}^{n} f_{\text{even}}(x_k) \cos\ m\ \frac{\pi}{2n}\ (2k - 1) \qquad m = 0,\ 1,\ \ldots,\ n - 1$$

and

$$B_m = \frac{2}{n} \sum_{k=1}^{n} f_{\text{odd}}(x_k) \sin\ m\ \frac{\pi}{2n}\ (2k - 1) \qquad m = 1, 2, \ldots, n$$

where the function has been decomposed into even and odd parts. With these coefficients the function may be resynthesized via the Fourier series

$$f(x_k) = \frac{A_0}{2} + \sum_{m=1}^{n-1} A_m \cos mx_k + \sum_{m=1}^{n} B_m \sin mx_k$$

The desired phase patterns were synthesized by varying the coefficients in the series expansion. One scheme, designated as the "cosine resynthesis," is given by

$$A'_0 = A_0, \qquad A'_m = \sqrt{A_m^2 + B_m^2} \qquad \text{for} \quad m = 1, \ldots . n - 1$$

and

$$B'_m = 0 \qquad \text{for} \quad m = 1, \ldots, n$$

where the primed symbols are the coefficients for the synthesis. A corresponding resynthesis using only sine terms was carried out.

The work of SCHROEDER[4] on phase perception using a sum of cosine terms with unit amplitude in various sign combinations suggested taking the cosine resynthesis with random sign inversions of the coefficients A'_m $(m = 1, \ldots, n - 1)$. Four different sign combinations were chosen.

The random sign inversions resulted in speech with a lower peak factor than that of the original utterance while the cosine or sine resyntheses produced higher than original peak factors.

The speech samples were evaluated by both experienced and naive listeners. The former were presented sentences representing the several phase patterns in random order through earphones and asked to identify the phase pattern for each sentence. These expert listeners found it impossible to separate the sine from cosine patterns, or the various random patterns one from the other. However, they were able to identify high and low peak factor waves with a reliability of 85%. The experts described the quality of these categories in the same terms as those used by MATHES AND MILLER[3] and by SCHROEDER[4]. The higher peak factor sounded "raucous" while the lower peak factor sounded more "tonal". However, this effect seemed highly variable to the observers. On some sentences and for some speakers, it was quite evident, while for other samples it was considerably less so.

The naive listeners showed only a slight ability on an average basis to distinguish high and low peak factors.

We conclude that spectral phase information contributes appreciably to speech quality, particularly when listening over earphones. Thus if synthesized speech is to

achieve the highest quality, phase or perhaps peak factor must be controlled. On the other hand, the effects noted in these experiments are subtle, and in the present state of speech synthesis other distortions may well mask phase effects.

REFERENCES

1. H. L. F. VON HELMHOLTZ, *Die Lehre von den Tonempfindungen*, Vieweg, Braunschweig, 1862.
2. J. F. SCHOUTEN, *Philips Tech. Rev.*, 4 (June 1939) 167.
3. R. C. MATHES AND R. L. MILLER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 780.
4. M. R. SCHROEDER, unpublished notes; J. R. PIERCE AND E. E. DAVID JR., *Man's World of Sound*, Doubleday, New York, 1958, p. 116–117.

Recognition of Voicing, Voice Pitch and Formant Frequencies with a Digital Computer

V. A. VYSSOTSKY, E. E. DAVID JR. AND M. V. MATHEWS
Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, N.J. (U.S.A.)

The function of an automatic recognition machine is to convert speech to an abstract code suitable for controlling machine operations. In its ultimate phases, recognition probably requires substantial contextual and linguistic information, and hence the recognizer should have substantial logical complexity and memory requirements. A stored-program computer may well be its final form, and hence a computer simulation study of recognition seems most appropriate.

The most compact source of data from which to start the recognition process is, undoubtedly, spectrographic such as that displayed by a sound spectrogram. The first step in the process as we have begun it consists of characterizing the spectrogram in terms of certain abstracted features. A segmentation of the utterance into silent sections, unvoiced sections and voiced sections is accomplished. Appropriate sections are then further characterized by formants. Additional spectral features are tabulated as required.

Three characterization processes have been studied at the Laboratories, the first being voiced-unvoiced-silent segmentation, the second pitch detection, and the third formant tracking. Only the latter will be discussed here.

The input to the computer for formant tracking consists of direct spectral information obtained by a spectrograph computer input. The digital data, after they have

been edited inside the computer, consist of a two dimensional matrix of numbers giving the spectral energy as a function of frequency and time. Adjacent frequency sections are separated by 70 c/s and adjacent time sections by 7 msec. During the editing process, pitch-induced fluctuations of the energy are somewhat smoothed by an averaging program.

The location of formants is carried out by a program whose outline is illustrated in Fig. 1. Three temporally adjacent spectral-sections of amplitude *vs* frequency are examined. All maxima and minima of these sections are located. Each of the maxima so located is weighted according to (a) its height above the adjacent minima in the same section, a heavier weighting being given to higher maxima, and (b) according to the distance from the nearest maxima in the two adjacent time sections, a heavier weighting being given for smaller distances. If this distance is too great, then the peak is given a zero weight; thus a certain minimum continuity in time is introduced by the weighting. The raw formants then are selected in each time section as the heaviest maxima which occur in four overlapping frequency bands F_1, F_2, F_3 and F_4, the bands being selected to include the entire expected range of each formant.

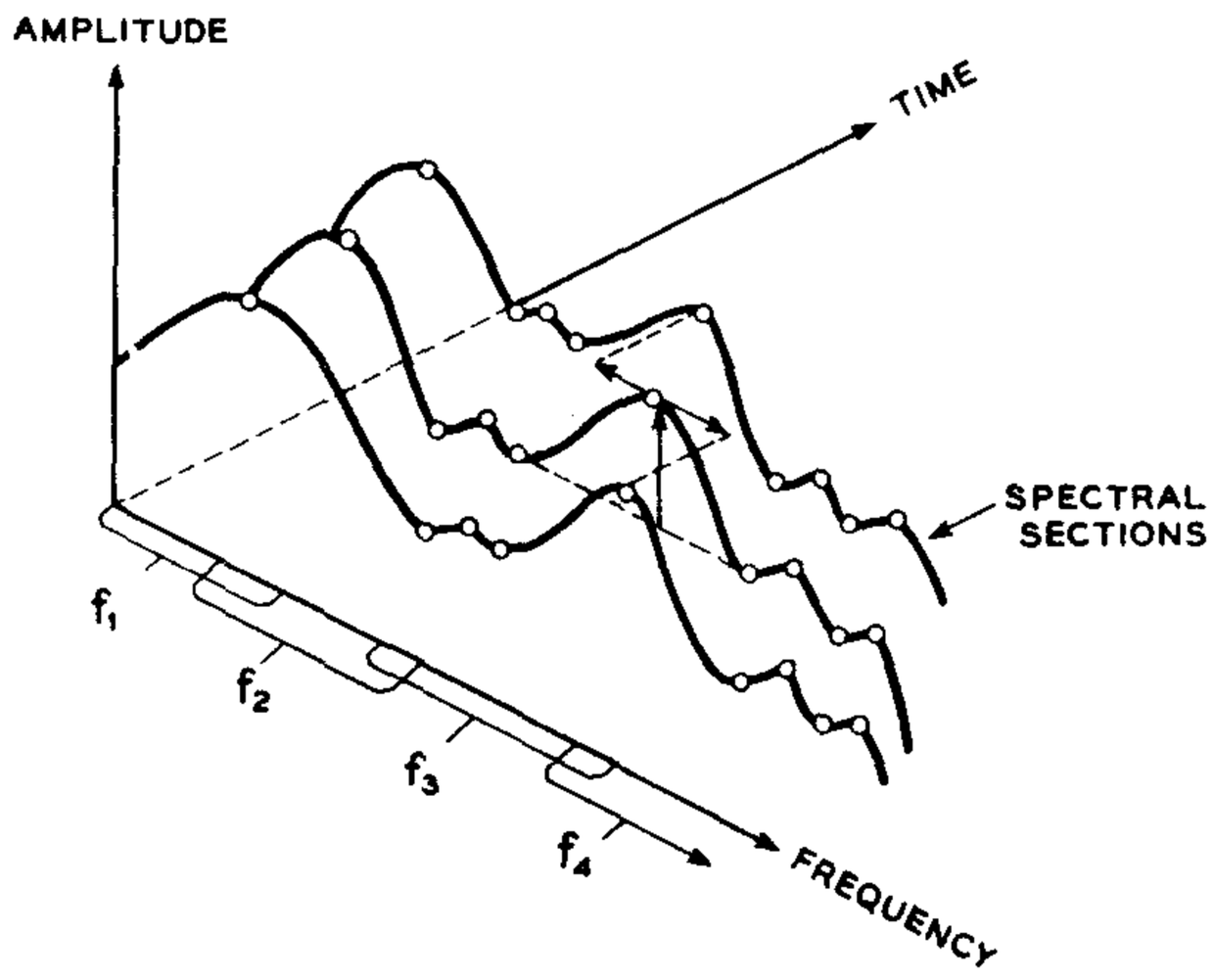


Fig. 1. Formant location.

This formant location produces the formant tracks shown in Fig. 2. Here the original spectrogram and a digital spectrogram are shown for comparison. Both the formant tracks and the digital spectrogram were obtained directly from the computer tabulator. The formants in general correspond to the darker areas on the digital spectrogram. However, an examination of the raw formants indicate that there are many points of discontinuity in the formant tracks. Consequently, a process by which a given line of formants can be identified and extended to close minor gaps was developed. This process is equally, if not more, complex than that just described for the location of the formants. In essence a continuity function is established as a table in the computer, and this function is consulted to see whether two fragments of formant tracks are

ufficiently continuous so that they can be joined into one single track, the gap ›etween the two being filled in.

The final selection of the formants was checked by comparing the machine selected ormants with those selected by a visual examination of the spectrograms. Such a omparison shows that the machine and hand selections agree about 90% of the time; he remaining 10% of the time the machine differs substantially.

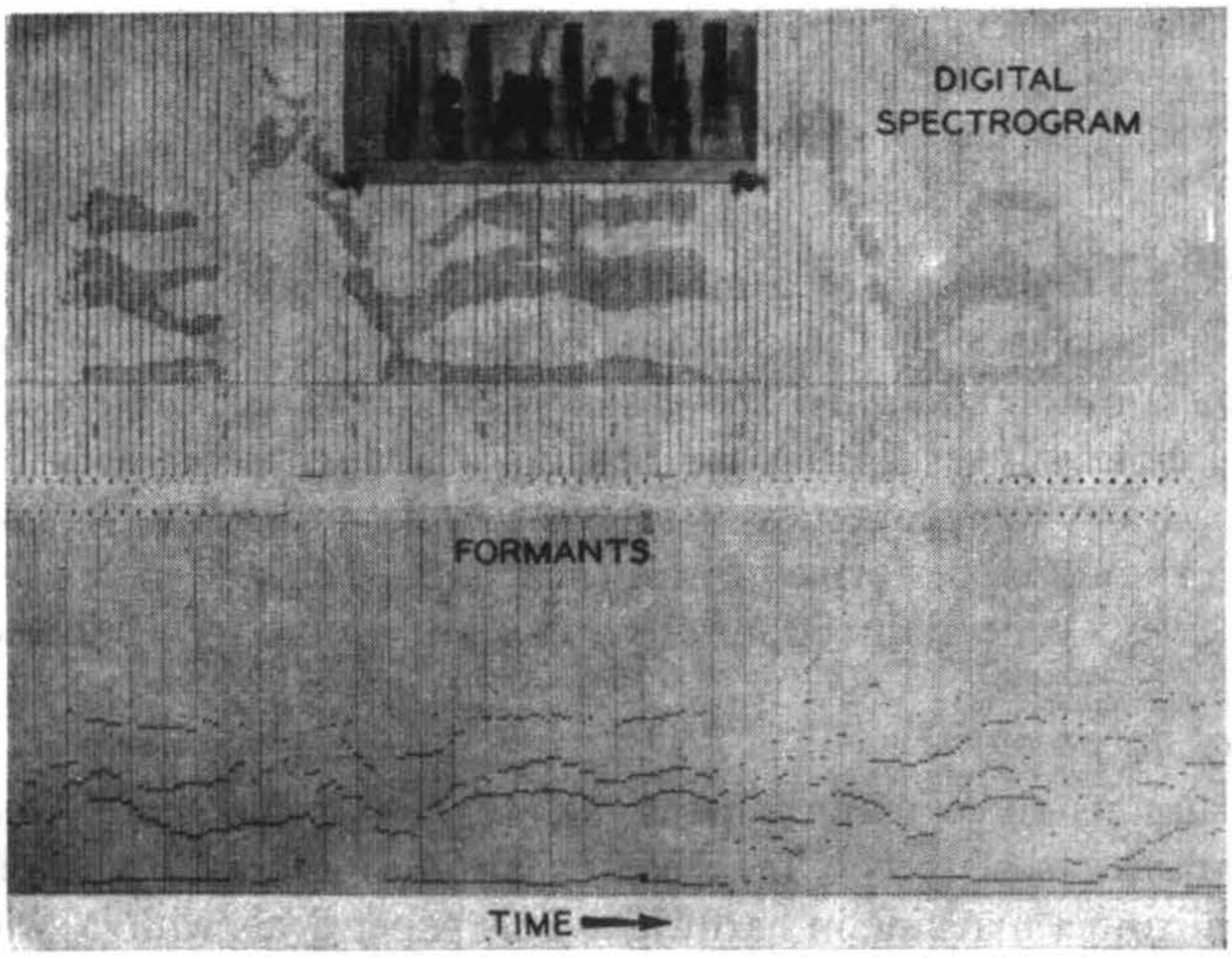


Fig. 2. Formant tracking results.

This is as far as the formant locating program has been carried at present. However, he next step for improving its effectiveness is apparent, and this we believe will be :xamining the original spectral data in light of the final smoothed formants to see if he selected formants appear correct or in what areas they should be changed.

To summarize the present status of our speech recognition studies, the voiced-ınvoiced-silent segmentation program and the formant tracking work quite well. The ›itch detection program is somewhat less effective. We feel that, although recognition s very complicated and much remains to be done before any practical general devices ıre in operation, that real progress has been made in the initial steps and that this ›rogress is of a fundamental character which will not only provide the basis and data 'orms on which subsequent steps can be performed but will also point the way to the general types of procedures which will be useful throughout the recognition field.

Synthesis Theory of the Phonetic Typewriter

S. INOMATA

Electrotechnical Laboratory, Ministry of International Trade and Industry, Tokyo (Japan)

Introduction

Researches for the realization of a machine which recognizes human speech have been intense for the reason that the solution of the problem will bring about an evolution in business automation and speech band compression problems.

The author, closely investigating the behaviors of the preliminary models built here and abroad and the properties of speech sounds, formulates in this paper the function which should be performed by any machine which was built or will be built in future, and gives a general direction for synthesis of a more sophisticated model[1].

Three phases of the problem

The problem has its three major phases, *i.e.* (*a*) the problem of finding physical recognition parameters of speech, (*b*) the problem of synthesizing a machine, (*c*) the problem of realizing a machine in hardware. This paper deals with (*b*) with consideration of (*a*).

The function of a recognizing machine

The function should be formulated as a two-stage mapping operation as shown in Fig. 1. Ω is a probability field of conceptional symbols S_i; P_i is the probability of occurrence of S_i; ε maps Ω onto Γ and is composed of the normalization process of speech in amplitude, frequency and time and the extraction process of the recognition parameters.

Γ is a field of the recognition parameters $\mathbf{V}$; $P_i(\mathbf{V})$ is its probability distribution for the ith conceptional symbol.

δ is the recognition operation, mapping Γ onto Π; Π is a field of the recognized conceptional symbols S_k'; P_k is the probability of occurrence of S_k'.

ε has been shown to be related to the author's so-called S-transform similar to the Melin transform[2]. As for the author's S.C.S.-machine[3], it is a speech-comparing operation based on Fourier analysis.

If the speech-segment recognition is involved, the operation diverges, suggesting that a longer speech unit, such as a word speech, or a completely different type of recognition operation should be employed.

Construction of δ

This δ should be constructed by the criterion of minimizing the probability of recognition errors, therefore the most likelihood or a related criterion is useful. If the number of conceptional symbols is n and the dimension of $\mathbf{V}$ is m, then, letting S_{ml} be confi-

dence sub-spaces satisfying the condition $\bigcup_i S_{mi} = \Gamma$; $S_{mi} \cap S_{mj} = \Phi\ (i \neq j)$, the probability of error for a sub-space configuration is given as

$$P_{\text{error}} = 1 + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \int_{S_{mi}} \left\{ \sum_{k=1}^{n}{}' p_k p_k(\mathbf{V}) - P_i P_i(\mathbf{V}) \right\} d\mathbf{V} \tag{1}$$

where $\sum_k'$ is the summation excluding the ith member. The details of the fields Ω and Γ are shown in Table I. Hyperspaces $f_i(\mathbf{V}) = C(S_{mi})$, which minimize P_{error} can be obtained from Eq. (1). The recognition can be effected first by calculating a set of recognition functions below, where $\mathbf{v}$ is an occurrence of $\mathbf{V}$.

$$\{\Delta_i(\mathbf{v})\} = \{f_i(\mathbf{v}) - c\} \qquad i = 1, \ldots, n-1 \tag{2}$$

Next, by checking the sign of $\Delta_i(\mathbf{v})$.

$$\{a_i\} = \{\text{Sgn } \Delta_i(\mathbf{v})\} \qquad i = 1, \ldots, n-1 \tag{3}$$

where $a_i = 1$ or 0 according as $\Delta_i(\mathbf{v}) > 0$ or < 0 respectively. Finally, finding $a_{i'}$ which is unity, a recognized symbol can be obtained from $k = i'$. If $\mathbf{V}$ are independent random variables

$$P_i(\mathbf{v}) = \prod_{j=1}^{m} P_i(V_j) \tag{4}$$

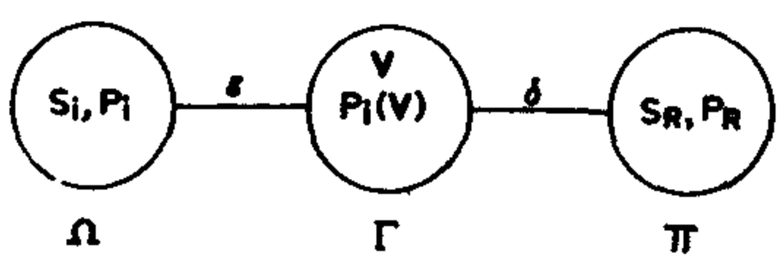


Fig. 1. The function of a phonetic typewriter as a two-stage mapping operation.

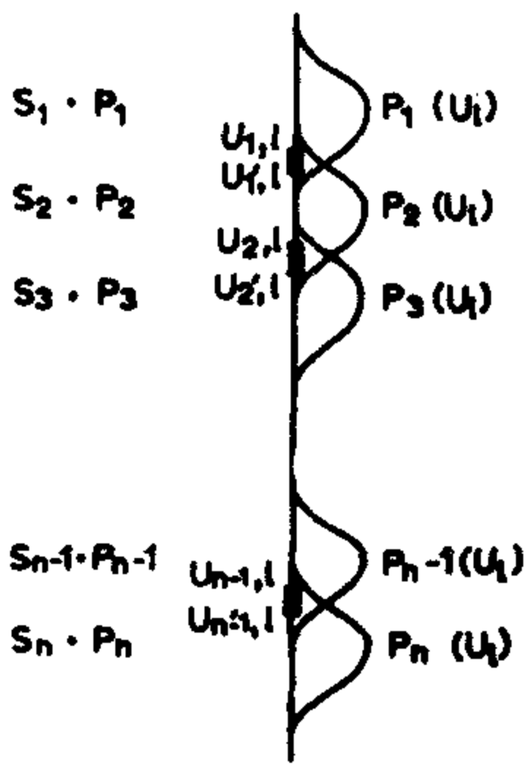


Fig. 2. The details of fields Ω and Γ in case of the recognition by the sequential test.

Then the sequential test becomes useful especially for the simulation on a digital computer because its "jump instructions" are appropriate for this purpose. Letting

$$U_l = \sum_{j=1}^{l} V_j \tag{5}$$

then

$$P_i(U_l) = P_i(V_1)^* \cdot P_i(V_2)^* \cdot \quad \ldots \quad \cdot P_i(V_l)^* \tag{6}$$

where * means a convolution operation. Ω and Γ for $l = 1, \ldots\ldots, n-1$ are shown in Fig. 2, hatched regions are so called null-zones.

The recognition functions in this case are

$$\{\Delta_i(U_l)\} = \{U_l - U_{i,l}\} \qquad i = 1, \ldots\ldots, n-1$$

$$\{\Delta'_i(U_l)\} = \{U_l - U'_{i,l}\} \qquad l = 1, \ldots\ldots, m-1$$

Checking the signs of $\Delta_i(U_l)$ and $\Delta_i'(U_l)$, the sequential test can be performed in a routine manner. For prototypes using the criterion of greatest probability and the sequential test, see Figs. 3 and 4.

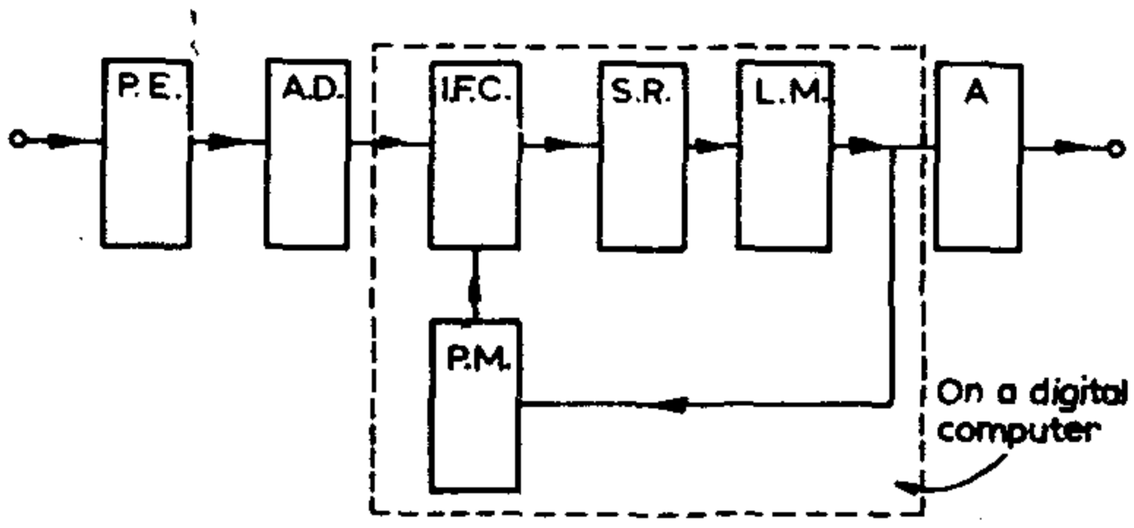


Fig. 3. A prototype using the criterion of greatest probability.

More intelligent machines

A machine will be more intelligent if it knows the linguistic rules and transition probabilities of conceptional symbols and uses them when observed physical quantities do not fall far enough inside the confidence space, or when the sequential test is not successful. This possibility of improvement is possible only when the machine's ability is "ordinary" or "clever". The classification of "ordinary" and "clever" has been given by the author concerning the information on theoretical behavior of models and the property of a conceptional symbol source[3]. This type of a machine is shown in Fig. 4.

Machines with learning ability

In order that a more satisfactory recognition operation may be secured, the effective learning ability, deterministic and probabilistic, seems to be very important.

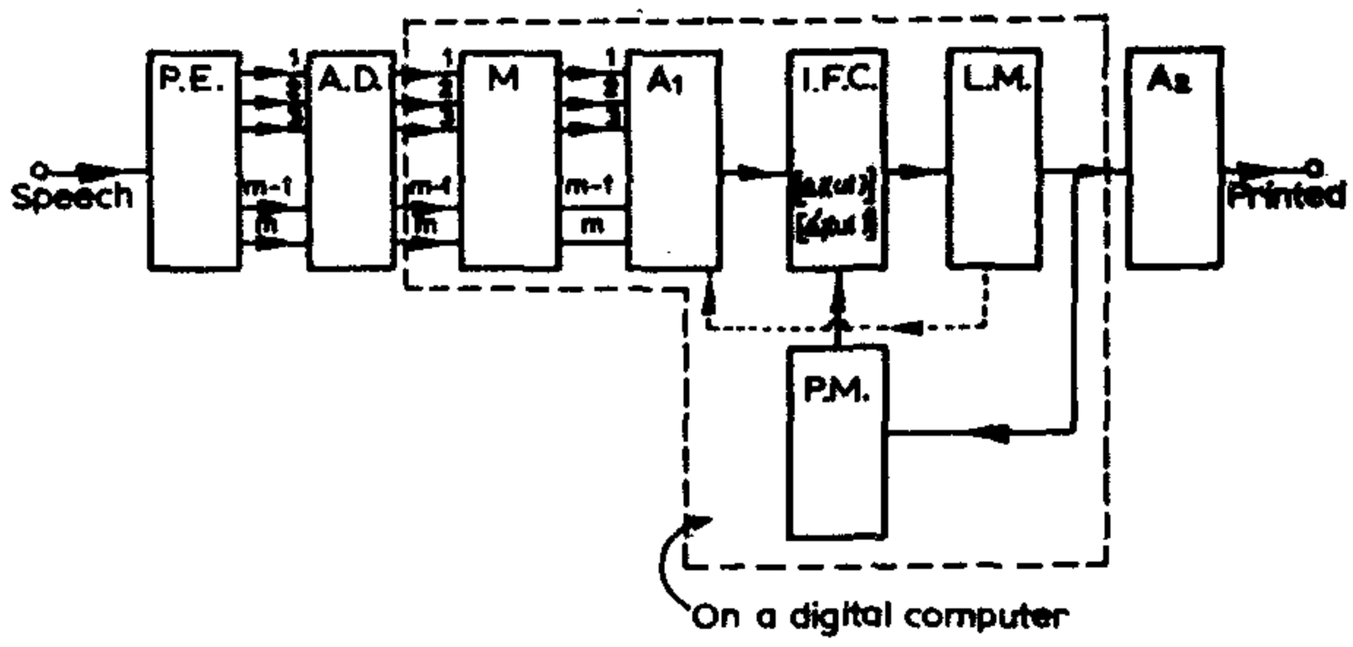


Fig. 4. A prototype using the sequential test criterion.

The author's S.C.S.-machine with the crudest deterministic learning ability is more intelligent than the existing models. Here, the author will not go into details of the problem, except to point out that the probabilistic learning can be effected by teaching the machine the speech wave and the name of the corresponding conceptional symbol many times and by giving the machine the ability to estimate the probability distribution of the recognition parameters and to construct this distribution itself under predetermined ε and δ.

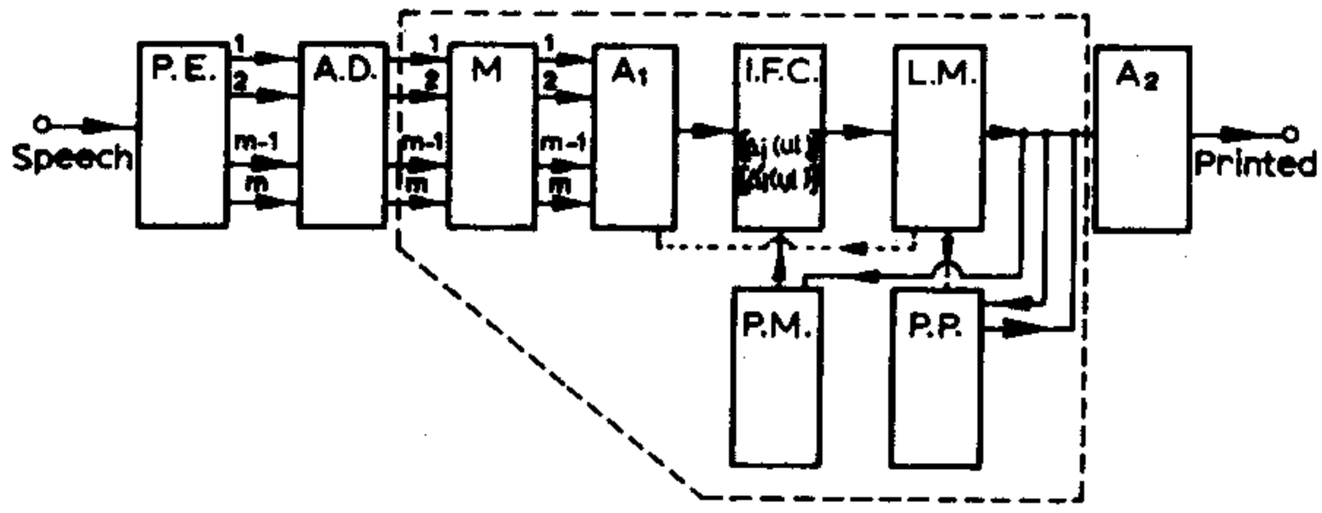


Fig. 5. A prototype with linguistic knowledge, in case of the sequential test.

Thus the problem is reduced to the population parameter estimation and to a self-organizing statistical inference machine.

The author appreciates very much the encouragements and helpful discussions given by DR. K. NAKAJI and MR. R. MATSUI of our Electrotechnical Laboratory.

TABLE I

THE DETAILS OF FIELDS Ω AND Γ

Field Ω	*Field* Γ *(m–dimensional)*
S_1, P_1	P_1 $(V_1, \ldots\ldots V_m)$
S_2, P_2	P_2 $(V_1, \ldots\ldots V_m)$
⋮	⋮
S_n, P_n	P_n $(V_1, \ldots\ldots V_m)$

REFERENCES

1. S. INOMATA, *Inst. Elect. Comm. Eng. Japan*, Committee Document, Committee on Information Theory (Dec. 1958).
2. S. INOMATA, *Inst. Elect. Comm. Eng. Japan*, Committee Document, Committee on Information Theory (Sept. 1959).
3. S. INOMATA, *Japan Pat. Appl.* 20913 (1959).
4. S. INOMATA, *Acoust. Soc. Japan*, Meeting May 1959, Record 3-1-8.

Zur Erkennbarkeit gesungener Vokale

W. MEYER-EPPLER UND H. LEICHER

Institut für Phonetik und Kommunikationsforschung der Universität, Bonn (Deutschland)

Die Sopranstimme reicht normalerweise bis zum *e''* (659 Hz), bei geschulten Sängerinnen aber oft um mehr als eine Oktave höher. Bereits die erste Harmonische (Grundton) eines gesungenen Vokals liegt dann über dem Bereich der Unterformanten gesprochener Vokale; das gilt insbesondere für die Vokale der Reihe [u] – [i] und [o] – [e]. Die zur Identifikation dieser Vokale als notwendig angesehenen beiden tiefsten Formanten stehen dann nicht mehr zur Verfügung, und es sind zwei Konsequenzen aus diesem Sachtverhalt denkbar: 1. die genannten Vokalreihen werden nicht mehr erkannt, oder 2. sie werden (mehr oder weniger sicher) erkannt, aber an die Stelle des fehlenden Unterformanten treten andere Identifikationsmerkmale. Es wird sich zeigen, dass bei Kunstgesang die erste, bei Sprechgesang die zweite Hypothese zutrifft.

Um die Hypothesen zu prüfen, wurden die fünf Vokale [a], [e], [i], [o] und [u] von geübten und ungeübten Sopranen (Frauen und Kindern) bis zu möglichst hohen Stimmtonfrequenzen gesungen und auf Tonband aufgenommen. Es wurden dann Testbänder von den Vokalen jeweils einer der aufgenommenen Personen für eine bestimmte Tonhöhe hergestellt, bei denen die Vokale in willkürlich vertauschter Reihenfolge erschienen. Die als Versuchspersonen (Vpn.) dienenden, phonetisch geschulten Hörer hatten die Aufgabe, jeden dargebotenen Vokal entweder zu identifizieren (wobei nur die Identifikationen als [a], [e], [i], [o] oder [u] zugelassen waren) oder als nicht identifizierbar zu erklären.

Die Identifikationsergebnisse wurden in einer Verwechslungsmatrix

$$\mathfrak{V} = (p_\varkappa(\lambda))$$

zusammengefasst; die $p_\varkappa(\lambda)$ bezeichnen hierbei die relative Häufigkeiten einer Interpretation des Vokals $[V_\varkappa]$ als Vokal $[V\lambda]$. Die durch die Grösse n des Inventars (in unserem Falle: $n = 5$) dividierte Spur der Matrix $\mathfrak{V}$ liefert ein leicht zu berechnendes Mass für die Verständlichkeit B des Vokalinventars

$$B = \frac{1}{n} \operatorname{spur} \mathfrak{V} = \frac{1}{n} \sum_{\varkappa=1}^{n} p_\varkappa(\varkappa)$$

Die Auswertung der mit 8 bis 16 Vpn. gewonnenen Resultate ergab für die Töne *c''* (523 Hz), *dis''* (622 Hz), *e''* (659 Hz), *f''* (698 Hz), *g''* (784 Hz), *a''* (880 Hz) und *ais''* (932 Hz) folgende Vokalverständlichkeiten B

Ton	*c''*	*dis''*	*e''*	*f''*	*g''*	*a''*	*ais''*
Vokalverständlichkeit B	79%*	77%	66%	62%	65%	37%	34%

* In einem Falle (Kinderstimme) wurde $B = 100\%$ erzielt.

Die Betrachtung der Verwechslungsmatrizen im einzelnen zeigt, dass bei Tonhöhen von c'' bis e'' hauptsächlich [e] und [i] sowie [o] und [u] miteinander verwechselt werden, während bei noch höheren Grundtönen auch die Interpretationen von [u] als [e], [o] als [a] und [e] als [a] und schliesslich von [a] als [o] auftreten. Deshalb wurden drei *Vokalklassen* [A], [E] und [O] gebildet, wobei [A] nur den Vokal [a], [E] die Vokale [e] und [i] und [O] die Vokale [o] und [u] enthielt. Abb. 1 zeigt den Prozentsatz der richtigen Interpretationen jeder Klasse in Abhängigkeit von der Stimmtonfrequenz. Bei [A] und [E] nimmt die Zahl der richtigen Interpretationen bei Stimmtonfrequenzen oberhalb von etwa 800 Hz rasch ab, während bei der Klasse [O] überraschenderweise nichts derartiges zu beobachten ist**.

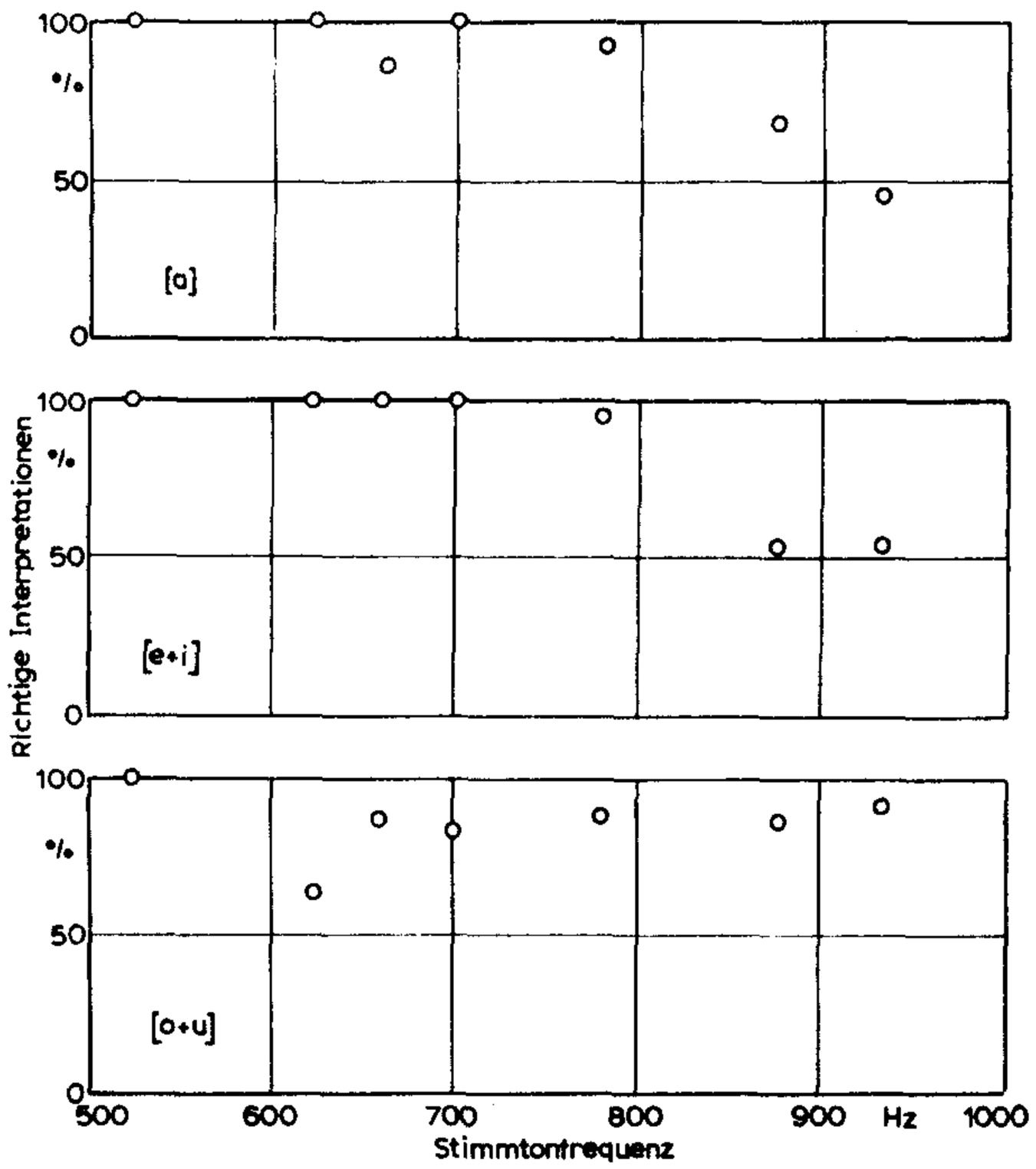


Abb. 1. Prozentsatz der richtigen Interpretationen der Vokalklassen [A] = [a], [E] = [e + i] und [O] = [o + u] in Abhängigkeit von der Stimmtonfrequenz.

Die Spektralanalyse der gesungenen Vokale ergab, dass möglicherweise für die Identifizierbarkeit von [A] ein Formantgebiet zwischen 1 und 2 kHz [2, 3] und für diejenige von [E] ein solches zwischen etwa 2 und 5 kHz massgebend ist, während [O] sich durch das Fehlen von stärkeren Harmonischen bei und oberhalb 1,5 kHz auszeichnet[1]. Diese Vermutung erfuhr eine gewisse Stütze (jedoch noch keine endgültige

** Obgleich die Klangfarbe der Klasse [O] sich hierbei vielfach stärker ändert als die der anderen Klassen (HÁLA, nach ORLIK[2]) braucht dies nicht notwendigerweise einen Verständlichkeitsverlust nach sich zu ziehen. Es tritt vielmehr eine Adaptation an das neue Vokalsystem ein, wobei dann z.B. ein [u] nicht absolut als [u] interpretiert wird, sondern nur als ein auf das neue Lautsystem bezogenes relatives [u]. Beim ersten Anhören der in hoher Lage gesungenen Vokale sind die Versuchspersonen oft völlig ratlos, finden sich dann aber verhältnismässig schnell in dem neuen Vokalsystem zurecht.

Klärung) durch Beobachtungen und Messungen von Vokalen, die in gesangstechnisch einwandfreier Weise hervorgebracht wurden. Obgleich auch hier darum gebeten wurde, die Vokale möglichst deutlich zu singen, zeigte sich sofort, dass hohe künstlerische Stimmqualität mit guter Verständlichkeit bei Tönen der zweigestrichenen Oktave nicht mehr vereinbar war. Bereits bei c'' nahm die Vokalverständlichkeit auf 28% und weniger ab. Die Vokalspektren wiesen, im Gegensatz zu denjenigen der Sprechgesang-Stimme, praktisch niemals mehr als die ersten zwei oder drei Harmonischen auf, unter starker Heraushebung des Grundtons. Die Ausführenden selbst sind sich des geringen Verständlichkeitsgrades ihrer Vokale in höheren Lagen allerdings kaum bewusst.

LITERATUR

1. D. B. FRY UND L. MANÉN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 690.
2. K. ORLÍK (OHNESORG), *Listy filologické*, 70 (1946) 170.
3. B. L. PELSKY, *Arch. néerl. phonét. expér.*, 17 (1941) 122.

Eine Anwendung der Störungsrechnung in der Eigenwerttheorie der Vokalartikulation

G. UNGEHEUER
Institut für Kommunikationsforschung der Universität, Bonn (Deutschland)

Das aus Rachen- und Mundhöhle bestehende Ansatzrohr stellt ein akustisches Filter dar, das einem Rohr mit längs der Achse (z-Koordinate) veränderlicher Querschnittsfläche gleicht. Die Resonanzfrequenzen dieses Artikulationsfilters variieren mit der geometrischen Form des Ansatzrohres. Sie können mit Hilfe der Websterschen Horngleichung berechnet werden. Bei Eliminierung des zeitabhängigen Anteils des Geschwindigkeitspotentials und unter der Annahme, dass das Ansatzrohr am Glottisende ($z = l$) ideal schallhart und an der Mundöffnung ($z = 0$) ideal schallweich abgeschlossen sei, erhält man hierzu folgendes Eigenwertsystem

$$\begin{aligned} \varphi'' + (\ln \sigma)'\varphi' + \lambda\varphi &= 0 \\ \varphi(z)\,|_{z=0} &= 0 \\ \varphi'(z)\,|_{z=l} &= 0 \end{aligned} \qquad (1)$$

($\varphi(z)$ = ortsabhängiger Anteil des Geschwindigkeitspotentials; $\sigma(z)$ = Querschnittsfunktion; $\lambda = \left(\frac{2\pi\nu}{c}\right)^2$; ν = Frequenz). Mit Hilfe der Störungsrechnung gewinnt man einen für phonetische Zwecke ausreichenden Überblick über die Zusammenhänge zwischen den Gestalten des Ansatzrohres, die mathematisch durch die Querschnittskurven $\sigma(z)$ erfasst werden, und den Formantfrequenzen ν_n, die sich nach der Glei-

chung $\nu_n = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\lambda_n}$ aus den Eigenwerten λ_n leicht berechnen lassen. Da nur die 1. Näherung betrachtet wird, sind die folgenden Angaben auf die Bestimmung der Änderungsrichting der Formanten beschränkt. Der Betrag der Änderung kann jedoch beliebig genau approximiert werden, wenn man höhere Näherungen in die Rechnung miteinbezieht.

Zur Anwendung der Störungsrechnung bestimmt man in der Differentialgleichung (1) am zweckmässigsten den Ausdruck $(\ln\sigma)'\varphi'$ als Störglied. Die "ungestörte" Differentialgleichung entspricht demnach einer einfachen Wellengleichung für ein zylindrisches Rohr mit sinusförmigen Eigenfunktionen. Nach FANT sei der durch die zugehörigen Formantfrequenzen konstituierte Vokal mit dem Symbol ɜ bezeichnet.

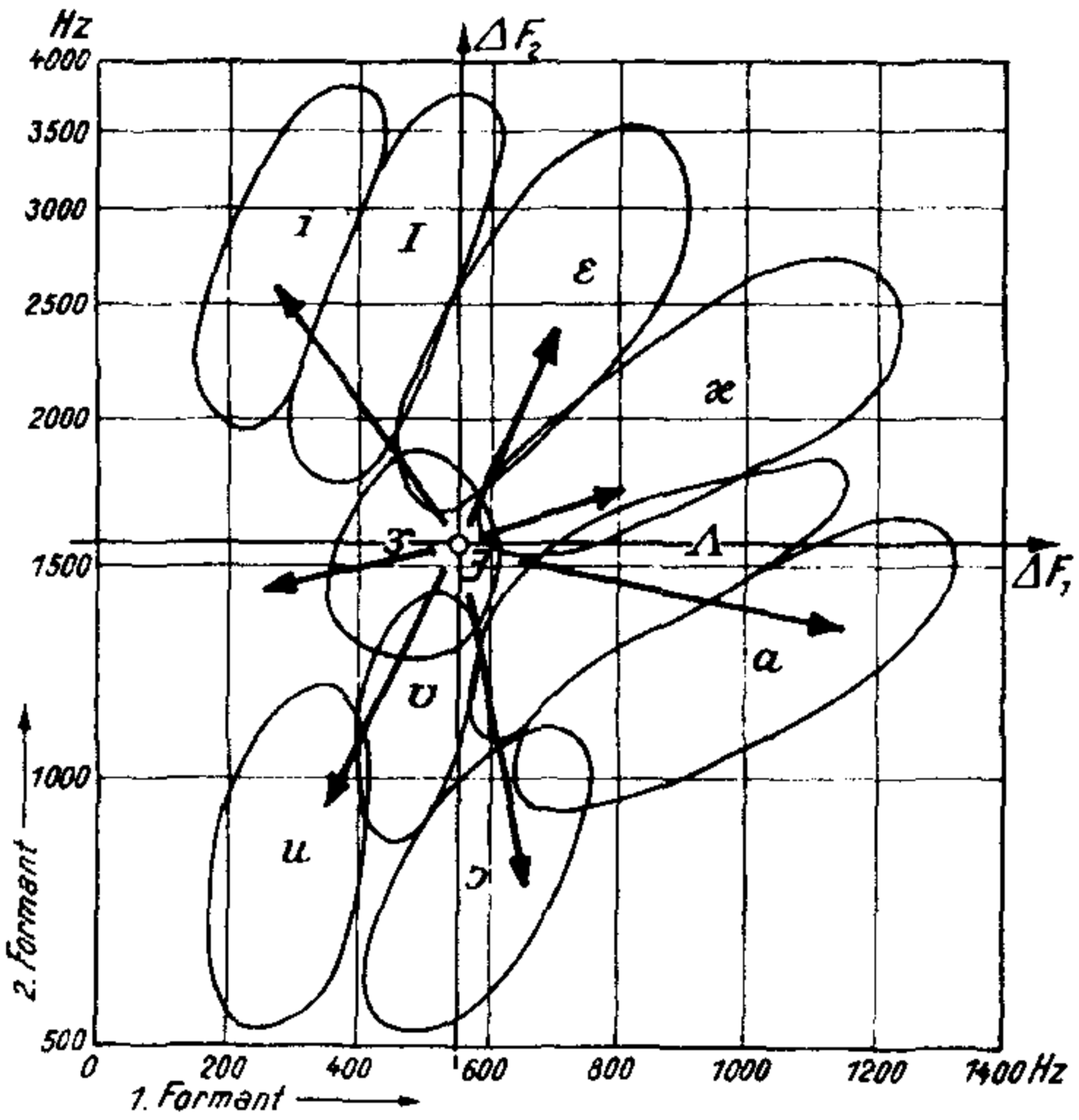


Abb. 1. Lage des ɜ-Vokals im Vokalbereich mit eingezeichneten Ableitungswegen. Der ɜ-Vokal ist Ursprung eines neuen Koordinatensystems mit den Koordinaten ΔF_1 und ΔF_2. Die eingezeichneten Vokalklassen entstammen Messungen von PETERSON UND BARNEY[2] an amerikanischen Vokalen.

Wie Abb. 1 zeigt, liegt der ɜ-Vokal im Zentrum des Vokalbereichs. Von dieser Mitte aus gehen je nach Art und Grösse der "Störung" $(\ln\sigma)'\varphi'$ d.h. abhängig vom Verlauf der Querschnittsfunktionen $\sigma(z)$, in verschiedene Richtungen "Ableitungswege" zu den übrigen Vokalen (siehe die Pfeile in Abb. 1). Auf der Formantkarte sind diese Wege bestimmt durch das Vorzeichen und den Betrag der relativ zum ɜ-Vokal definierten Formantabweichungen ΔF_n.

Setzt man

$$\sigma(z) = \sigma_0 + \Delta\sigma(z) \qquad \sigma_0 = \text{Konst.} \tag{2}$$

so erhält man für die 1. Näherung der Eigenwerte den Ausdruck

$$\lambda_{1n} = -\frac{(2n-1)^2\pi^2}{2l^2\sigma_0}\int_0^l \Delta\sigma(z)\cos\frac{(2n-1)\pi}{l}\,z\,dz \tag{3}$$

mit l = Länge des Ansatzrohres, wobei für die Eigenwerte angenähert gilt, wenn λ_{0n} = Eigenwerte des ungestörten Problems

$$\lambda_n = \lambda_{0n} + \lambda_{1n} \tag{4}$$

Unter Anwendung des 1. Mittelwertsatzes der Integralrechnung ergeben sich für die ersten drei Eigenwerte folgende vereinfachte Darstellungen

$$\lambda_{11} = -\frac{\pi}{2l^2\sigma_0}\left\{{}_1\Delta\sigma_1(\zeta_1) - {}_1\Delta\sigma_2(\zeta_2)\right\} \tag{5}$$

die ${}_1\Delta\sigma_k(z)$ ($k = 1, 2$) definiert als Abschnitte von $\Delta\sigma(z)$ in den Intervallen $(0, l/2)$ bzw. $(l/2, l)$;

$$\lambda_{12} = -\frac{3\pi}{2l^2\sigma_0}\left\{{}_2\Delta\sigma_1(\zeta_1) - 2_2\Delta\sigma_2\zeta_2 + 2_2\Delta\sigma_3(\zeta_3) - {}_2\Delta\sigma_4(\zeta_4)\right\} \tag{6}$$

die ${}_2\Delta\sigma_k(z)$ ($k = 1, 2, 3, 4$) definiert als Abschnitte von $\Delta\sigma(z)$ in den Intervallen $(0, l/6)$, $(l/6, l/2)$, $(l/2, 5l/6)$ bzw. $(5l/6, l)$;

$$\begin{aligned}\lambda_{13} = -\frac{5\pi}{2l^2\sigma_0}\Big\{ &{}_3\Delta\sigma_1(\zeta_1) - 2_3\Delta\sigma_3(\zeta_2) + 2_3\Delta\sigma_3(\zeta_3) \\ &- 2_3\Delta\sigma_4(\zeta_4) + 2_3\Delta\sigma_5(\zeta_5) - {}_3\Delta\sigma_6(\zeta_6)\Big\}\end{aligned} \tag{7}$$

die ${}_3\Delta\sigma_k(z)$ ($k = 1, 2, 3, 4, 5, 6$) definiert als Abschnitte von $\Delta\sigma(z)$ in den Intervallen $(0, l/10)$, $(l/10, 3l/10)$, $(3l/10, l/2)$, $(l/2, 7l/10)$, $(7l/10, 9l/10)$ bzw. $(9l/10, l)$.

Die ${}_n\Delta\sigma_k(\zeta_k)$ sind jeweils gewisse Werte der entsprechenden Funktionen ${}_n\Delta\sigma_k(z)$.

In den Darstellungen (5), (6) und (7) wird vorausgesetzt, dass die Funktionen ${}_n\Delta\sigma_k(z)$ ihr Vorzeichen nicht ändern. Hieraus ergibt sich die Möglichkeit, die Werte ${}_n\Delta\sigma_k(\zeta_k)$ abzuschätzen. Da sich andererseits die Querschnittsverläufe aus den ${}_n\Delta\sigma_k(z)$ zusammensetzen lassen, kann man aus den obigen Formeln die Formantänderungen bezüglich des ɜ-Vokals leicht ableiten[1].

LITERATUR

1. G. UNGEHEUER, *Z. Phonetik allgem. Sprachwiss.*, 11 (1958) 35.
2. G. E. PETERSON AND H. L. BARNEY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 24 (1952) 175.

Die sprachbegrenzende Rolle der Silben- und Lautentropie

TH. TARNÓCZY

Akustische Forschungsgruppe der Ungarischen Akademie der Wissenschaften, Budapest (Ungarn)

In den Jahren 1950–52 wurden eingehende Zweielement-Lautstatistiken über die ungarische Sprache veröffentlicht[1, 2] womit man (nach unserem Wissen) den ähnlichen ausländischen Versuchen vorangegangen ist. Inzwischen hat sich auf Grund der Tätigkeit von ZIPF[3], MANDELBROT[4] und FUCKS[5] das Interesse gegen den Informationsinhalt von grösseren Spracheinheiten verschoben. Zu den Arbeiten dieser Verfasser möchte ich nun einige Bemerkungen über die Silben- und Lautverteilung machen. FUCKS gab eine theoretische Ableitung über die Silbenverteilung in den Wörtern. Sein Endergebnis lautet in vereinfachter Form

$$p(i) = \frac{(\mu - 1)^{i-1}}{(i-1)!\exp(\mu - 1)}$$

wobei $p(i)$ die relative Häufigkeit des Vorkommens der Wörter mit i Silbenzahlen und μ die mittlere Silbenzahl aller untersuchten Wörter bedeutet.

FUCKS untersuchte die Gültigkeit seiner Formel mit gutem Ergebnis auf Texte verschiedener Sprachen. Bei diesen Untersuchungen fand er keine für den Autor charakteristische Verteilung, und so war er nicht bestrebt die Auswirkung der Stilverschiedenheiten zu erforschen, obgleich er zugibt, dass eine solche existieren kann.

Um einen übersichtlicheren Vergleich zwischen den verschiedenen Sprachen zu erhalten, berechnete FUCKS von den Verteilungsangaben auch den Informationsinhalt pro mittlere Silbenzahl, also die Silbenentropie. Er benützte in dem Entropie-Zusammenhang den dekadischen Logarithmus, also eine Formel

$$H = -\sum_{i=1}^{n} p_i \log p_i$$

wobei H den Informationsinhalt (Entropie, Negentropie), p_i die Wahrscheinlichkeit der Wörter mit i Silben, mit $\sum p_i = 1$, und n die grösste vorkommende Silbenzahl bedeutet.

Diese letzte Angabe für die untersuchten Sprachen ausgerechnet, und in das (H,μ)-Koordinatensystem dargestellt, ergab Punkte, die mit der von der Theorie erhaltenen Kurve gut übereinstimmen, sich voneinander jedoch gut trennen. Der dargestellte Zusammenhang bietet beinahe den Gedanken, dass die Angaben für die einzelnen Sprachen charakteristisch sind.

Das Ziel unserer eigenen Untersuchungen besteht gerade in der Kontrolle dieser Hypothese für die ungarische Sprache. Bevor aber diese Frage beantwortet wird, sollen die Anwendungsgrenzen der Theorie auf ungarisches Sprachmaterial kontrolliert werden. Zu diesem Zweck wurde aus ungarischen Texten eine Lautstatistik (Phonemstatistik) verfertigt. Man hat aber den Stoff nach Stilarten gegliedert. Es wurden aus Gedichten verschiedener Dichter 38.000 Wörter, aus schöngeistiger Literatur 38.000 Wörter, aus ästhetischen und kritischen Werken 19.000 Wörter, endlich aus verschiedenen wissenschaftlichen Texten 13.000 Wörter, insgesamt 102.000 Wörter bearbeitet. Die Angaben wurden nicht nur nach den verschiedenen Gruppen, sondern auch nach Autoren, und sogar auch nach je 1000 Wörtern berechnet, damit man dadurch von der Streuung und der eventuellen Gesetzmässigkeit ein klares Bild erhält.

Die Ergebnisse sind folgende.

a) Die Mittelwert-Angaben der von uns aufgestellten vier Gruppen unterscheiden sich deutlich voneinander. Die vier Gruppen wurden gewählt, damit sich die Unterschiede ihrer Stilarten scharf abzeichnen sollen. Auf das Vorkommen solcher Unterschiede wies auch schon MEYER-EPPLER[6] hin. Es ist klar, dass man sich z.B. in Gedichten mit kürzeren Wörtern ausdrückt, als in wissenschaftlichen Schriften. Die wissenschaftliche Sprache benötigt neue Wortbildungen, damit sie ihre neuen Begriffe ausdrücken kann, und die Ausdrücke sind meistens lang. Diese häufigen Fachausdrücke verändern dann das Silbengleichgewicht der klassischen Vers- und Prosaliteratur. Jedenfalls verlängert sich die durchschnittliche Wortlänge des ungebundenen Textes. Es ist fraglich, ob man unter solchen Umständen überhaupt von einer einzigen für eine Sprache charakteristischen Angabe sprechen darf.

b) Auch das Streuungsbild der Angaben beweist das früher Gesagte. Beispielsweise seien in Abb. 1. die Streuungsdaten der zwei nächststehenden Gruppen, der Poesie und der schöngeistigen Prosa, im (H,μ)-Koordinatensystem gezeigt. Alle Punkte des

Streuungsbildes beziehen sich auf ungefähr 1000 Wörter. Aus der Abbildung geht klar hervor, dass nach Autoren keine bestimmte Absonderung zu erkennen ist, es ist also von keiner Abweichung des Stiles die Rede. Demgegenüber sondert sich das Streuungsbild der Poesie und der Prosa deutlich ab, d.h. der lose Wortgebrauch der Prosa verschiebt die Werte in Richtung der längeren Wörter. Die Wahl fiel absichtlich auf die zwei nächststehenden Angabenmengen. Die übrigen Gruppen weichen noch mehr voneinander und von den bisherigen Gruppen ab.

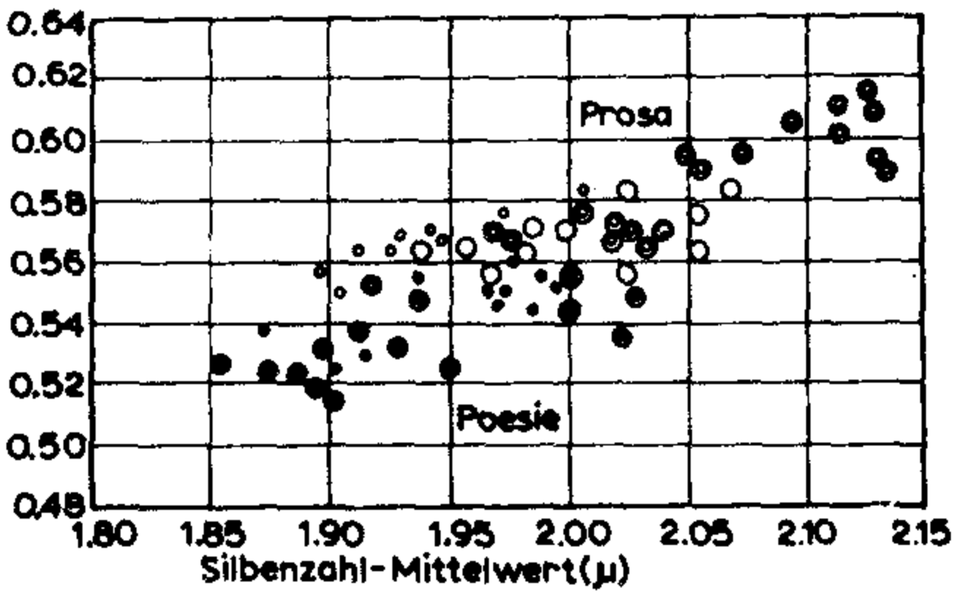


Abb. 1. Darstellung der Silbenentropie aus Werken von vier Dichtern und drei Schriftstellern. Ein und derselbe Verfasser wurde mit ein und demselben Zeichen bezeichnet. Ein Punkt entspricht gut 1000 Wörtern.

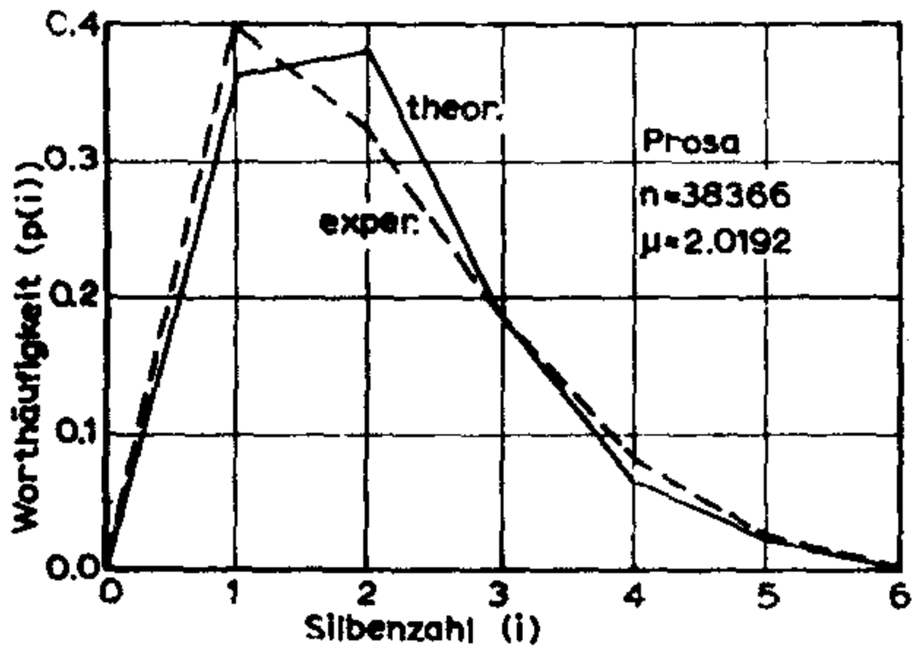


Abb. 2. Die theoretische (ausgezogene Linie) und experimental gefundene (gestrichelte Linie) Kurve der Silbenverteilung, auf die ungarische schöngeistige Prosa bezogen.

c) Die Funktion $p(i)$ der einzelnen Gruppen wurde mit den theoretischen Kurven von FUCKS[5] verglichen. Die auf die Poesie bezügliche Verteilungskurve ist mit den theoretischen Ergebnissen in völliger Übereinstimmung. Bei den zweisilbigen Wörtern der schöngeistigen Literatur zeigt sich aber schon eine Abweichung von der Theorie (siehe Abb. 2.). Die Abweichung steigert sich weiter im Falle von ästhetischen und kritischen Werken. Diese Tatsache wird in Abb. 3. gezeigt. Die Rolle von ein- und zweisilbigen Wörtern vertauscht sich der Theorie gegenüber und auch bei den dreisilbigen besteht noch ein bedeutender Unterschied. Im Falle der wissenschaftlichen

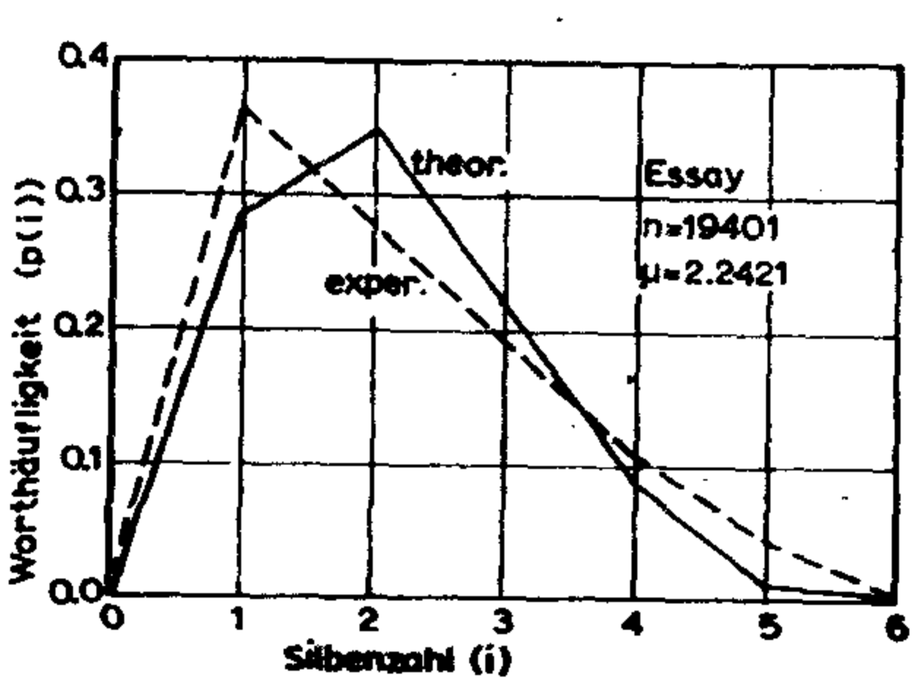


Abb. 3. Die theoretische (ausgezogene Linie) und experimental gefundene (gestrichelte Linie) Kurve der Silbenverteilung in der ungarischen Essay-Literatur.

Literatur gibt es neben einem ähnlichen Charakter eine grössere Abweichung der wirklichen von der theoretischen Verteilungskurve.

Demnach sieht man, die Verteilungskurven mit der Theorie von FUCKS verglichen, unsere Hypothese bewiesen, nähmlich, dass die Theorie die Silbenstatistik der nichtbelletristischen Texte nicht genau beschreibt. Es wäre nicht ohne Interesse, diese Seite der Frage auch in anderen Sprachen zu untersuchen.

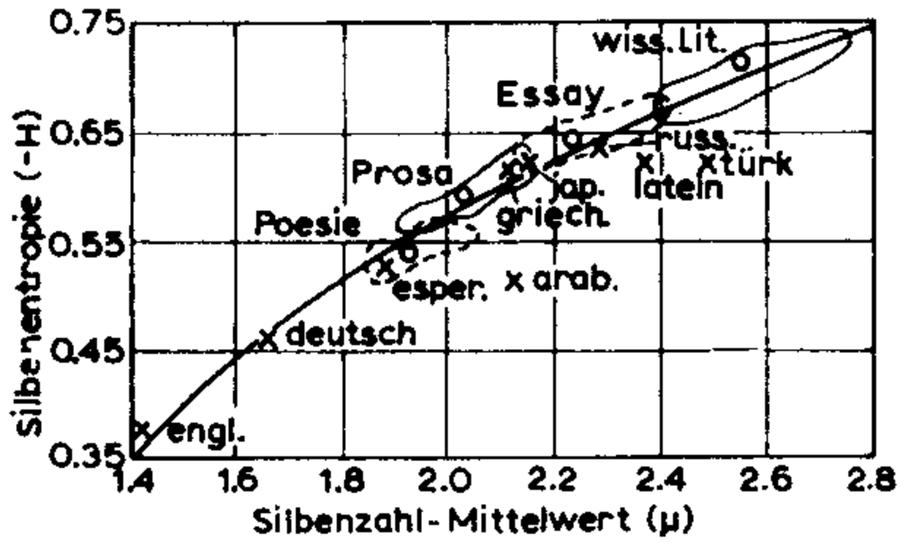


Abb. 4. Die Darstellung der Silbenverteilung nach FUCKS[5] (Kreuze) und nach den eigenen Ergebnissen (Kreise). Die umkreisten Flächen bedeuten die Streuung der eigenen Angaben. Die nach der Stilart gegliederten Ergebnisse Fallen überall auf die von Fucks angegebene Kurve, sie weichen aber voneinander stark ab.

d) Aus dem Gesagten folgt, dass der Zusammenhang zwischen Informationsinhalt pro mittlere Silbenzahl (Silbenentropie) innerhalb einer Sprache auch nicht eindeutig ist. Unsere Angaben zusammen mit FUCKS' Ergebnissen im (H,μ)-Koordinatensystem dargestellt, ergeben die Abb. 4. Der für die ungarische Poesie erhaltene Mittelwert liegt dem Esperanto nahe, der für die prosaische Literatur erhaltene aber zwischen dem Esperanto und dem Griechischen. Der für die ästhetischen und kritischen Werke erhaltene Mittelwert liegt zwischen dem Japanischen und Russischen, endlich weit entfernt von den bisher untersuchten Sprachen ist der Platz der Streuungsgruppe der ungarischen wissenschaftlichen Literatur. Bei solchen sich entschieden trennenden Gruppen kann (unserer Meinung nach) eine Sprache nicht mit einem einzigen Mittelwert charakteristiert werden.

Danach muss die Frage gestellt werden, ob es eine andere Spracheinheit gibt, deren Informationsinhalt einheitlicher und eindeutiger ist, als die Wortlänge nach der Silbe. FUCKS selber befasst sich mit der Erweiterung seiner Theorie auf die Lautverteilung der Silben. Leider ist die diesbezügliche Theorie wesentlich verwickelter, und es wird zum Aufschreiben der Verteilungskurven die Wahl von zwei weiteren Parametern benötigt. Auf diese Weise ist aber die Konstruktion von theoretischen Kurven, die sich den praktischen Daten besser annähern, ermöglicht.

Im Laufe der eigenen Untersuchungen erwarben wir die erste Erfahrung, dass die Streuung diesmal wesentlich geringer war, und dass zwischen den Angaben von Gedichten und prosaischen Werken kaum eine Abweichung befand. Der Grund dafür ist klar. Der Silbenaufbau folgt den inneren Gesetzen der Sprache und ist vom Wortgebrauch unabhängig. Mit Ausnahme der einsilbigen Wörter ist auch die Verteilung der Silbentypen in einer Sprache immer ähnlich. Auf gewisse Fragen der Feinstruktur wünschen wir hier nicht einzugehen. In unserer Statistik wurden von Gedichten und prosaischen Texten je 10.000 Silben aufgearbeitet. Obgleich sich auch diesmal eine geringe Abweichung zwischen den zweierlei Materialien zeigt, liegen die Streuungsbilder so zusammen, dass ihre Trennung nicht begründet ist. FUCKS machte diesbezüglich ähnliche Untersuchungen für die griechische, lateinische, englische und deutsche Sprache. Das griechisch-römische Paar hat eine sehr ähnliche Verteilung. Dasselbe geht auch

auf das englisch-deutsche Paar. Dagegen unterscheiden sich beide Paare von den ungarischen Ergebnissen (siehe Abb. 5). Im Silbenspektrum wurde diesmal angegeben,

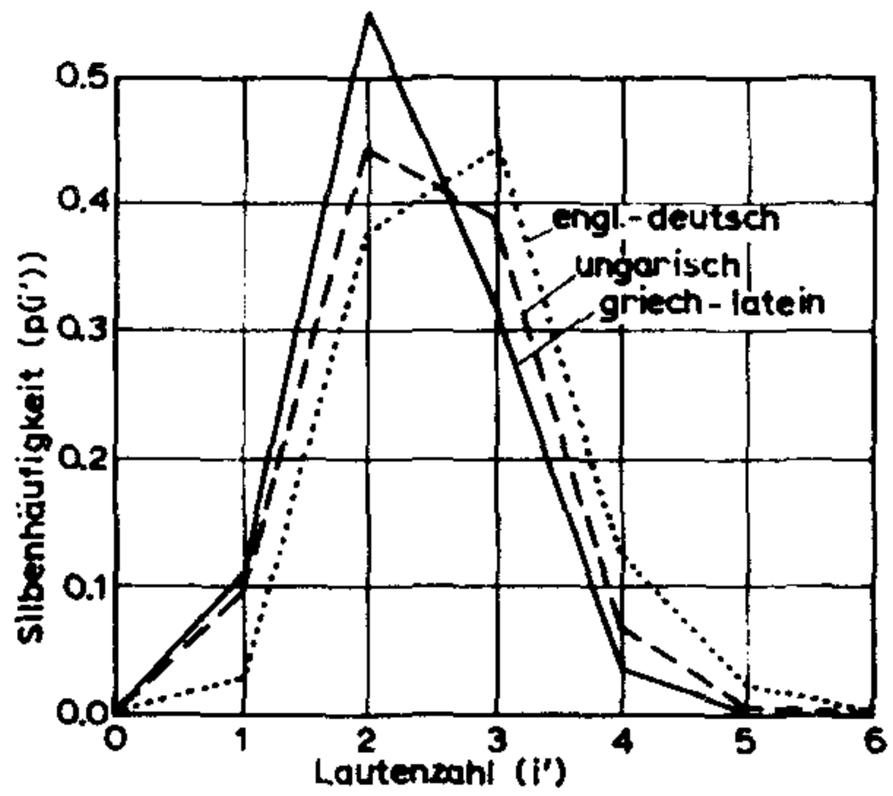


Abb. 5. Die Kurven der Lautverteilung auf die deutsch-englische (punktierte Linie), die ungarische (gestrichelte Linie) und die griechisch-lateinische (ausgezogene Linie) Sprache.

in welchem Verhältnis die Silben des untersuchten Textes in Abhängigkeit von der Lautenzahl vorkommen. Zur Unterscheidung, wenn auch nicht zwischen den einzelnen Sprachen, so doch für die Sprachfamilien oder Sprachtypen, scheint die Verteilungskurve der Lautenzahl innerhalb der Silbe und so wahrscheinlich auch die Lautentropie geeignet zu sein.

LITERATUR

1. T. TARNÓCZY, *Nyelvtud. Közlöny*, 53 (1951) 107 (ungarisch).
2. E. VÉRTES, *Acta Linguist. Hung.*, 3 (1953) 125, 3 (1953) 411, 4 (1954) 193.
3. G. K. ZIPF, *Human Behaviour and the Principle of Least Effort*, Cambridge, Mass., 1949.
4. W. JACKSON (Editor), *Communication Theory*, Butterworths, London, 1953.
5. W. FUCKS, *Nachr. tech. Z.*, 3 (1956) 7.
6. W. MEYER-EPPLER, *Indian Linguistics*, 17 (1957) 59.

A New Transistorized Artificial Larynx

H. L. BARNEY, F. E. HAWORTH AND H. K. DUNN
Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, N.J. (U.S.A.)

A large number of people (some 35,000 or more in the United States) have had their larynges removed by surgery. About two-thirds of these patients learn esophageal speech. For the remainder, an artificial larynx is necessary if the power of speech is to be restored to them. It may also be preferred by some to the quality of esophageal speech, and is highly desirable in most cases for an early, easily learned method of speaking.

The reed type artificial larynx (Western Electric Model 2) in use for the past thirty years, has various deficiencies. Other available types also have their shortcomings. At the request of an advisory committee set up by the National Hospital for Speech Disorders, New York, the design of a new artificial larynx was undertaken, and it is reported here. It is believed that many of the difficulties with earlier models have been removed.

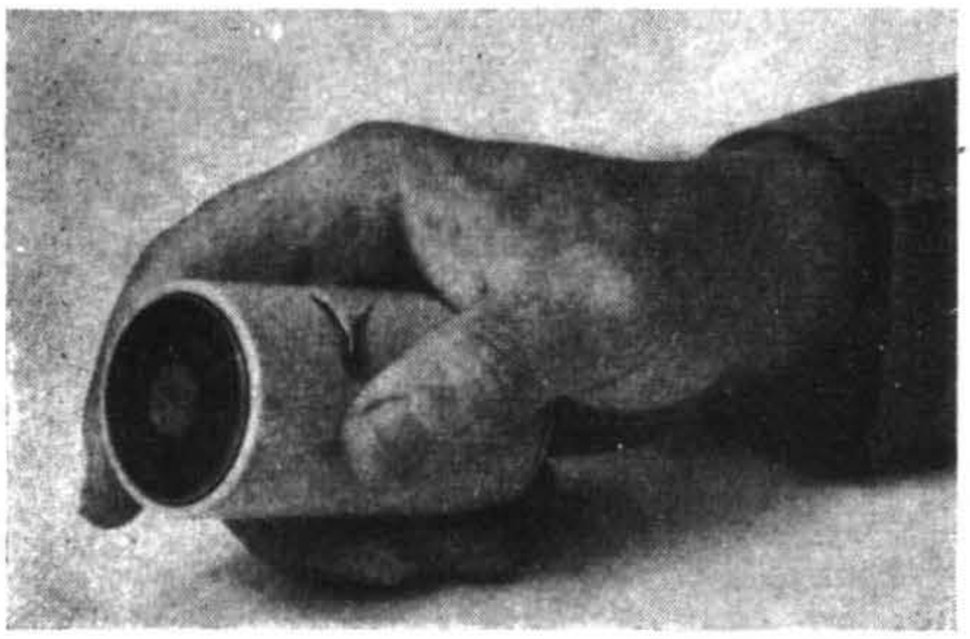


Fig. 1. New electronic artificial larynx.

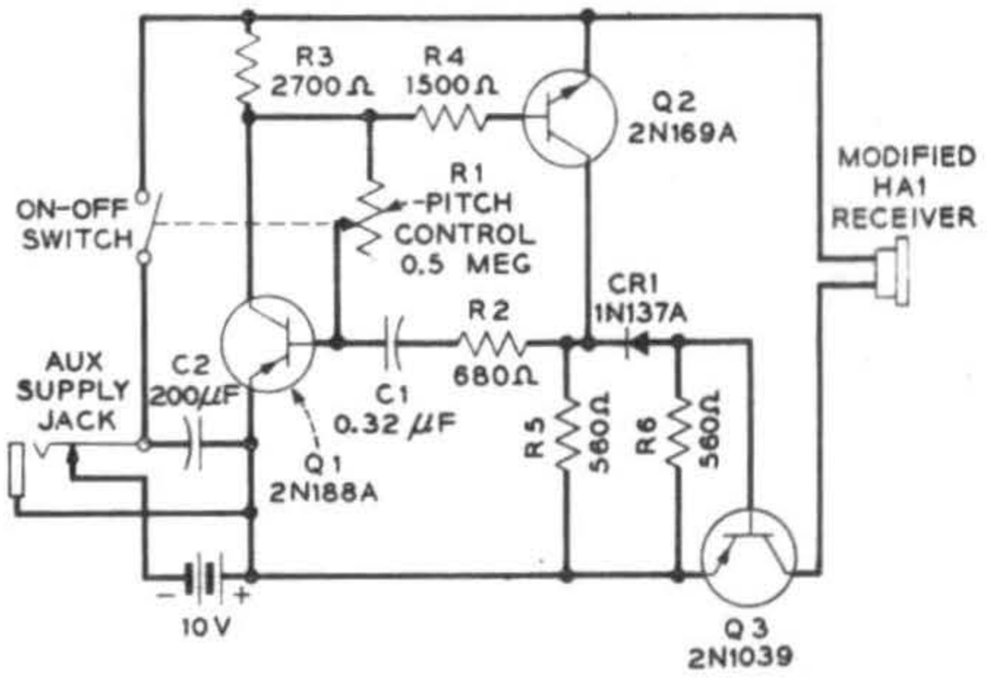


Fig. 2. Schematic circuit of new artificial larynx.

The entire artificial larynx is contained in the small, hand-held unit pictured in Fig. 1. The circuit is shown in Fig. 2. Powered by two 5.2-volt mercury cells, the first two transistors form a relaxation oscillator, generating repeated sharp pulses. These are amplified by the power transistor and passed on to the transducer, the diaphragm of which is held against the outside of the throat. The vibrations are transmitted through the throat wall into the pharyngeal cavity, and are then modulated by motions of the tongue and lips to produce voiced speech sounds.

The pulses are short, about 0.5 msec in duration. Their repetition rate can be varied rapidly to produce the effect of inflected speech. A button operated by thumb or finger starts the buzz going and is also used for changing the rate. The range of pulse rates can be made to correspond with the fundamental pitch range of either male or female voices.

The transducer is a telephone receiver unit of a type widely used. It has been modified somewhat, in windings and diaphragm, to fit the type of signal and to improve the matching of mechanical and electrical impedances encountered in this particular use.

When a buzz is generated externally before being transmitted into the vocal tract, there is some leakage of sound directly to the ear of the listener, tending to mask the speech. In the new device this direct noise has been held to a comparatively low level.

Sound spectrograms of speech from the new artificial larynx compare very favorably with those of normal speech. Articulation tests indicate that the speech is highly intelligible. Although slightly buzzy and mechanical, the quality is pleasing, and skillful use of the pitch inflection control makes it sound rather natural. The loudness of the speech is about the same as that of normal conversation.

The device is convenient and relatively inconspicuous in use. Since it does not use tubes inserted in the mouth or trachea, it is acceptable from the hygienic standpoint.

In its design, an objective has been to use component parts already in large scale production in order to make it inexpensive to manufacture.

Several laryngectomized patients have tested experimental models of the new artificial larynx, and all have been favorably impressed with the quality of the speech produced with it. Friends and relatives of these users have generally commented on the ease with which they understand the artificial speech, particularly over the telephone.

The Effect of Room Noise and Number of Competing Talkers upon Talker Output

J. C. WEBSTER AND R. G. KLUMPP

U.S.N. Electronics Laboratory, San Diego, Calif. (U.S.A.)

The purpose of this paper is to study the vocal effort required to carry out a specific voice communication task (a) on various levels of room noise and (b) with varying numbers of people in the room also communicating by voice. The communication task was to have a talker read a list of 50 phonetically balanced (PB) words to his partner. After each word the listener repeated the word. If the talker was satisfied that the word was correct he proceeded, otherwise he repeated the word as many as three times in an attempt to accomplish the set goal of perfect word communication. (90% correct was actually acceptable to the experimenter.)

Five talker–listener pairs were used in all but the results of only three pairs were scored. These three pairs performed by themselves, in competition with one other pair, both other pairs, and against all four pairs. The pairs sat shoulder-to-shoulder along a table, all talkers on one side, and all listeners on the other, three feet away. Microphones (six in all) were placed one inch away from each talker and listener and were used to record every utterance.

The primary aim of the experiment was to evaluate the vocal effort required to communicate under the various conditions of room- and talker-noise. The tape recordings were therefore analyzed by tracing the peak envelope amplitudes of the 50 words at a pen speed of 300 mm/sec. The median peak (half the peaks were greater, half were less) was used to indicate the vocal effort. Actually 15 additional words preceded the 50 test words (to insure "settling in") and 10 followed, to keep up a constant babble at the end in case some pairs finished their 50 words too soon.

Fig. 1 shows how much the increasing of room noise and/or the adding of more talking-people raises the vocal effort. Asymptotes, at both ends of the vocal effort *vs* noise level curves, result because at the higher noise levels the voice just cannot generate more sound, and at the lower noise levels a normal conversational level is iadopted. In the linear regions (a) the vocal effort increases roughly 7 db for a noise ncrease of 10 db and (b) this is so regardless of how many people are in the room.

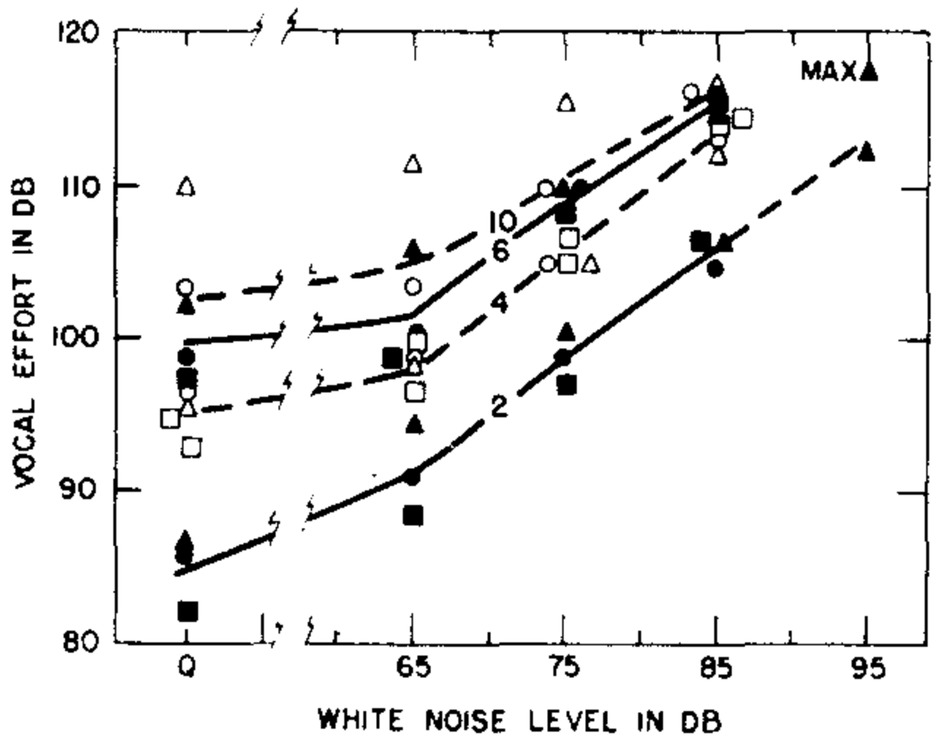


Fig. 1. Vocal effort *vs* noise level for groups of 2, 4, 6, and 10 people. The median of 50 vocal peaks, measured one inch from lips, and traced at 300 mm/sec, is averaged over 3 talkers and 3 listeners and two replications of noise level for each datum point.

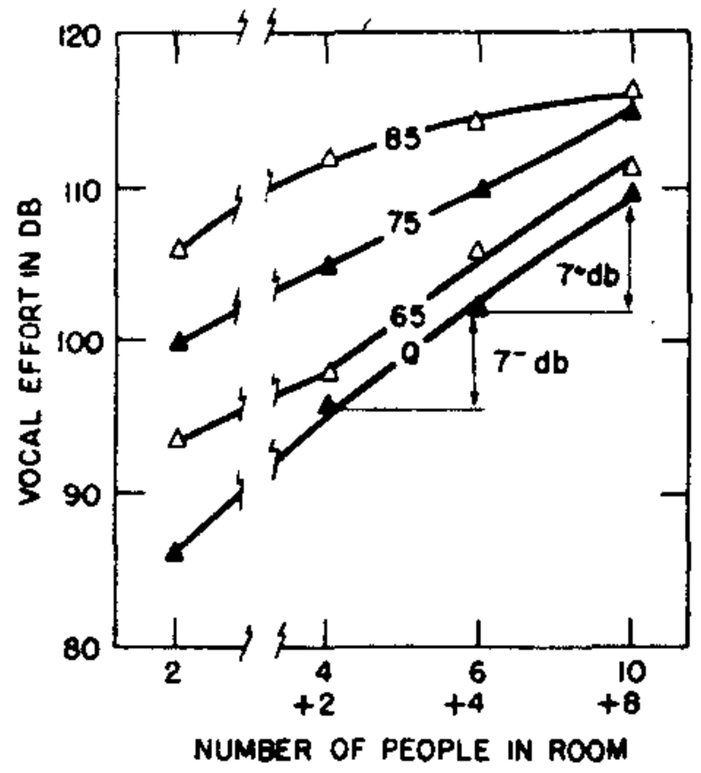


Fig. 2. Vocal effort *vs* number of competing talker–listener pairs for the room noise levels of Q (quiet), 65, 75, and 85 db of white noise. Measurements as in Fig. 1 except that only the results of the central talker–listener pair are used.

This 7 db slope is greater than the 3.8 db reported by KORN[1] but the task is also different. Our people had to maintain better than 90% accuracy on a two-way communication task using hard verbal material. His people read a connected prose passage (easy material) and no listener was involved to check objectively on the intelligibility of the speech material.

A most interesting question is, what is the trading relation between people and noise? That is, how much noise need be added to get the same increase in vocal effort as doubling the number of people in the room? Consider the center pair to be a measuring instrument for vocal effort. Fig. 2 shows how the vocal effort of the central pair only increases with room noise and number of competing talkers. Doubling the number of competing talkers around this central pair, from 2 to 4 to 8, causes their vocal effort to increase 7 db which was also the increase due to adding 10 db of noise. If vocal effort may be considered an indirect measure of loudness it would appear that doubling the surroundings with task-oriented-talking people doubles the loudness of vocal babble just as adding 10 db of noise doubles the loudness of the noise.

REFERENCES

1. T. S. KORN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 26 (1954) 793.

Perception of Consonant Voicing in Noise

J. M. PICKETT AND H. RUBENSTEIN

U.S. Naval Research Laboratory, Washington, D. C. (U.S.A.),
Air Force Cambridge Research Center, Bedford, Mass. (U.S.A.)

It is well known that speech sounds differ in the probability with which they are correctly identified in noise. Recent research indicates, furthermore, that there are inequalities in the perception of the particular distinctive features of speech sounds[1, 2]. It is observed, for example, that [pa] is more likely to be confused with [ta] in white noise than with [ba], indicating that the feature of voicelessness of [p] is more readily identifiable than its feature of labiality. Moreover, with white noise, the perception of a particular feature is approximately independent of the other features with which it occurs. Thus, just as the feature of voicelessness is more identifiable than the position of constriction in the case of the labial stop [p], so it is also in the case of the labial fricative [f]: [fa] is more likely to be confused with [sa] than with [va]. This absence of significant interaction between co-occurrent features is very important because it greatly simplifies our research on the acoustics of speech perception and speech production. The present paper reports a detailed examination of the perception of consonant voicing as affected by variations in the features of both place and degree of constriction. Two different noise spectra were employed to represent the range of noise spectra encountered in communications practice and to indicate roughly regions of the speech spectrum which may convey, acoustically, the speech feature under study.

The consonants studied were [p], [b], [t], [d], [f], [v], [s] and [z]. They were spoken by a talker in a random order and presented at various speech-to-noise (S/N) ratios to four naive listeners. The listeners judged each consonant to be either of the class [p, t, f, s], the unvoiced class, or of the class [b, d, v, z], the voiced class. No other aspects of the consonants were judged.

However, the judgments were mechanically tabulated separately according to the consonant spoken. The perception of voicing could then be separately calculated for the labial stops [p], [b], the alveolar stops [t], [d], the labial fricatives [f], [v], and the alveolar fricatives [s], [z].

A complete test under each combination of noise spectrum and S/N ratio consisted of 20 repetitions of each consonant by each of two male American talkers. The tests were first carried out with the consonant always spoken in final position in each test syllable, which consisted of the vowel [ɪ] (as in *hit*) followed by one of the consonants. In a second series of tests, each consonant was spoken in intervocalic position between two vowels, both of which were [ɪ].

In a final series, each consonant was spoken in initial position before [ɪ]. The talker monitored a V.U.-meter inserted in the speech channel. Each test syllable was spoken after the introductory syllable [tra]. A test syllable was spoken every 2 to 3 seconds.

The two random noise spectra were measured electrically. One was a white noise spectrum having equal energy at all frequencies. The other was a low-frequency noise spectrum with a spectrum slope of —12 db/octave above 250 c/s and 0 db/octave below 250 c/s. The speech and noise signals were mixed electrically and presented to the listeners over P.D.R.-8 earphones. All measurements of speech and noise were restricted to the bandwidth reproduced by the earphones (100–6800 c/s). The sound level of the noise under the earphones was about 80 db for the white noise and 90 db for the low-frequency noise.

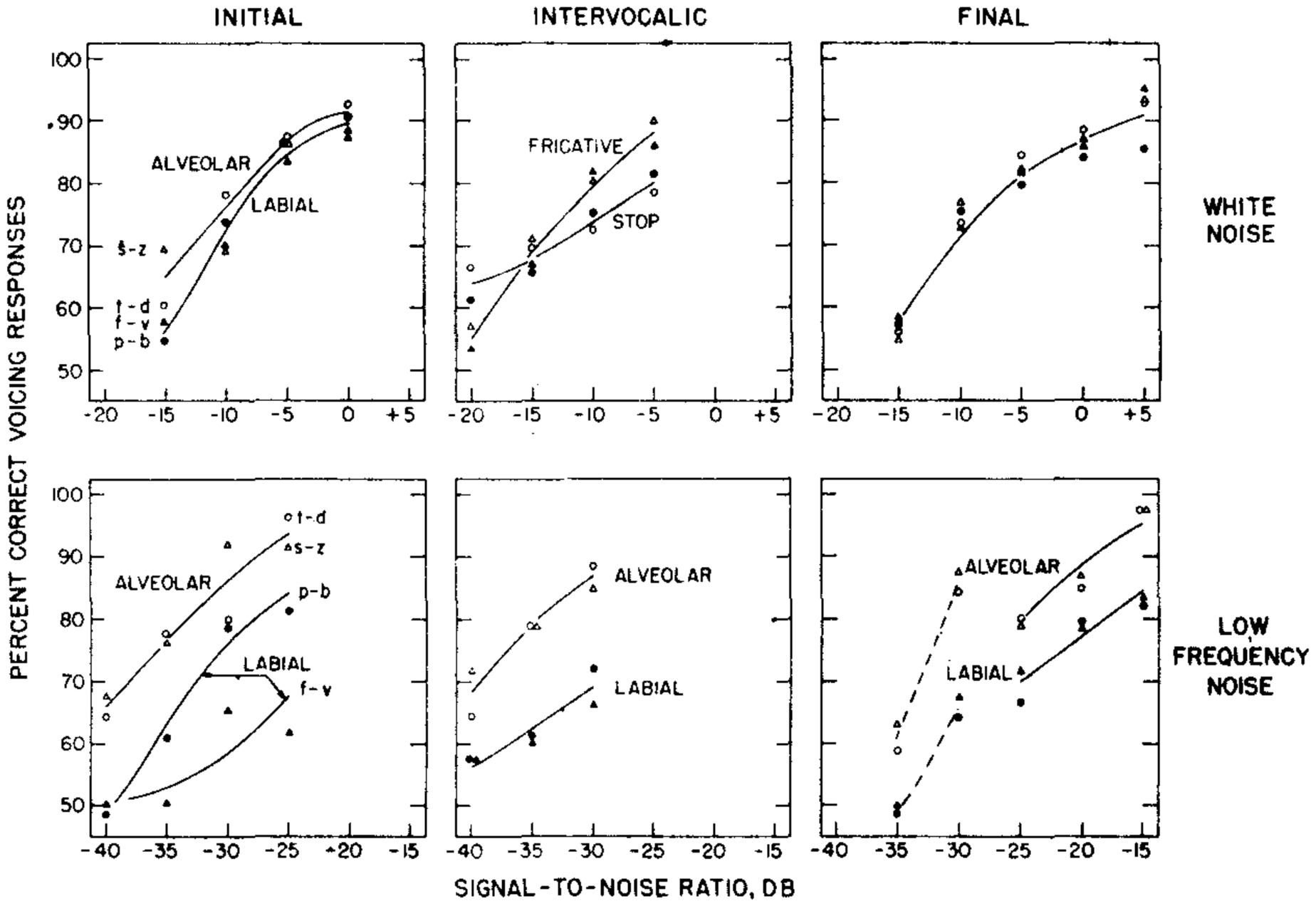


Fig. 1. The perception of consonant voicing in noise as related to noise spectrum, S/N ratio, and position in utterance. The ordinate of each graph is the percentage of correct voicing judgments. Each abscissa is the S/N ratio. The top row of graphs shows the results with a white noise spectrum; the bottom row of graphs is for a low-frequency noise spectrum. The three pairs of graphs from left to right show results for initial, intervocalic, and final positions in the test utterances. The black symbols indicate results with labial consonants [p], [b], [f] and [v]; the open symbols are for alveolar consonants [t], [d], [s] and [z]; the circles are for stop consonants [p], [b], [t] and [d]; the triangles are for fricative consonants, [f], [v], [s] and [z].

The results of the tests were analyzed in terms of the percentage of correct voicing judgments, pooled for each of the voice-distinctive pairs of stimuli, [t–d], [p–b], [s–z], and [f–v]. These percentages are shown in Fig. 1. Each graph of Fig. 1 shows the relation between voicing perception and S/N ratio. Each point is coded according to degree of constriction (triangles for fricative and circles for stop) and according to place of constriction (open for alveolar and filled for labial). Wherever the place of occlusion appeared to affect voicing perception, separate curves have been drawn.

There are two main points to be noted in Fig. 1. First, alveolar voicing is better perceived than labial in low-frequency noise, but the two are equal in white noise. Second, no other variable affected voicing perception in a consistent way.

The acoustic cues to the perception of stop voicing probably consist of a low-

frequency cue located in the vowel[3] and the lack of a high-frequency burst of aspiration which occurs only after unvoiced consonants[4]. When speech is heard in white noise, the speech energy is masked in upper frequency regions but reasonably well heard in lower frequency regions. Thus, our results in white noise suggest that the low-frequency voicing information operates independently of the other consonant features, place and degree of constriction. On the other hand, in our low-frequency noise, the listener cannot hear the low-frequency cue and therefore he must rely on hearing the absence or presence of a high-frequency burst of aspiration following a stop consonant. For labial stops this burst is much lower in frequency than for alveolar stops[4].

Thus when the low speech frequencies were masked by our low-frequency noise, it may have been much easier to hear the high burst of an alveolar stop than the lower burst of a labial stop. This, then, may be the way in which high-frequency voicing information varies with the place of articulation of the stop consonant. The basis for the same effect with the fricatives is not clear.

This research was performed at the Operational Applications Laboratory, Air Force Cambridge Research Center. A more detailed account is submitted for publication[5].

REFERENCES

1. G. A. MILLER, AND P. NICELY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 338.
2. J. M. PICKETT, *Language and Speech*, 1 (1958) 288.
3. A. M. LIBERMAN, P. C. DELATTRE AND F. S. COOPER, *Language and Speech*, 1 (1958) 153.
4. M. HALLE, G. W. HUGHES AND J.-P. A. RADLEY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 107.
5. J. M. PICKETT AND H. RUBENSTEIN, *Language and Speech*, 3 (1960), in the press.

The Evaluation of Ear Protection Devices as Elements of a Speech Communication System

J. GOODMAN
Brooklyn, N.Y. (U.S.A.)

Within recent years there has been a great deal of interest in ear muffs, earphone cushions and ear defenders as exemplified in the work of ZWISLOCKI[1, 2] and THEISSEN AND SHAW[8]. When electro-acoustic receivers are attached to these devices they all perform the functions of providing an acoustic seal that is supposed to minimize ambient masking noise, to allow the effective transmission of intelligence from the receiver to the ear and to perform these functions with a degree of comfort. Most frequently the only acoustic data available for these devices is the attenuation obtained by a psychophysical threshold shift method. Since attenuation is usually measured at threshold levels it was felt that this information may be insufficient for designing speech com-

munication systems to be used in areas of intense noise and in which the receiver and cushion are the final link in the communication chain. Consequently, a program was initiated to determine the subjective attenuation of typical earphone cushions and ear protective devices and then to correlate the attenuation data with articulation measurements in an environment of high intensity noise.

ATTENUATION

Eight items were evaluated in an anechoic chamber using the Békésy technique and the procedure promulgated by the American Standards Association. The devices tested included simple circumaural earcushions and enclosure-type ear defenders including some with liquid seals. The enclosure-type of ear defenders had higher attenuation than the other type at most frequencies in the range of 125 to 8000 c/s, with the greatest difference occurring at the lower frequencies. In addition the subjective attenuation to wide band thermal noise was obtained. Attenuation was determined on ten subjects each tested on three occasions. The most comfortable ear defenders had a fluid seal in addition to a higher attenuation than the other types. Interestingly, the cushions with the greatest attenuation to thermal noise also had the best subjective comfort ratings.

ARTICULATION EVALUATION

The ultimate efficacy of an earphone cushion as a component of a communication system is best determined through an articulation test in a particular environment. The environment used for this study was armored tank noise (M-75 Commander at 28 miles/hr) at a level of 122 db (re 0.0002 microbar). This noise's spectrum peaked at about 100 c/s and then dropped off at approximately 7 db per octave. The noise was generated with a thermal noise generator, a reactance tube circuit acting as a spectrum shaping network, a power amplifier and a bank of loudspeakers.

Initially it was felt that the receiver output should be adjusted by the subject to maximize intelligibility since this is the condition that occurs in practice. Two subjects were tested by this technique and their articulation scores were extremely high for all cushions tested. There was not enough data spread to differentiate adequately between classes of cushions or among individual cushions. The implication of this particular measurement is that if the inter-communication system of a tank has high quality components with good earcushions adequate speech communication should ensue. However, this may not be strictly so since this measurement did not include the very common case where noise in the speaker's environment is transmitted to the listener along with the intelligence. It was thus felt that the data obtainable when the listener varied the output level was of limited value.

The next approach altered the procedure. The voltage put across the liquid seal cushion receiver with the best thermal noise attenuation was adjusted to give an articulation score near 100%. The same voltage was fed to the other headsets, each with the same type of receiver, to obtain comparative data. If the cushions are rated for articulation efficacy the order is the same as the order for thermal noise attenuation. The raw data showed a large variability for the cushions that were primarily receiver holders, which was probably due to a shift in the "tightness" of the seal as the subjects moved their heads in the course of copying the phonetically balanced word lists.

The constant voltage level method still had defects. Each earcushion had a different cavity volume that required a different electrical input to obtain the same acoustical output for each cushion.

In addition the external ears of the subjects differed in size so that they displaced varying amounts of air in each cavity. Consequently, a closed coupler sensitivity measurement could not be made. The electrical level to be used with each subject was determined by a loudness balance technique. Each subject balanced the loudness of a 1 kc/s tone between the best liquid seal cushion and each of the others. In this manner each subject was given a signal that had the same loudness in each cushion he wore. With this measurement the attenuation of the cushion was made the only significant variable in the system. The order of ranking the cushions was approximately the same as with the constant voltage level evaluation and with the thermal noise attenuation.

An examination of the constant loudness results with the use of Student's *t*-score showed that there was no significant statistical difference among the cushions of the receiver holding class and that there was no significant difference among the cushions of the ear defender class. Or, the cushions of the receiver holding class are equivalent to each other in communication efficacy, which was poor, and thec ushions of the ear defender class were equivalent to each other in communication efficacy, which was good. The high attenuation of ear defenders tends to allow a flow of intelligence in severe acoustic environments.

The results of this articulation study seem to indicate that approximate intelligibility could have been predicted purely from the attenuation data. Unfortunately, this study did not include the type of background noise in which the spectrum slopes upward and where the results might have been different.

The attenuation of the better ear defenders is in the order of magnitude of commercial audiometric test-booth attenuations. It seems reasonable to use a good ear defender as the cushion in audiometry. A preliminary study of receiver and cushion response with a 6-cc coupler showed up to 15% harmonic distortion especially at the cushion resonant frequency. Since the receiver must excite a larger load than the conventional audiometric receiver the high distortion is to be expected. Efforts are now going on to develop a receiver and defender type cushion to meet audiometric standards.

This work was supported by the U.S. Army Signal Equipment Support Agency, Fort Monmouth, N.J., under Contract No. DA-36-039-SC-66450.

REFERENCES

1. J. ZWISLOCKI, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 146.
2. J. ZWISLOCKI, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 1154.
3. E. THEISSEN AND E. A. G. SHAW, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 24.

Generation of Music by a Digital Computer

M. V. MATHEWS AND N. GUTTMAN
Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, N.J. (U.S.A.)

Two great technical difficulties facing composers of electronic music are the generation of waveforms of arbitrary complexity and the assembling of multiple sounds with precision and without addition of noise. A source of sound which is free of constraints on waveforms and some problems of assembly is the digital computer. Potentially, a digital computer may generate any sound. It is able to do this because the waveform corresponding to a sound may be described by a sequence of numbers. Except for theoretical limitations imposed by its storage capacity and capability of its auxiliary output equipment, the digital computer may produce infinitely many sequences of numbers and hence an infinite number of sounds

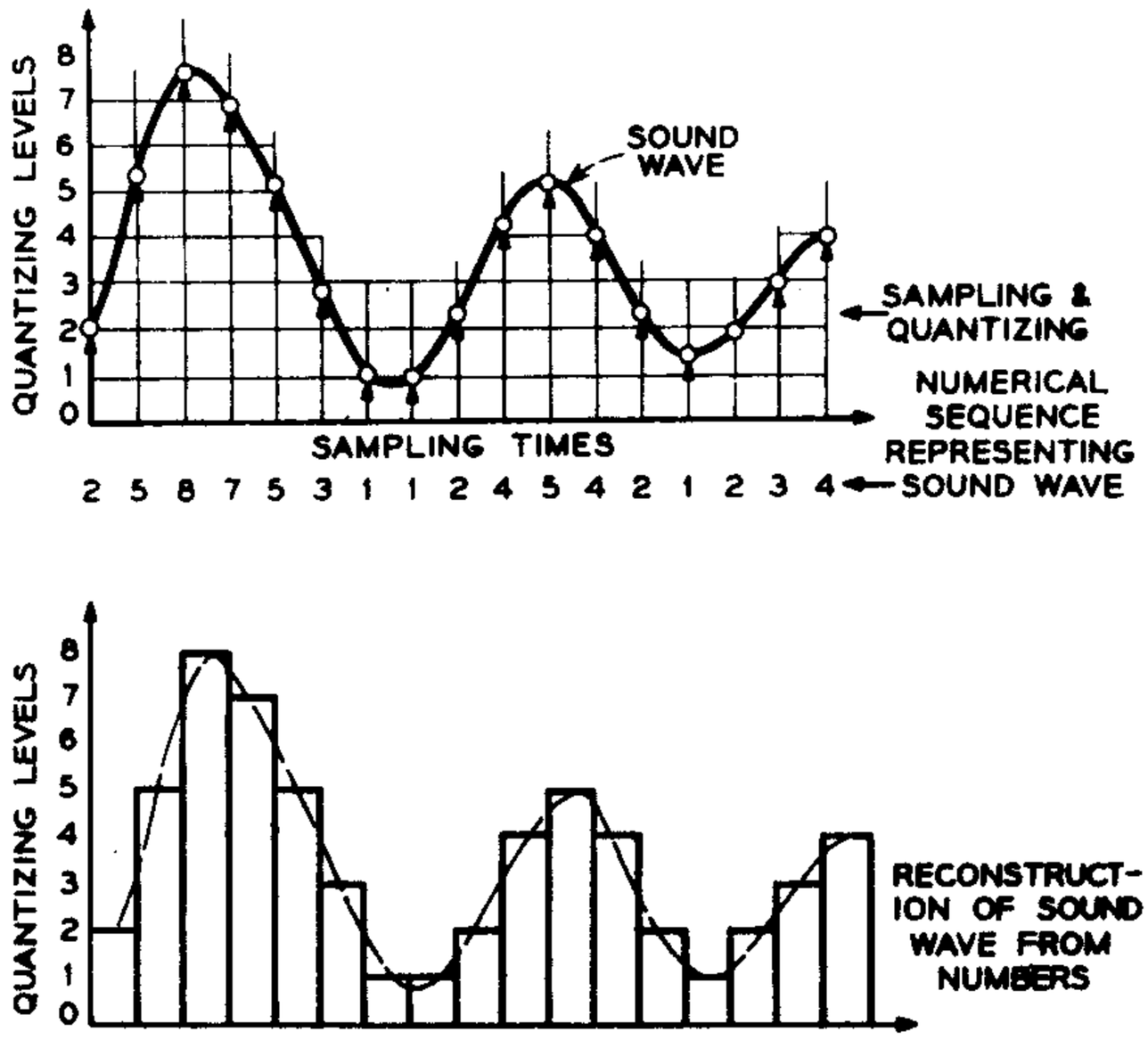


Fig. 1. Sampling and quantizing.

The nature of digital operation with sound waves is shown in Fig. 1. In the upper part, the sampling and quantizing of a wave is shown. The resulting sequence of numbers only approximates the waveform, but one may make the approximation as close as one wants by sampling more often and quantizing with a finer grain. Now, as far as the computer is concerned, the sequence of numbers is the sound waveform. The process just described is analog-to-digital conversion, and it might be used to put an already existing sound wave into the computer.

The reverse process, digital-to-analog conversion, is fundamental to computer music synthesis and is illustrated in the lower half of the figure. Each of the numbers is initially a step whose duration is equal to the original sampling interval. The com-

puter, having produced this output sequence, prints the numbers on special magnetic tape for ready playing. The dashed line represents the smoothed wave which is reconstructed from the numbers.

Acoustic quality of output in terms of bandwidth and signal-to-noise ratio is directly and simply related to sampling rate and number of quantizing levels. Specifically, upper limit of bandwidth is equal to half sampling rate, so that for a sound containing up to 5000 c/s, the waveform must be sampled at a rate of 10,000 per second, which means that the computer prints 10,000 numbers for each second of sound. Minimum signal-to-noise ratio is $20 \log_{10} M$, where M is the number of equally spaced quantizing levels. Hence, if, for example, 100 quantizing levels are used, signal-to-noise ratio is at least 40 db.

How should the computer be controlled to produce sound? Because pitch perception depends upon periodic or nearly periodic waveforms, one of the principal properties of the control program must be generation of these waveforms. In this case, it is only necessary for the composer to specify initially the waveform of one period, for in generating this sound, the computer prints out this waveform repeatedly.

It is not necessary that the source be a complex wave. Considerably greater flexibility inheres in synthesis of complex periodic sounds by summation of a fundamental frequency and a series of its harmonics.

A simple program should also provide capacity to add several voices simultaneously. Then, the composer specifies voice line in addition to waveform, duration, frequency and amplitude of each note. Using this program, the composer does not denote more than he does in conventional musical notation. A number of short compositions have been produced with a four-voice program of this type.

More sophisticated programs should provide other features, such as continuous change of frequency, alteration of attack and decay characteristics of notes, and generation of waveforms not from stored periods but from mathematical expressions. In the last case, the composer does not store waveforms but expressions and their parameters. Any number of periodic or aperiodic sounds may be generated this way. Probably the most important of the aperiodic sounds is random noise, which is digitally equivalent to a sequence of random numbers.

It is quite possible to relieve the composer of some of the tedium of composition by allowing him to store not just notes themselves but instructions as well. Then, with a few instructions, the composer may modify a much larger set of notes and, in mid-composition, alter or replace stored waveforms and parameters. He may also allow the computer itself to do its own composing. Perhaps ideally, the composer will arrange the structure of the composition, and the computer will construct the details. This is analogous to the once common practice of setting aside portions of a composition for improvisation by the performer.

Apart from its potential contribution to the structure of a composition, the principal feature of digital computer generation of music is its precise control of frequency, timbre, temporal sequencing within a single voice line, and temporal synchronization of multiple voices. At present, cost of computer time and inaccessibility to computer facilities may be deterring features. However, as computers become cheaper, faster and more practical, we expect them to become important musical instruments which will provide a medium of great versatility for composers and other musicians.

Section 4
PROPAGATION AND TRANSMISSION

4. Abschnitt
AUSBREITUNGSPROBLEME

Section 4
PROPAGATION ET TRANSMISSION

Long-range Propagation of Acoustic Waves in Natural Waveguides

L. BREKHOVSKIKH

Institute of Acoustics, Academy of Sciences U.S.S.R., Moscow (U.S.S.R.)

INTRODUCTION

It is well known, that sound and infrasound waves can be registered in the atmosphere and ocean at extremely great distances from the source. According to the results of measurements, which were carried out in the connection with various explosions in the atmosphere, the pressure wave caused by explosions of charges from several tons to several thousands tons of TNT can be detected at distances from several hundreds to several thousands of kilometers[1, 2, 3]. It is also well known, that large nuclear explosions in the atmosphere can be detected at any point of the earth's surface.

In the ocean the conditions for the long-range propagation of sound waves are even more favourable. Sound waves caused by the explosion of several kilograms of TNT can be detected[4] at a distance of several thousands km from the point of the explosion.

The investigation[5] of the propagation of the sound wave generated by an underwater nuclear explosion (operation Wigwam, May 1955) and the analysis of reflections of waves by underwater hills and mountains allowed the topography of the bottom of the ocean to be explored over a large area. In this experiment the attenuation rate of very low frequency sound waves was also determined.

It is possible to propagate sound over very long distances in the ocean and in the atmosphere because of the existence in these media of natural waveguides, so called sound channels. These waveguides occur whenever the speed of sound varies in a certain manner in the vertical direction. It is interesting to note, that relative variations of the velocity are comparatively small: not more than 15% in the ocean and 30% in the atmosphere. However, their importance for the long-range propagation is fundamental.

Waveguide zones have a considerable width in the vertical direction both in the ocean and in the atmosphere. The most favourable conditions for the long-range propagation are obtained when the source is located near the "axis" of a waveguide, that is near the plane of minimum sound velocity.

In the ocean the axis of the acoustical waveguide is located at various depths up to approximately 2000 m.

In the atmosphere the waveguide has a width of several tens of kilometers, and its axis is located at a height of 15–30 km.

In spite of the difference in the quantitative aspects of the atmospheric and ocean

waveguides, the physical phenomena occuring in both cases are the same. In this paper we shall discuss general principles of the long-range propagation.

It is worth mentioning, that in the atmosphere there exist also waveguides for electromagnetic waves. For example, a low frequency electromagnetic signal produced by lightning or by a nuclear explosion propagates over long distances in the waveguide, whose boundaries are the earth's surface and the ionosphere.

Somewhat different in character is the process of propagation of seismic waves in the earth crust over great distances. However in some cases here we also have propagation of the waveguide type.

WAVEGUIDE IN THE OCEAN

Let us begin with the ocean, where the analysis is somewhat simpler than in the atmosphere. In this case the dependence of sound velocity on the temperature and salinity of the water and on the depth is given by Del-Grosso's formula:

$$c = 1448.6 + 4.618t - 0.0523t^2 + 0.00023t^3 + 1.25(s - 35) - 0.011(s - 35)t +$$
$$+ 0.0027 \cdot 10^{-5}(s - 35)t^4 - 2 \cdot 10^{-7}(s - 35)^4 (1 + 0.577t - 0.0072t^2) + 0.018\ z$$

where

c = velocity of sound, m/s,
t = temperature, °C,
s = salinity, promilles,
z = depth, m.

As a rule, t and s also depend on the depth z. An example of the resulting variation of the speed of sound with depth, typical for middle latitudes is shown in Fig. 1a. This curve is calculated from data, obtained 15 Febr. 1932 in the Atlantic, 35°37′ North latitude, 69°00′ West longitude. At the depth of $z_0 \approx 1500$ m the velocity of sound has a minimum. The increase in the velocity near the surface is caused mainly by the rise of temperature. Below the minimum, the velocity increases due to the increase in the hydrostatic pressure (the last term in the formula). The region of the minimum

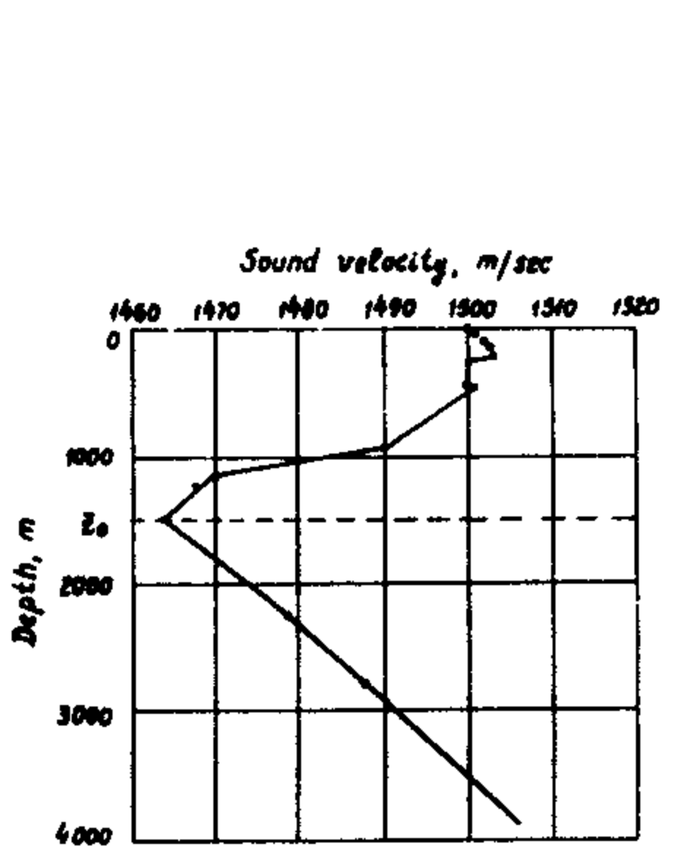


Fig. 1a. Example of the dependence of the velocity of sound in the ocean on the depth.

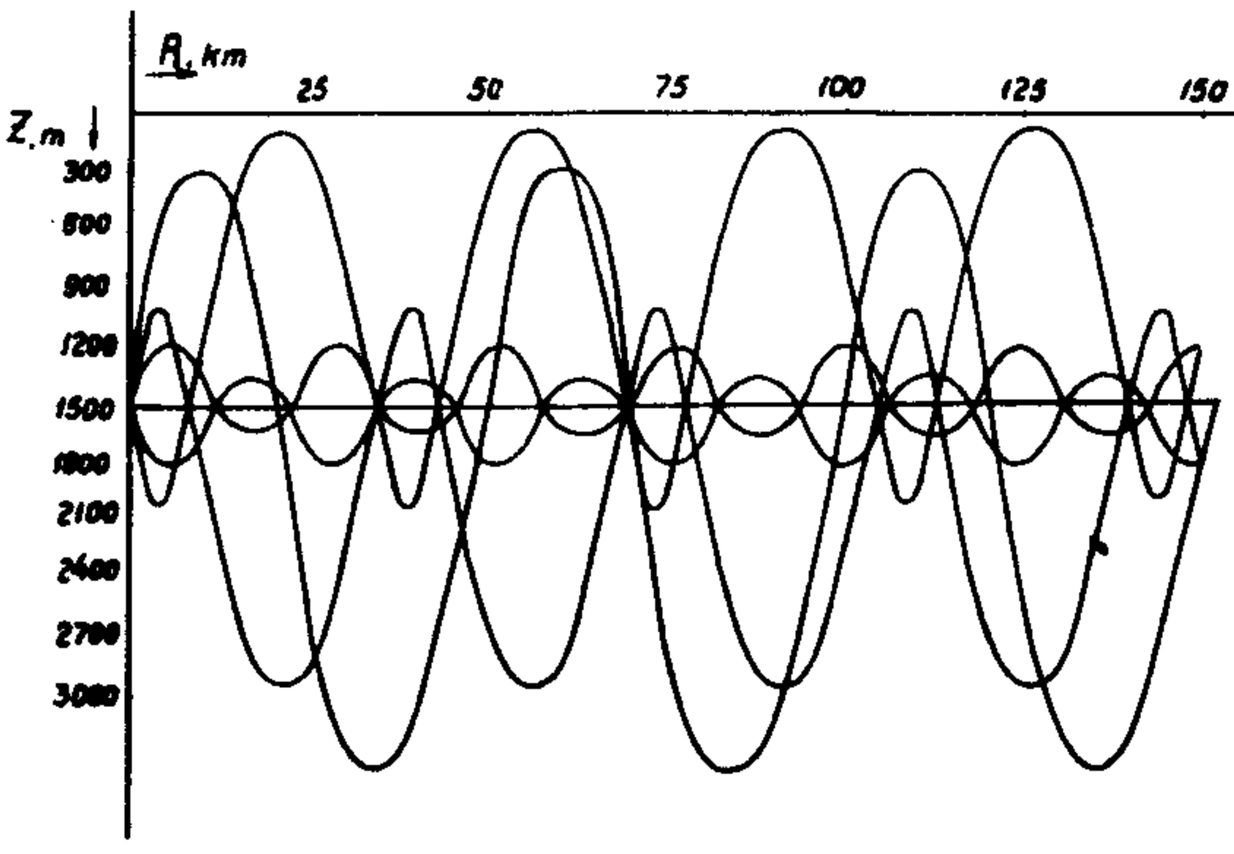


Fig. 1b. Corresponding paths of sound rays, starting at the depth of minimum velocity of propagation.

of the sound velocity is the central zone of the waveguide, and the level $z = z_0$ is its axis. In the process of propagation sound waves have a tendency to concentrate in the region near this axis. Sound rays emitted from the source at the small glancing angles propagate in the waveguide without reflections from the bottom or the surface (Fig. 1b), where they would suffer losses due to absorption or scattering.

Absorption of low frequency sound in the sea water is exceedingly small. The coefficient of absorption is given[5] by the formula

$$\alpha = 0.036\, f^{3/2} \text{ db/km}$$

where f = frequency in kc/s. It follows from this formula, for example, that the intensity of the wave of frequency $f = 50$ c/s decreases by a factor of 10 only at the extremely great distance of 25,000 km.

The dependence of the sound intensity on the distance in an underwater waveguide is by no means monotonous. To illustrate this, let us consider a most simple waveguide, where the velocity of sound is constant in a layer of thickness $2H$ and increases linearily on both side of this layer (Fig. 2).

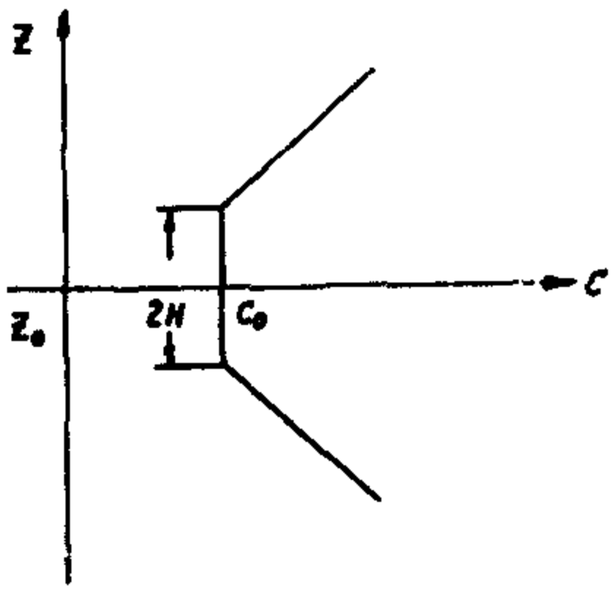


Fig. 2. Simplified case of the dependence of sound velocity on depth.

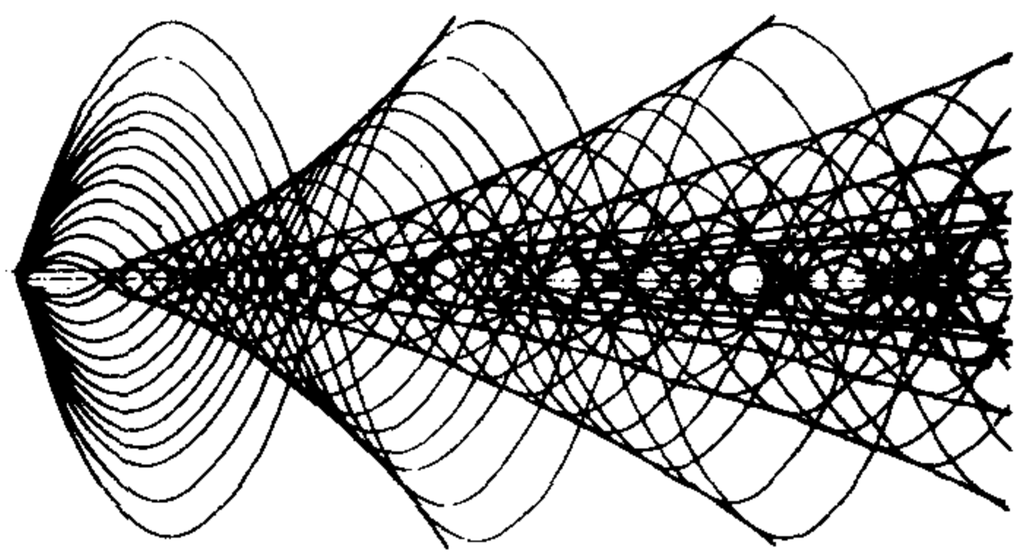


Fig. 3. Corresponding sound-ray paths, (thin lines) and caustics (thick lines), for rays, starting on the axis of the waveguide.

The rays emitted from the source placed at the waveguide's axis are shown in Fig. 3. One can see that the density of the rays is exceedingly inhomogeneous. The sound intensity is particularly high in the regions of high density of rays, and especially near caustics (thick lines in Fig. 3*).

In the ray approximation and in the simple case of nondirectional source the sound intensity at any point is given by the formula

$$J = \frac{W}{4\pi r^2} F$$

where r = the range, F = focusing factor, which is the ratio of the ray tube's cross section in the case under consideration and in the case of a homogeneous medium. As a rule, F differs from unity only slightly, except in the regions near caustics. In ray approximation we have $F = \infty$ at any point on the caustic. This means that it is not possible to describe the sound field near the caustic on the basis of a ray theory. A

* Not shown in Fig. 3 are the caustics, which correspond to the rays emitted from the source at extremely small glancing angles.

more extensive theory (although similar in its nature to the ray theory) gives for the focusing factor on the caustic[6]

$$F = \frac{2^{5/3} \cdot r \cdot v(0)}{k \mathrm{tg}\chi_0 \cdot \sin \chi \, (\mathrm{d}^2 r/\mathrm{d}\xi_0^2)^{2/3}}$$

where $k = k(z)$, the propagation constant at the reference point, χ_0 the glancing angle at the source of the ray that is tangent to the caustic at the reference point, χ the glancing angle of this ray at the reference point, $\xi_0 = k_0 \cos\chi_0$, $v(0) = 0.62927$, the value of the Airy function at the origin, r the horizontal distance between the source and the reference point*.

The character of the function $r(\xi_0)$ depends on the "form" of the waveguide, that is on the character of the function $c(z)$.

Variation of the sound intensity in the neighbourhood of the caustic is described by the Airy function. On the convex side of the caustic, where two rays of the family intersect at each point, the sound intensity oscillates about the average level which decreases slowly as the distance from the caustic increases. On the concave side, where rays which form the caustic do not penetrate, the sound intensity decreases monotonically and more rapidly.

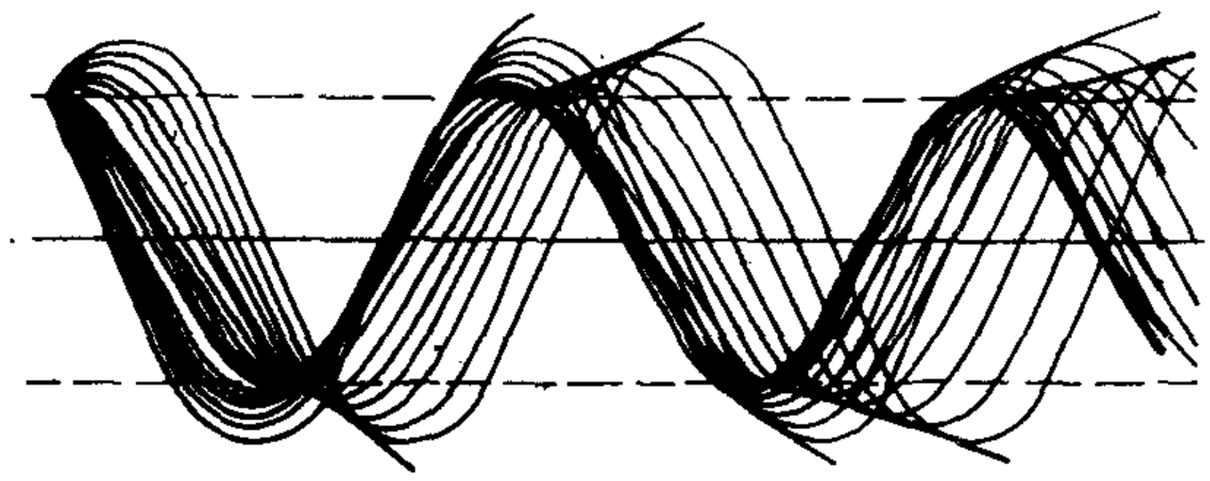


Fig. 4. Corresponding sound-ray paths, (thin lines) and caustics (thick lines), for rays, starting outside the axis of the waveguide.

A smaller part of the total sound energy is trapped by the waveguide, when the source is displaced from the waveguide's axis. The corresponding ray pattern is shown in Fig. 4. As we move away from the source in the horizontal direction, we pass through "illuminated" zones and zones of "silence" (or shadow zones), into which no rays penetrate. Some portion of the sound energy penetrates into this zone as a result of diffraction.

It is impossible to describe the sound field in the shadow zone even with the help of a somewhat improved ray theory (as in the case of the caustic). Such a theory must be of a wave nature at the very beginning. The wave theory is also necessary for the description of the sound field in a waveguide, when its width is comparable with the wave length of the sound. In this case ray ideas generally cannot be used either.

According to the wave theory, the sound field in a waveguide can be represented as a superposition of modes. Each mode propagates along the waveguide with its velocity, and has its characteristic variation of the amplitude across the duct. The decrease of sound pressure in the shadow zones is a result of destructive interference of modes.

GAZARYAN[6, 7] has analysed the sound field in the waveguide, whose form is described by the function

* We are interested in the cases when the distance between these point is approximately equal to the horizontal distance r.

$$c(z) = c_1 \left(1 + \frac{M}{\cosh^2 (z/H)}\right)^{-1}, \qquad M > 0$$

where H is the effective width of the guide.

In the theory appears the characteristic parameter

$$\nu = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + (k_1 H)^2 M}, \qquad k_1 \equiv \frac{\omega}{c_1}$$

The wave is trapped by the waveguide only if $\nu > 2$. This condition gives the following equation for the maximum wave length, which can be trapped

$$\lambda_{\max} = \pi H \sqrt{2M}$$

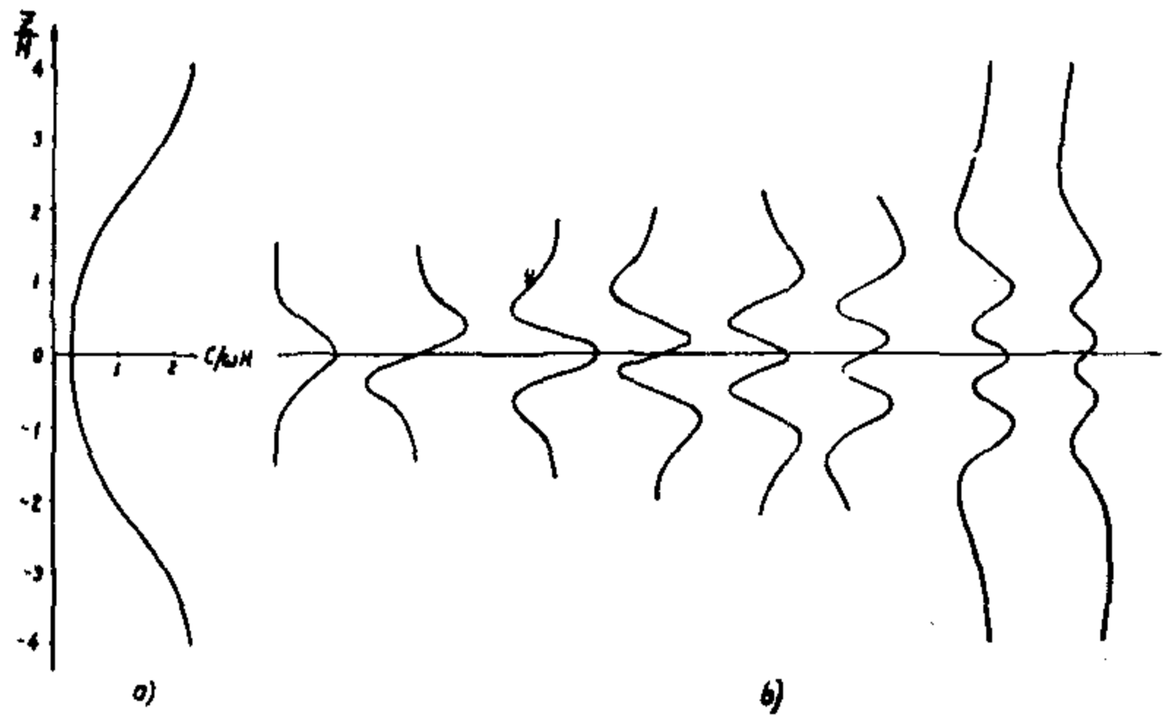


Fig. 5. a) Sound velocity profile for the simple waveguide; b)Dependence of the amplitude on the nondimensional coordinate across the waveguide for different modes.

Fig. 5b illustrates how the amplitude of several trapped modes depends on z/H, when $\nu = 8{,}5$. In Fig. 5a the corresponding sound velocity profile is shown.

The underwater waveguide was discovered not very long ago (first in the U.S.A. and then independently in the U.S.S.R.), but fundamental laws covering the propagation of sound waves along this waveguide are now comparatively well known[6, 8, 9, 10].

ATMOSPHERIC WAVEGUIDE

The velocity of sound in the atmosphere is given by the sufficiently accurate formula[1]

$$c(z) = [20.1 \sqrt{T(z)} \text{ m/s}$$

where $T(z)$ = the absolute temperature at the height z. The average behavior of the air temperature as a function of altitude is well known today. In Fig. 6 the temperature curve is shown, which is the result of numerous experiments with geophysical rockets in the U.S.S.R.[12*]

There are two minima of the temperature at altitudes of about 15 and 80 km and hence two sound waveguides with their axes at these altitudes. In most cases, particularly when the source and the receiver are located at a height less than 50 km, the lower waveguide is far more important.

Although the general features of the curve $T(z)$, in particular the presence of two minima, are permanent, considerable temporary deviations of the temperature can take place in comparison with the average curve given in Fig. 6. For example, at

* Data obtained in the U.S.A. do not differ considerably.

altitudes less than 5–10 km seasonal variations of the temperature, exist which can be of a great importance in the propagation of a sound wave. The solid curve in Fig. 6 corresponds to the summer conditions (the temperature near the ground is about + 18° C). In Fig. 7, a ray pattern is shown for this case, corresponding to a source height of 8 km. One can see that the rays have a tendency to concentrate within the

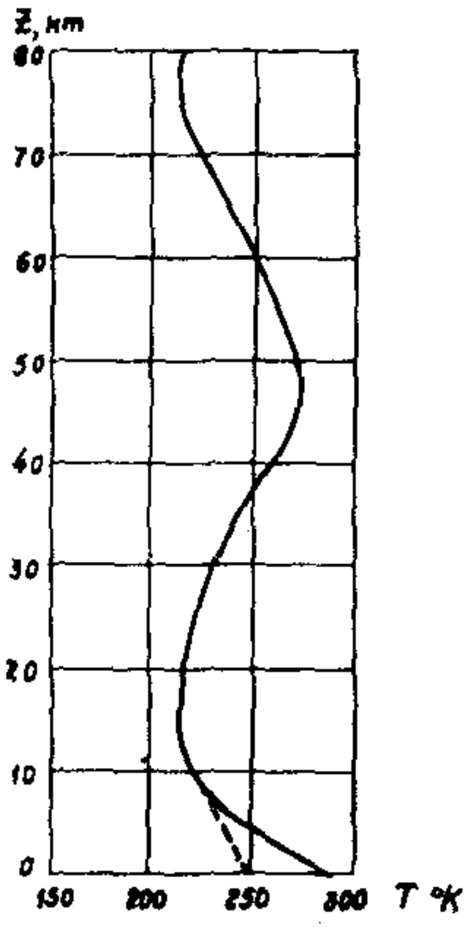


Fig. 6. Temperature *vs* altitude in the atmosphere, in the summer (solid line) and in the winter (dotted line).

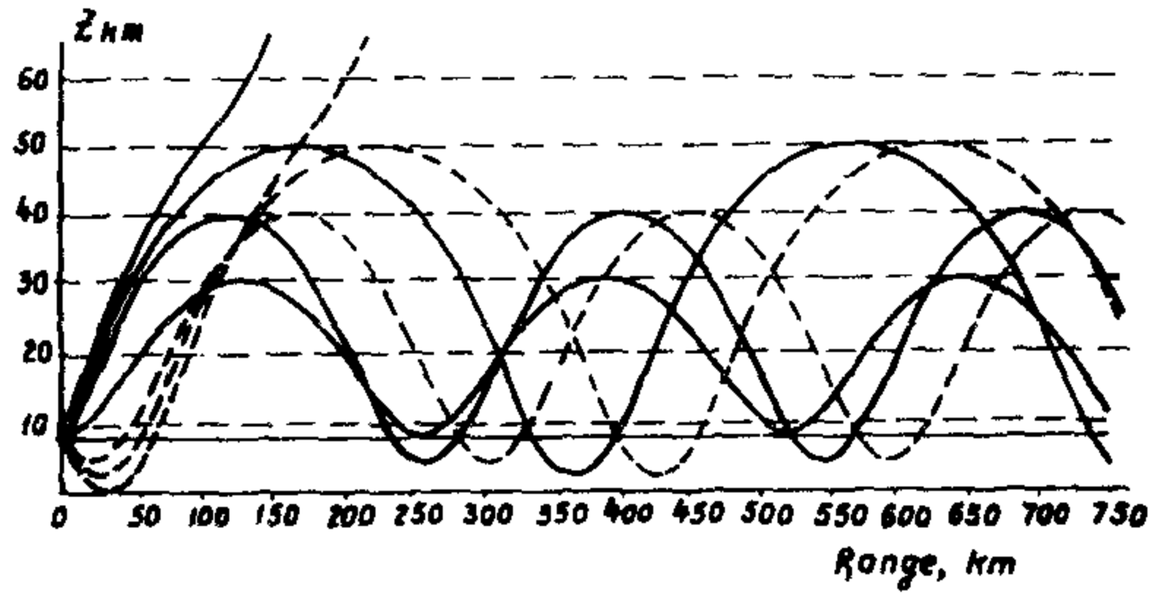


Fig. 7. Ray-pattern corresponding to the temperature-altitude dependence in the summer (solid line in Fig. 6).

waveguide, whose altitude limits are 3 and 40 km. The rays trapped by the waveguide, do not reach the ground. Suppose, however, that the temperature at the earth's surface is —23° C (winter) and that the dependence of the temperature on the height up to 10 km is given by the dotted line in Fig. 6, then the ray pattern as shown in Fig. 8 results. Thus, the rays penetrate to the earth's surface, although shadow zones exist at some distances.

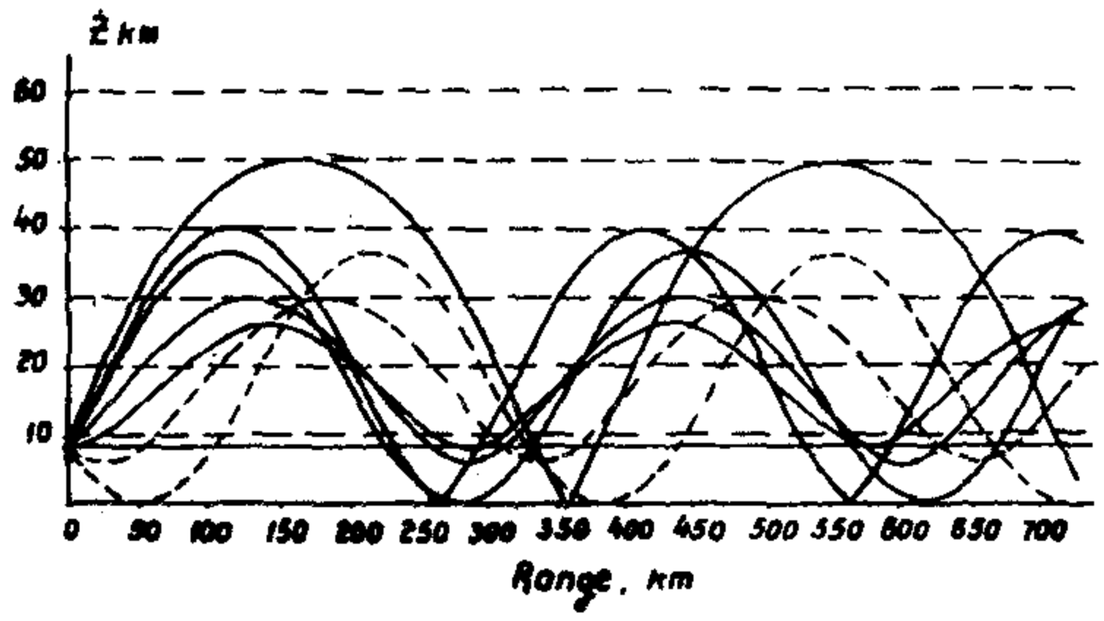


Fig. 8. Ray pattern corresponding to the temperature-altitude dependence in the winter (dotted line in Fig. 6).

One must keep in mind however that the ray theory is rather inadequate for the analysis of the propagation of the infrasonic waves in the atmosphere. Periods of pressure oscillation in waves caused by large explosions or volcanic eruptions at distances of some thousands kilometers and more are rather large (from fractions of a second to about ten minutes).

In Figs. 9 and 10 two records are shown of nuclear explosions equal to several megatons TNT received at the distances of 5,000 and 11,500 km respectively*. At the beginning of each record the period of oscillation is 5–8 min, but at the end it decreases to 1 min. The wavelength corresponding to a period of 1 min is approximately 20 km. Hence, the parameters of the atmosphere would change considerably at a distance of one wave length in the vertical direction, and consequently ray acoustics are no longer valid.

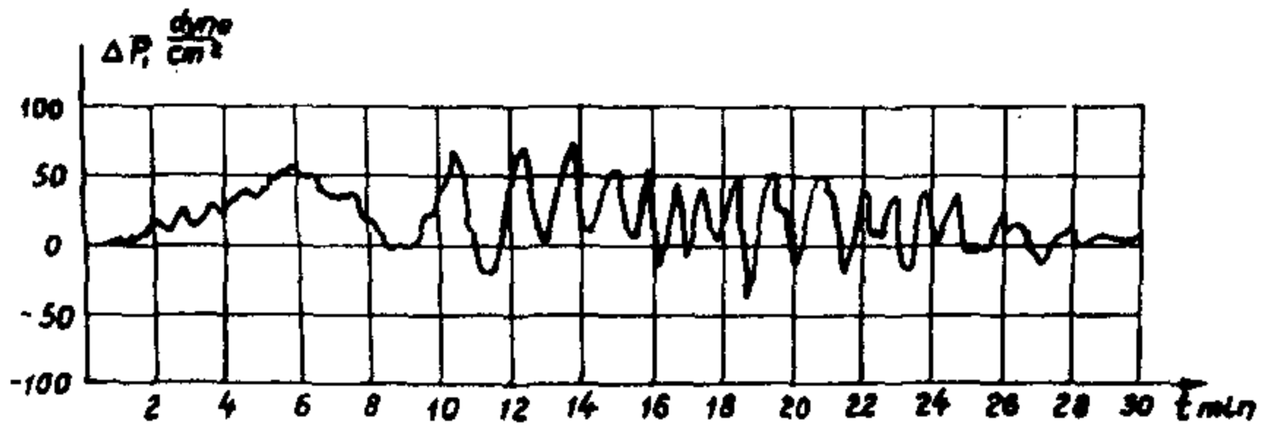


Fig. 9. Record of the pressure variation *vs* time, excited by a nuclear explosion at a distance of 5000 km.

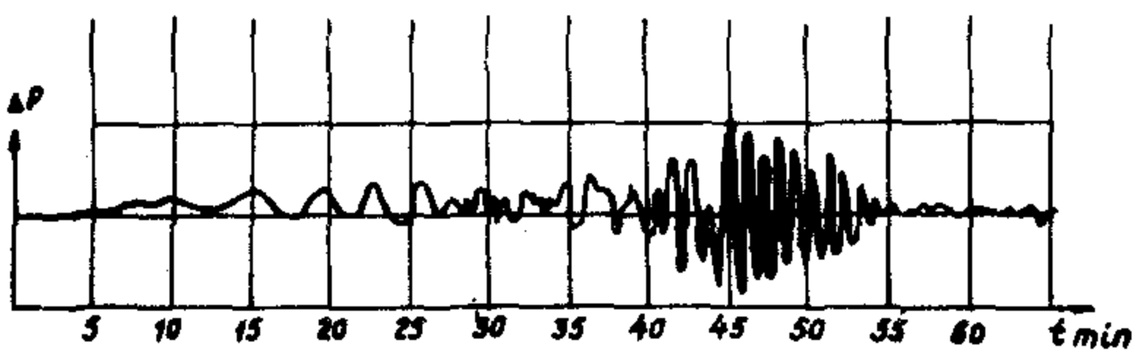


Fig. 10. Record of the pressure variation *vs* time, excited by a nuclear explosion at a distance of 11,500 km.

Moreover, the usual wave equation

$$\Delta\varphi + k^2(z)\varphi = 0, \qquad k(z) = \frac{\omega}{c(z)}$$

is valid for the infrasonic waves in the atmosphere only for comparatively short waves, whose period T satisfies the condition

$$\frac{T}{2\pi} \ll \frac{c}{g}$$

where g = acceleration of gravity. This condition is fulfilled approximately for periods less than 1 min. In the case of longer periods the gravity force is important and the equation becomes rather complicated.

The wind in the upper atmosphere has a great influence upon the propagation of waves. Wind can alter considerably the sound velocity *vs* altitude curve in different directions with respect to the wind direction. As a result, the waves caused by comparatively small nuclear explosions (yield $\sim$ 1 kiloton) can be registered at distances of the order of 2000–3000 km in the downwind direction. Against the wind, on the other hand, the detection of the same source may be impossible at distances larger than 700–800 km.

Absorption of sound waves in the atmosphere increases both with increasing altitude and frequency. The amplitude attenuation coefficient is[1]

$$\alpha = 30.1\ \frac{s}{\lambda^2}$$

where s = molecular mean free path length at a given altitude, λ = wave length. At an

* These records were obtained by K. J. BALASHOV.

altitude of 120 km we have $s = 60$ cm and with a period of $T = 0.5$ min we get $\alpha = 2 \cdot 10^{-7}\text{km}^{-1}$. Hence, even at altitudes corresponding to the second waveguide, absorption is very small at the frequencies we are interested in. More important can be the attenuation of the sound wave caused by its scattering by the inhomogeneities in the atmosphere and by its diffusion through the waveguide boundaries.

CHANGE OF THE IMPULSE FORM WITH THE DISTANCE

A very characteristic feature of the long range propagation of waves in waveguides is that the acoustic pulse of short duration near the explosion transforms into subsequent rather regular oscillations at larger distances. For example the records in Fig. 9 and 10 last about 30 and 60 min respectively.

This interesting phenomenon is closely related to the dispersion characteristics of the waveguide. As has already been mentioned, the field of the harmonic source in the waveguide can be regarded as a superposition of a certain number of modes. The higher the number of the mode, the greater its attenuation with the distance. For simplicity, let us consider only the first mode.

The initial impulse has a broad frequency spectrum. The group velocity of a mode is different for each elementary interval of frequencies. Therefore the arrival time at large distances is different for different frequencies and the duration of the signal increases proportionally with the distance.

The form of the signal at large distances can be determined from the dispersion curve (group velocity *vs* frequency). The latter, in turn, follows from the characteristics of the waveguide.

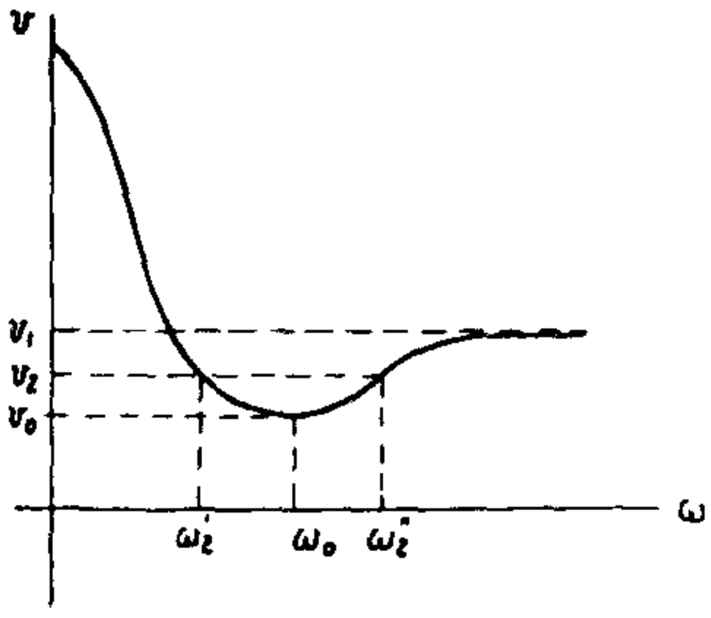


Fig. 11. Example of a dispersion curve (group velocity *vs* frequency) in a waveguide.

Consider, for example, the deformation of the pulse shape with distance in the waveguide whose dispersion curve is of the kind shown in Fig. 11. A dispersion curve of this type is typical for both the atmospheric waveguide and the waveguide formed by a homogeneous liquid layer overlaying a liquid halfspace[11]. At a given distance R we would have oscillations of a comparatively long period at the beginning of the signal as a result of the high velocity of propagation at low frequencies. At the time $t = \frac{R}{v_1}$ the high frequency oscillations superimpose on the low frequency signal. Thereafter the signal would be the superposition of the two frequencies ω_2' and ω_2'', which arrive simultaneously. In the course of time ω_2' and ω_2'' approach each other and the signal would end with a quasiharmonic oscillation of frequency ω_0, which propagates with the minimum velocity v_0.

At very great distances the role of high frequencies ($\omega > \omega_0$) is negligible on account of attenuation. Then only the low frequency branch of the dispersion curve ($\omega < \omega_0$) must be taken into consideration and the corresponding signal is a sequence of oscillations, whose period diminishes continuously from the beginning of the signal to its end, as shown in Figs. 9 and 10.

One must bear in mind that the second and the third modes can have some importance in practice. Each of the modes has its own dispersion curve and the analysis can be accomplished in an analogous way.

As a result, the acoustical signal can be calculated (if necessary with high speed computers) at an arbitrary distance from the source if sufficient information about the waveguide and the source is available.

REFERENCES

1. S. K. MITRA, *The upper atmosphere*, Calcutta, 1952.
2. E. F. COX, *J. Acoust. Soc. Am.*, 21 (1949) 6.
3. E. F. COX, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 832.
4. M. EWING AND J. WORZEL, *Geol. Soc. Am., Mem.* 27, Oct. 15, 1948.
5. M. J. SHEECHY AND R. HALLEY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 464.
6. L. M. BREKHOVSKIKH, *Volny v sloistykh sredakh*, (Waves in a layered medium), Izdatel'stvo Akad. Nauk. S.S.S.R., Moscow, 1957.
7. YU. L. GAZARYAN, *Akust. Zhur.*, 2 (1956) 133.
8. L. M. BREKHOVSKIKH, *Doklady Akad. Nauk. S.S.S.R.*, 62 (1948) 469.
9. L. M. BREKHOVSKIKH, *Doklady Akad. Nauk. S.S.S.R.*, 69 (1949) 157.
10. L. D. ROZENBERG, *Doklady Akad. Nauk. S.S.S.R.*, 69 (1949) 175.
11. C. L. PEKERIS, *Geol. Soc. Am., Mem.* 27, Oct. 15, 1948.
12. P. P. ALEKSEEV AND E. A. BESYADOVSKIJ, *Meteorologiya i gidrologiya*, 8 (1957) 3.

Guided Waves in a Fluid with Continuously Variable Velocity Overlying an Elastic Solid: Theory and Experiment*

I. TOLSTOY

Hudson Laboratories, Columbia University, New York, N.Y. (U.S.A.)

In the experimental investigation a low frequency sound source was towed by a slowly moving vessel at a depth of 13.3 m, in shallow water (22.6 m) over the continental shelf off the East Coast of the United States. The acoustical pressure was recorded by a barium titanate hydrophone fixed on the bottom. The experimental arrangement was identical to that used in a previous series of measurements by this writer[1]. Geophysical information concerning the structure of the sediments underlying the water was essentially limited to sound velocities obtained by seismic methods and borehole studies[1, 2]. The resulting information is displayed in Fig. 1.

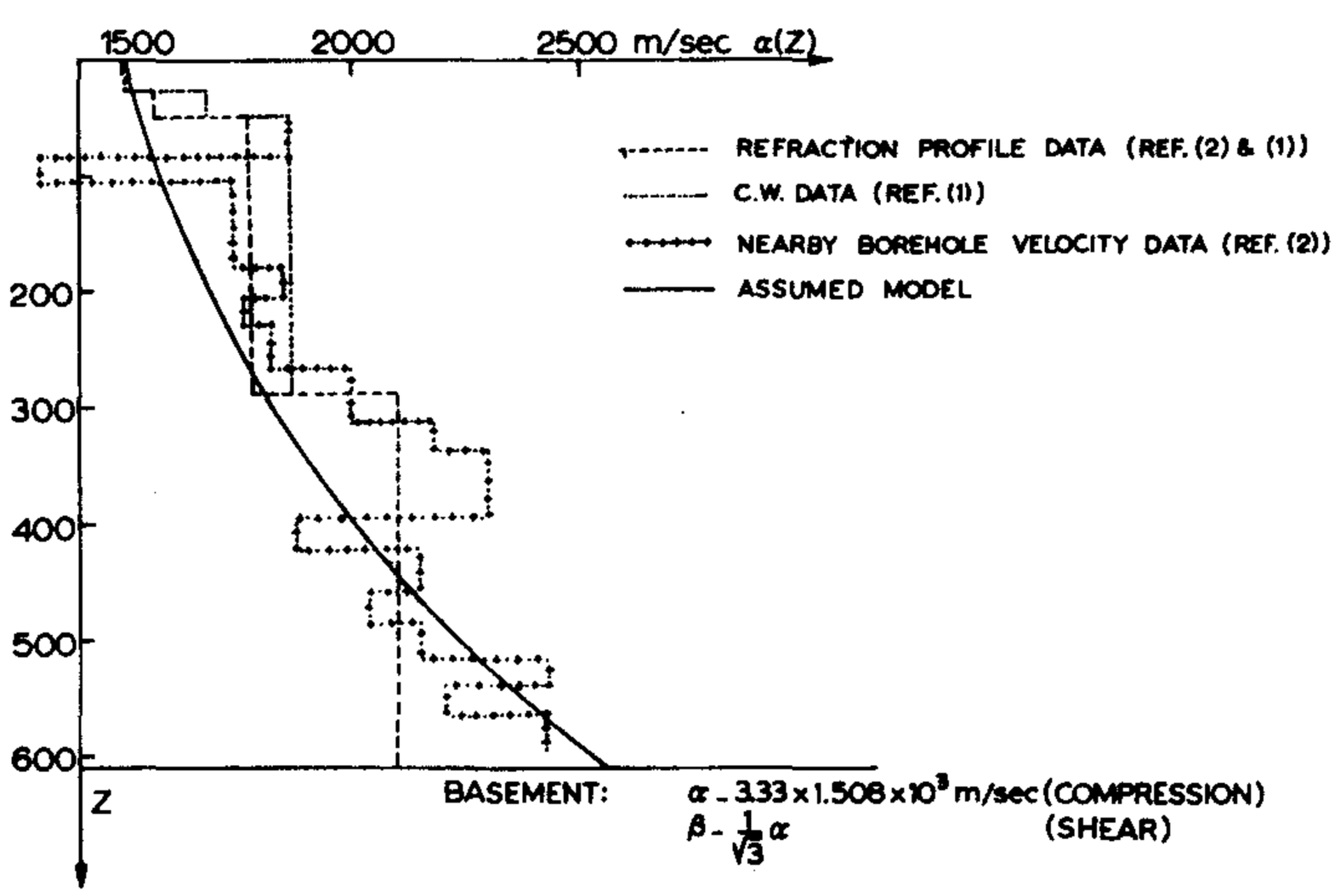


Fig. 1. Real and assumed cross-sections at location of experiment.

In the theoretical study it was assumed that for frequencies below 30 c/s it was permissible to treat the sedimentary column approximately as a liquid of constant density $\varrho_1 = 1.5$ with a smooth variation of sound velocity (see Fig. 1)

$$\alpha(z) = (q + pz)^{-1/2}$$

which, with $q = 4.39297 \cdot 10^{-7}\ \mathrm{m^{-2}s^2}$, $p = 4.69431 \cdot 10^{-10}\ \mathrm{m^{-3}s^2}$, corresponds to a surface sound velocity ($z = 0$) of 1.5088 km/s and a sound velocity at the bottom

* This work was sponsored by the office of Naval Research.

of the column ($z = 606.86$ m) of 2.5488 km/s. The granitic basement was assumed to be a solid elastic half-space of density $\varrho_2 = 3$, compressional wave velocity $\alpha_2 = 5.0242$ km/s and Poisson's ratio 0.25.

The wave equation was integrated numerically by means af an IBM 650 electronic computer. Only the waveguide modes, corresponding to discrete, real, eigenvalues were retained. A more detailed discussion of the procedure used, and of some interesting phenomena due to strong coupling of sound waves in the sediment with Stoneley waves at the liquid-solid boundary is given elsewhere[3].

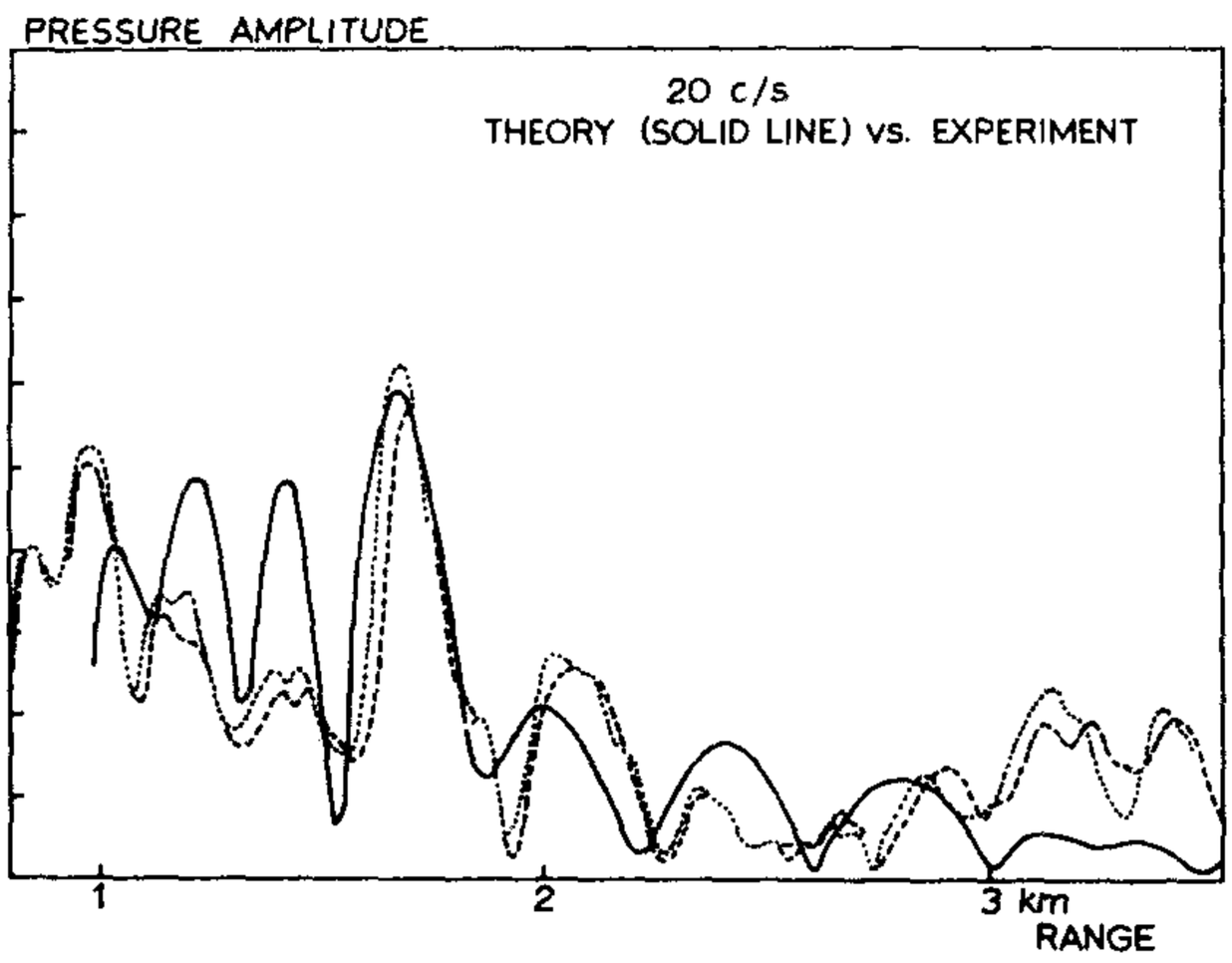


Fig. 2. Theory (solid line) versus experiment (dotted lines) at 20 c/s.

Fig. 2 shows a comparison of observed acoustical pressure variations as a function of range, for a frequency of 20 c/s, with those predicted by calculations based on the theoretical model of Fig. 1. It is seen that there is a fair amount of agreement: one might even say that this agreement is surprisingly good, in view of the drastic oversimplifications of the theoretical model. Undoubtedly these results could be greatly improved if one were to include, at these short ranges, the effect of partially reflected waves, of a more realistic velocity stratification, and of the (undoubtedly finite) rigidity of most of the sedimentary column.

REFERENCES

1. I. TOLSTOY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 348.
2. M. BLAIK, J. NORTHROP AND C. S. CLAY, *J. Geophys. Research*, 64 (1959) 231.
3. I. TOLSTOY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1960) 81.

Laboratory Experiment on Acoustic Fluctuations

D. MINTZER AND R. G. STONE

Laboratory of Marine Physics, Yale University, New Haven, Conn. (U.S.A.)

It has been shown that when sound pulses are transmitted through a medium whose refractive index varies in a statistical manner, the statistics of the received pulses are closely related to those of the refractive index. Let the correlation of the refractive index at two points in space be

$$\{\mu(p)\,\mu(p+\varrho)\} = 1 + \alpha^2 \exp\left[-(\varrho^2/a^2)\right] \tag{1}$$

where the mean value of $\mu(r)$ is 1, α is the r.m.s. value of the refractive index variations, and a is the correlation distance. If the coefficient of variation of a series of sound pulses is defined as

$$V^2 = \frac{\langle p^2\rangle - \langle p\rangle^2}{\langle p\rangle^2} \tag{2}$$

then a single scattering approximation gives the relation

$$V^2 = \sqrt{\pi}\, k^2\alpha^2 a r \tag{3}$$

where k is the wave-number of the acoustic wave, and r is the range from source to receiver; Eq. (3) is valid for $ka \gg 1$, $(r/ka^2) \gg 1$

Since acoustic fluctuation experiments are so difficult to perform at sea, laboratory experiments are being performed to determine the validity of the theory and to extend the results. In this experiment, acoustic pulses are to be transmitted through water contained in a tank heated from below. The temperature variations thus produced move through the water by turbulent convection, giving random variations in refractive index; the water velocity variations, due to the convection, give rise to refractive index variations much smaller than those due to the temperature variations. The correlation of the acoustic pulses and of the temperature microstructure are meas ured separately; the effect of variations of the microstructure parameters, acoustic frequency, pulse length, and range will all be investigated.

A block diagram of the apparatus is shown in Fig. 1, the tank is 6 ft. × 6 ft. × 10 ft. in size; a heater, made up of a grid of resistance wire, is placed a few inches above the bottom. The power input to the heater, as well as the gross temperature gradient in the tank, is measured.

The temperature microstructure is measured by small bead thermistors used in a 400 c/s Wheatstone-bridge circuit; temperature fluctuations of 0.01° C can be measured, with a frequency response of the system from D.C. to 20 c/s. Measurements can be made of either the temperature deviation from its mean value, or the correlation of the temperature deviations at two points. After appropriate amplification, the thermistor output is displayed on a Brush recorder, and also digitalized and punched

on paper tape. This can then be used with an IBM computing machine to analyze the large amounts of data necessary for an appropriate statistical analysis.

Acoustic pulses can be produced in the frequency range of 100 to 500 kc/s, with pulse width of 50 to 400 μs. The hydrophones are barium-titanate cylinders mounted on hypodermic needles; after amplification the pulses are displayed on an oscilloscope and are automatically photographed in series of 200 or more pulses. The pulse heights can then be measured, and the averages of Eq. (2) found.

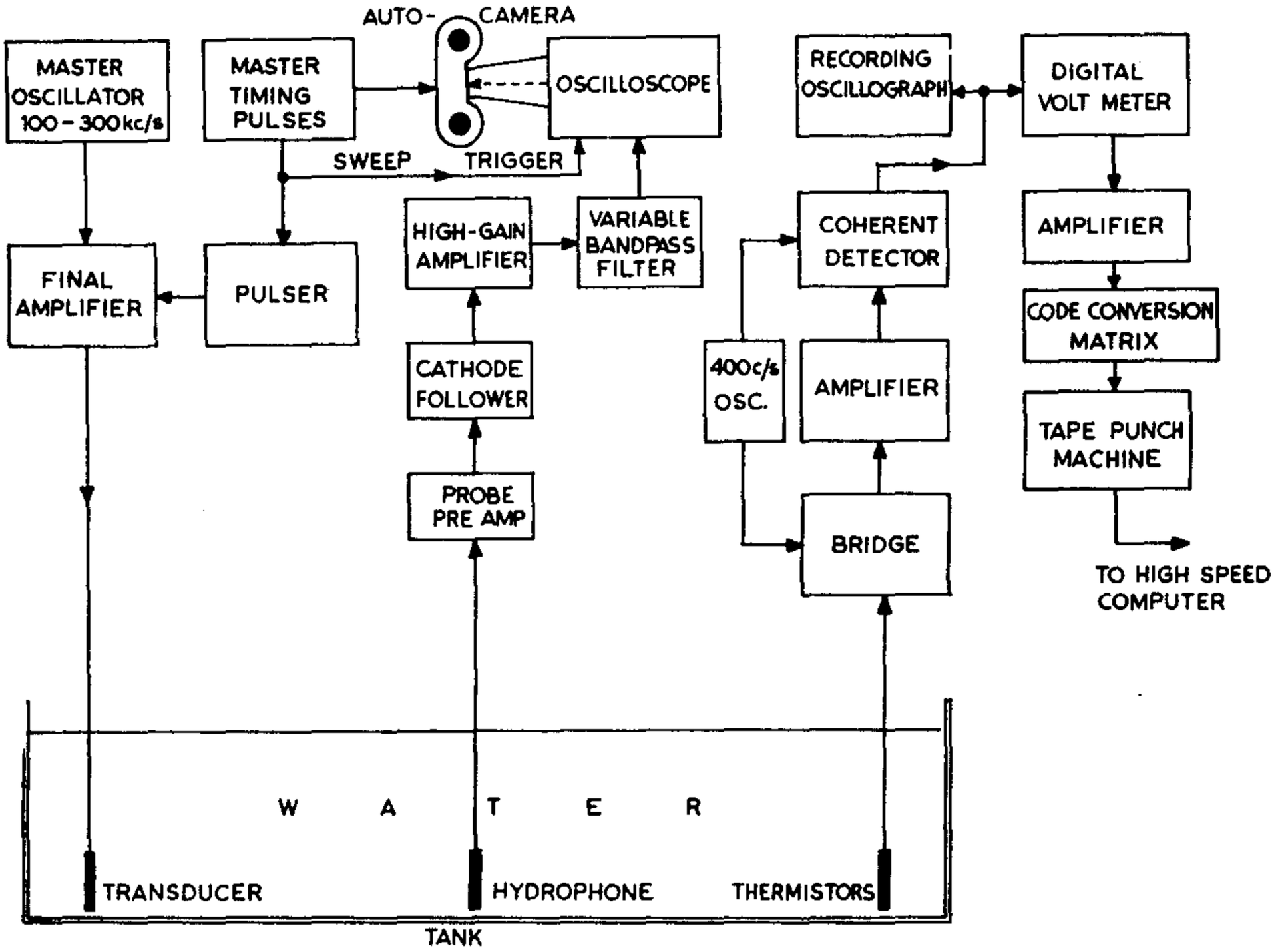


Fig. 1. Functional diagram of major experimental elements.

Two preliminary sets of measurements have been made. To obtain an idea of the "fluctuations" inherent in the equipment, due to electronic instabilities and reading errors, the coefficient of variation was found for 205 kc/s pulses, spaced one second apart, traversing the unheated tank. Since there was a temperature gradient in the tank due to natural changes in the room temperature, temperature fluctuations were actually present in the tank; these involved fairly large volumes of water moving very slowly. The actual experimental errors (which should be independent of range) can be seen from Fig. 2 to give a value of less than 0.5%; a least-squares fit to the points gives $V = 0.5r^{0.4}$ (r in feet, V in percent). Fig. 3 shows the results obtained with the tank heated by a 2 ft. $\times$ 3 ft. heater (temperature difference between heater and air of 30° F); since this small heater does not give a uniform heat flow over the entire experimental range, the results obtained are quite preliminary. Moreover, two modes of temperature fluctuation are found, one with a period of about 5 seconds, the other with a period of occurrence of 30 seconds; it is not yet certain that the series of pulses obtained a good statistical sample of this longer-period fluctuation. The coefficient

of variation for these points (averages of 200 pulses, frequency 205 kc/s, spaced 3 seconds apart) gives $V = 0.8r^{0.6}$.

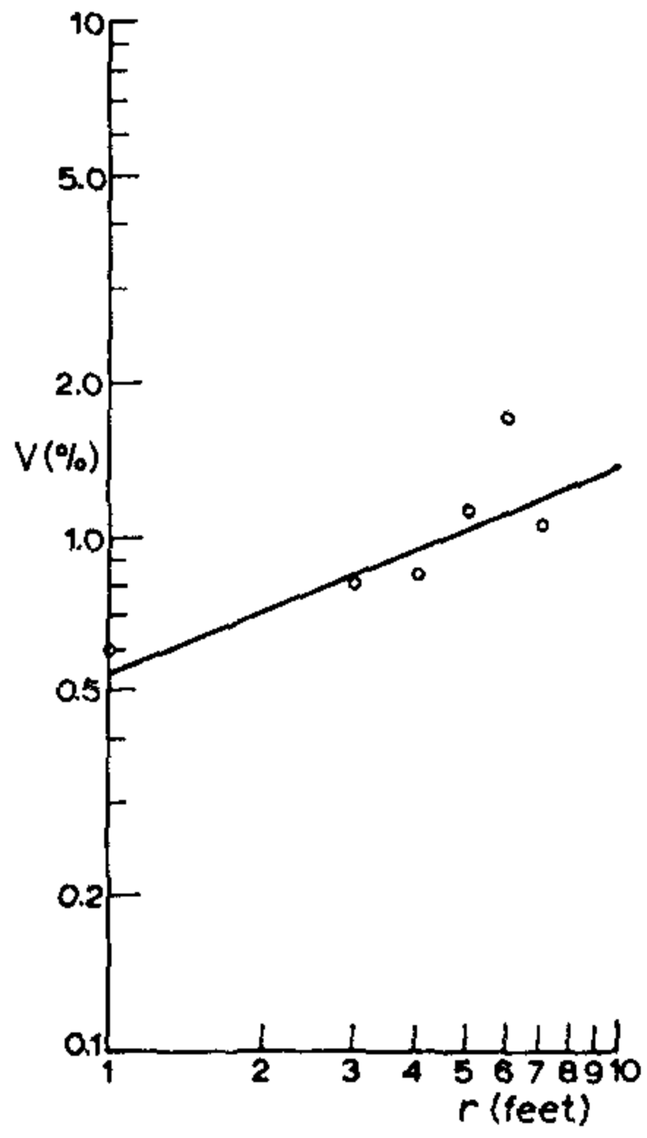


Fig. 2. Coefficient of variation of a series of pulses *vs* range in unheated tank. Straight line: $V = 0.5\ r^{0.4}$.

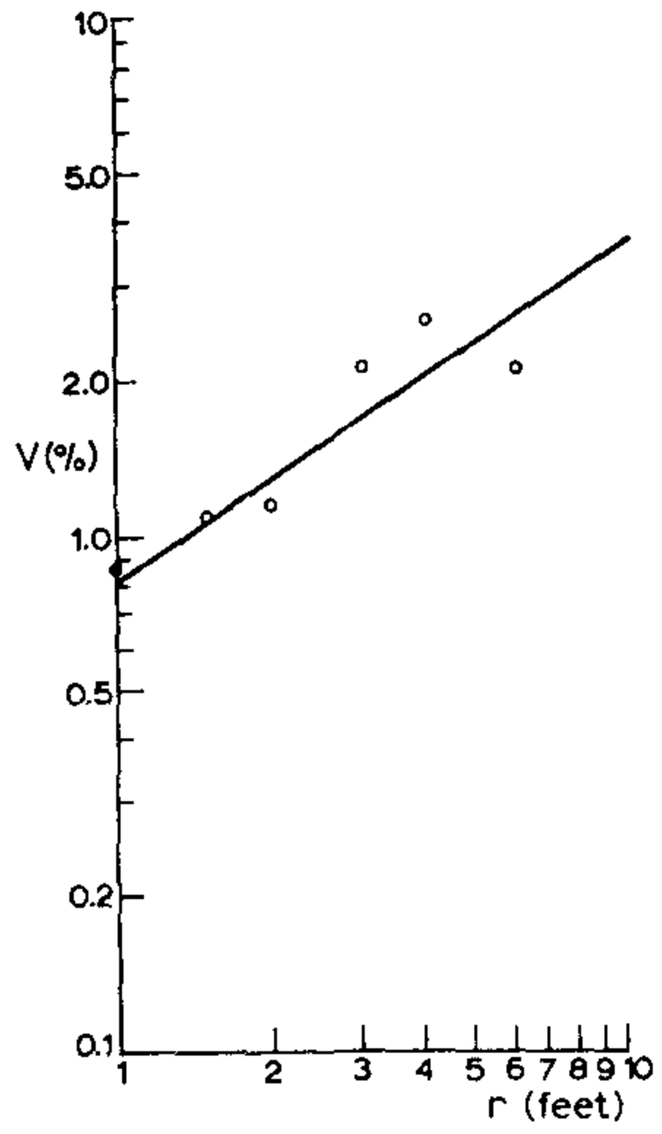


Fig. 3. Coefficient of variation of a series of pulses *vs* range in heated tank (30° F temperature difference between heaters and air). Straight line: $V = 0.8\ r^{0.6}$.

Acoustic experiments are now in progress using a larger heater (3 ft. × 8 ft.) to give a uniform heat flow over the entire range; quantitative measurements of the temperature microstructure will be made with this heater to compare with the acoustic results.

Schallabsorption in Grenzflächen zwischen festen und flüssigen Körpern

R. KRAUSE

Fa. Max Braun, Frankfurt a.M. (Deutschland)

Die von verschiedener Seite beobachtete Absorption von Schallwellen an Grenzflächen zwischen festen und flüssigen Körpern, die in keinem Zusammenhang mit der natürlichen Absorption der verschiedenen Stoffe steht, wurde mittels eines Impulsverfahrens ermittelt. Durch einen Vergleich mit theoretischen Berechnungen von REISSNER[1] und LEVI UND NATH[2], von denen das Problem des Schalldurchgangs durch Grenzflächen jedoch ohne Berücksichtigung einer natürlichen Absorption unter der Voraussetzung einer ebenen, glatten Grenzfläche behandelt wurde, zeigt sich, dass im Falle einer glatten Grenzfläche keine Absorption in den Grenzschichten stattfindet. Bei einer Aufrauhung der Grenzschicht jedoch ergibt sich, dass bei Rauhigkeitsstiefen von ganzen Vielfachen der halben Wellenlängen ein Maximum der Grenzschichtabsorption auftritt. Diese Grenzschichtabsorptionen können bis zu 95% der einfallenden Schallenergie betragen. Beträgt die Rauhigkeitstiefe jedoch $3/4\lambda$, so durchläuft die Grenzschichtabsorption ein Minimum. Die Grenzschichtverluste und der Reflexionsgrad wurden als Funktion der Rauhigkeitstiefe für verschiedene Einfallswinkel gemessen. Es wird der Versuch gemacht die Grenzschichtverluste theoretisch zu erklären. Wie sich zeigen lässt, können die einfallende und die reflektierende Welle aufgefasst werden als eine stehende und eine in Richtung auf die Grenzschicht zulaufende Welle. In der Berechnung wird die Annahme gemacht, dass die Absorption in der Grenzschicht durch Reibung der hin- und herschwingenden Teilchen zustande kommt. Die Reibungskraft wird proportional der Teilchengeschwindigkeit, d.h., der Schnelle angesetzt, woraus bekannterweise folgt, dass die durch Reibung absorbierte Energie dem Quadrat der Schnelle proportional ist. Dies bedeutet, dass für die Reibungsverluste die kinetische Energie der Welle verringert wird. Demgemäss muss die in der Schicht absorbierte Energie den gleichen Verlauf in Abhängigkeit von der Dicke zeigen wie die in der Schicht insgesamt enthaltene Energie. Ein Vergleich der so erhaltenen Rechnungen mit den experimentellen Ergebnissen zeigt eine gute Übereinstimmung, sofern man einen konstanten Faktor, der von spezieller Formgebung der Rauhigkeit abhängt, berücksichtigt.

Diese Arbeit wurde bereits veröffentlicht in *Z. angew. Physik*, 11 (1959) 149.

LITERATUR

1. H. REISSNER, *Helv. phys. Acta*, 11 (1938) 140.
2. F. LEVI UND N. S. N. NATH, *Helv. phys. Acta*, 11 (1938) 408.

An Equivalent Network for Acoustical Transmissions in Sea Water

E. L. PETERSON

General Electric Company, Santa Barbara, Cal. (U.S.A.)

The attenuation of sinusoidal signals in sea water is well known. HORTON[1] shows that attenuation per unit distance increases with the square of frequency. These observation are also confirmed by theoretical considerations relative to molecular friction and dissociation of ions. It is possible, using the network theory developed by BODE[2], to determine an equivalent network whose attenuation matches the measured values and whose phase characteristic is compatible with both attenuation and velocity.

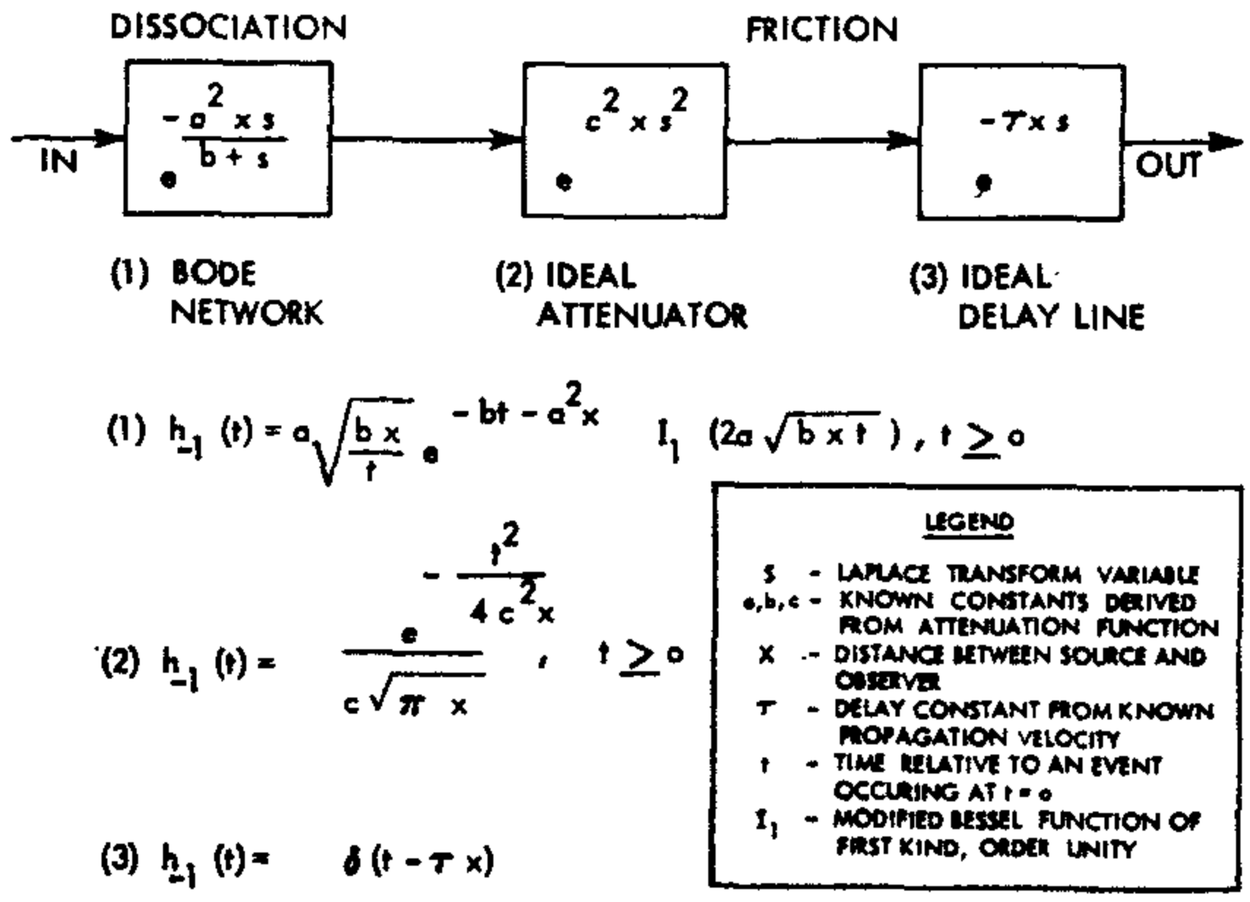


Fig. 1. Network elements.

The derived equivalent network Laplace transforms are shown in Fig. 1 together with the impulse responses, $h_{-1}(t)$, for the individual elements. It is evident from these impulse responses that signals in sea water undergo reduction in amplitude, spreading in time, and delay in arrival, all dependent upon distance between source and observer.

In the absence of dissociation, $a = 0$, and the dissociation network becomes unity. This results in the ideal squared-frequency attenuation characteristic of distilled water and approximately true for fresh water. GORSHKOV[3] has analyzed pulse transmissions in such a media. Such analyses, reflecting only the effects of friction, are not adequate to describe transmissions in sea water beyond a few hundred meters.

The impulse response for the total equivalent network, excluding the simple delay in transmission, is given exactly by

$$h_{-1}(t) = \exp[-a^2 x]\left\{\frac{\exp[-t^2/4c^2 x]}{c(\pi x)^{1/2}} + \exp[c^2 x b^2 - bt]\sum_{j=0}^{\infty}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(a^2 x b)^{j+2k+1}(t - 2c^2 x b)^j (c^2 x)^k}{j!\,k!\,(j+2k+1)!}\right\}($$

which can be approximated in closed form by

$$h_{-1}(t) \cong \exp[-a^2x]\left\{\frac{\exp[-t^2/4c^2x]}{c(\pi x)^{1/2}} + a(bx/t)^{1/2}\exp[-bt]\, I_1[2a(btx)^{1/2}]\right\} \qquad (2)$$

with an error not exceeding 3 percent anywhere. The relative size of the terms in equation (2) indicates that at ranges below 200 meters friction effects predominate, beyond 2000 meters dissociation governs transmission, and at intermediate ranges both effects contribute.

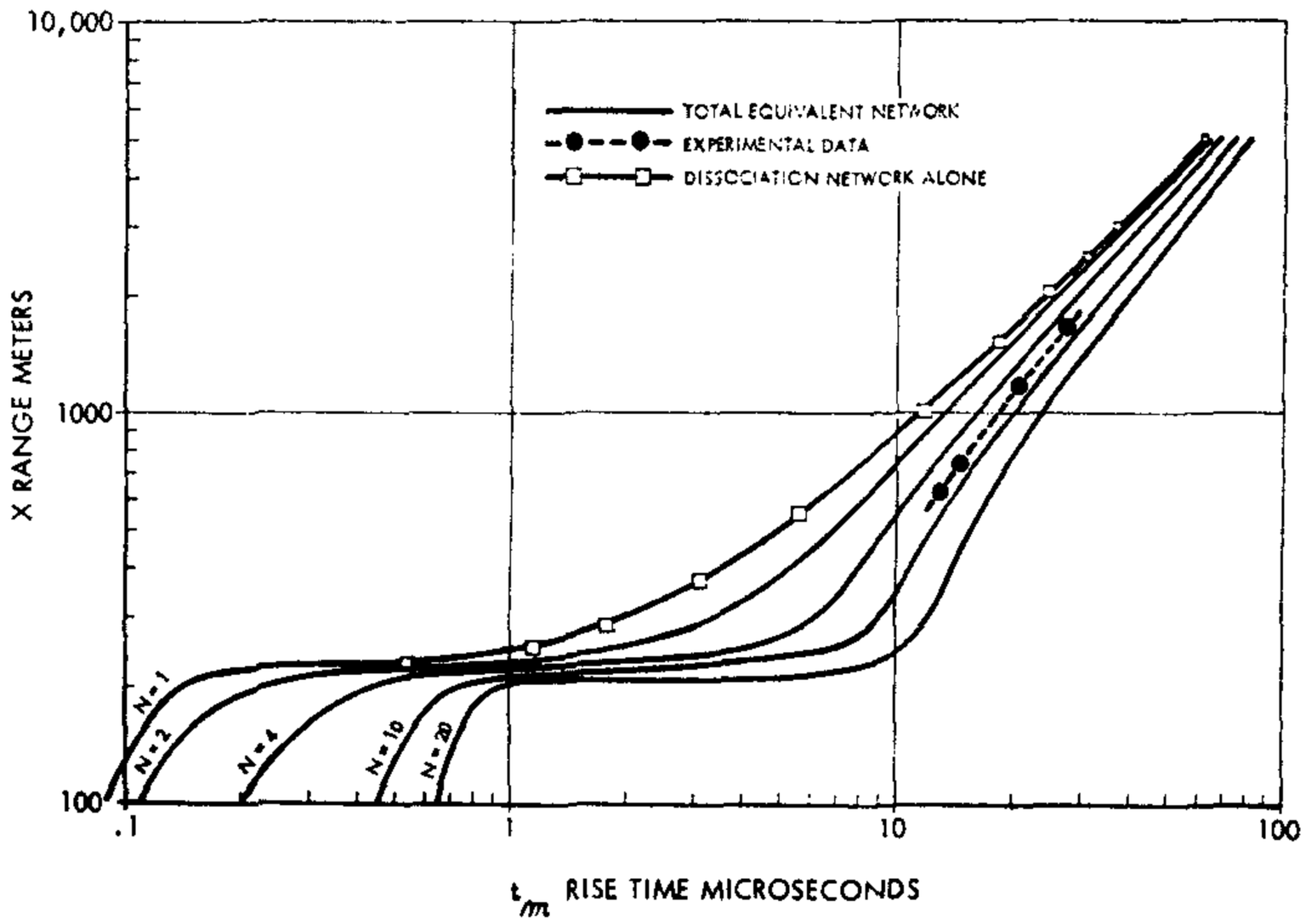


Fig. 2. Comparison of theoretical and experimental rise times.
Solid lines show calculated rise time of the total equivalent network for various exponential inputs. Squares show rise time of dissociation network alone for $N = 1$. Dotted line with circles is the average of 141 no. 8 caps measured in deep water off San Diego in April 1942 as reported in *Physics of Sound in the Sea*, Vol. 8, Summary Technical Report of Division 6, National Defense Research Council, Washington D.C., 1946, p. 194. They correspond to $N \sim 8$, or an exponential explosive impulse witn a decay time of 20 ms. The measurements according to National Defense Research Council were made with an instrument whose resolution time was estimated at 5 ms. The agreement between theory and experiment is excellent since the decay time for a no. 8 cap close to the explosion is approximately 15 ms.

A comparison of theoretical and experimental data is contained in Fig. 2. Rise times after delay in transmission are given for different exponential type explosive impulses. Abrupt changes in rise times occur in the transition interval above 200 meters. The results show excellent agreement between theory and experiment.

REFERENCES

1. J. W. HORTON, *Fundamentals of Sonar*, U.S. Nav. Inst. Annapolis, 1957, p. 81.
2. H. W. BODE, *Network Analysis and Feedback Amplifier Design*, Van Nostrand, New York, 1945.
3. N. F. GORSHKOV, *J. Acoust. Acad. Sci. U.S.S.R.*, 3 (1957) 163.

Transient Phenomena in Explosive Sound*

M. EWING, S. MUELLER, M. LANDISMAN AND Y. SATÔ
Lamont Geological Observatory, Columbia University, Palisades, N.Y. (U.S.A.)

The use of the sound spectrograph to study the complex dispersion in explosive sounds, easily produces plots of group travel time for all types of transient signals.

In 1948, PEKERIS[2] explained theoretically observations by WORZEL AND EWING[3] of dispersed Airy phase arrivals from shallow water explosions, by treating the sediments beneath the water as a liquid half space[2].

In 1954 JOHNSON AND HERSEY[1] of the Woods Hole Oceanographic Institution, tape-recorded the shallow water refraction arrivals for their Station 10–1954, and performed transient analyses of the recorded signals. They made the original tapes available to the authors, and two shots were chosen for analysis. The first of these, shot no. 1412, a 25-pound charge fired in 30 meters of water at a range of 9.7 km, sent out signals including a water wave which reached the receiver 6.38 seconds after the explosion time, and the resulting sound spectrograms are shown in Figs. 1 and 2. This 25-pound shot caused a large gas bubble that practically blew out, and only the faintest trace of a bubble pulse may be seen. The original explosion excited the first three modes of vibration which may be seen with exceptional clarity in Fig. 2. This figure indicates that the maximum of energy does not arrive with the Airy phase, but

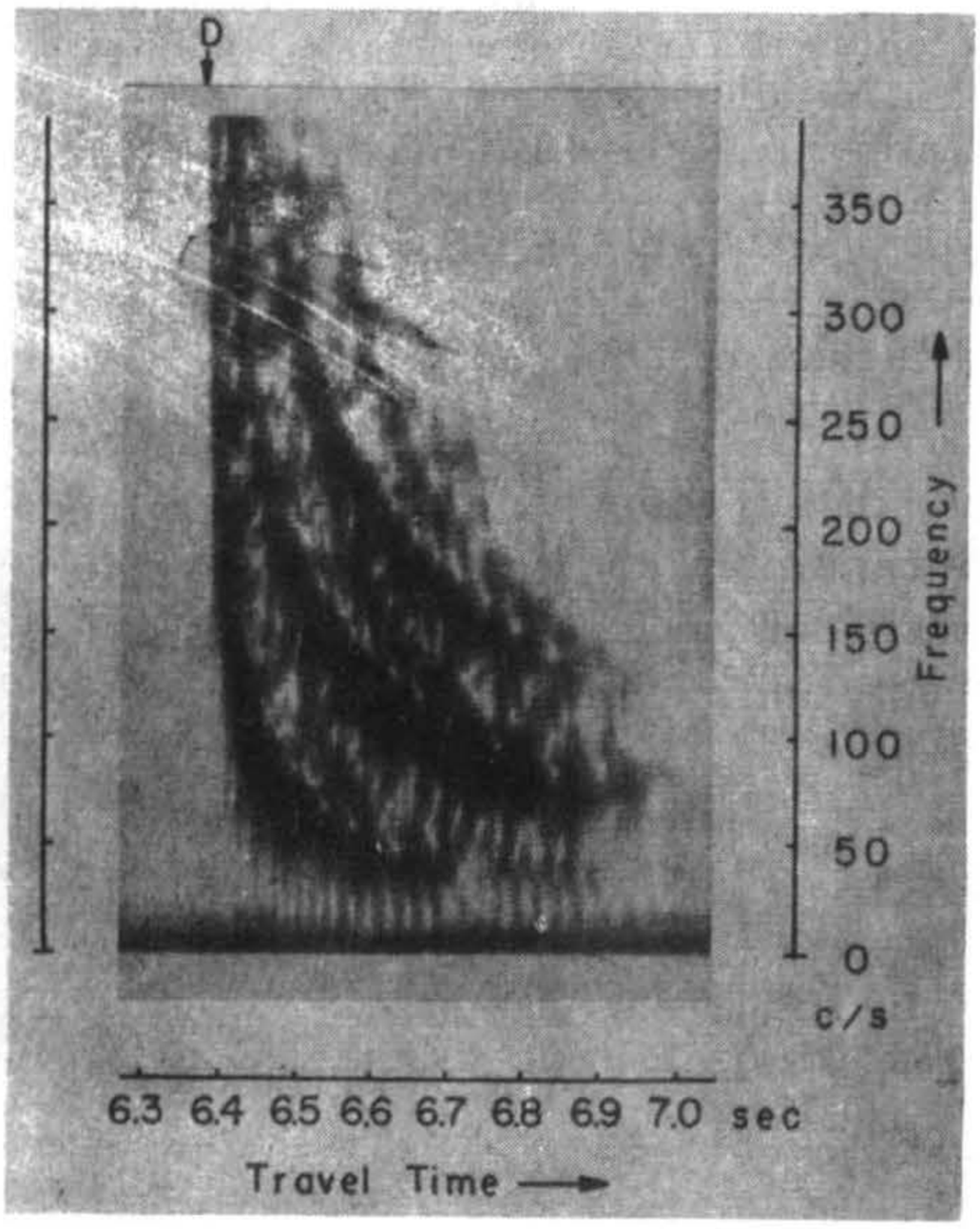


Fig. 1. Shot no. 1412. Woods Hole Refraction Station 10–1954, kindly made available by Dr. J. B. HERSEY. Note three modes of propagation. Water depth, 30 m. Range, 9.7 km. Charge, 25 pounds. "D" is the arrival time of the water wave, 6.38 s after the explosion.

* Lamont Geological Observatory Contribution No. 447.

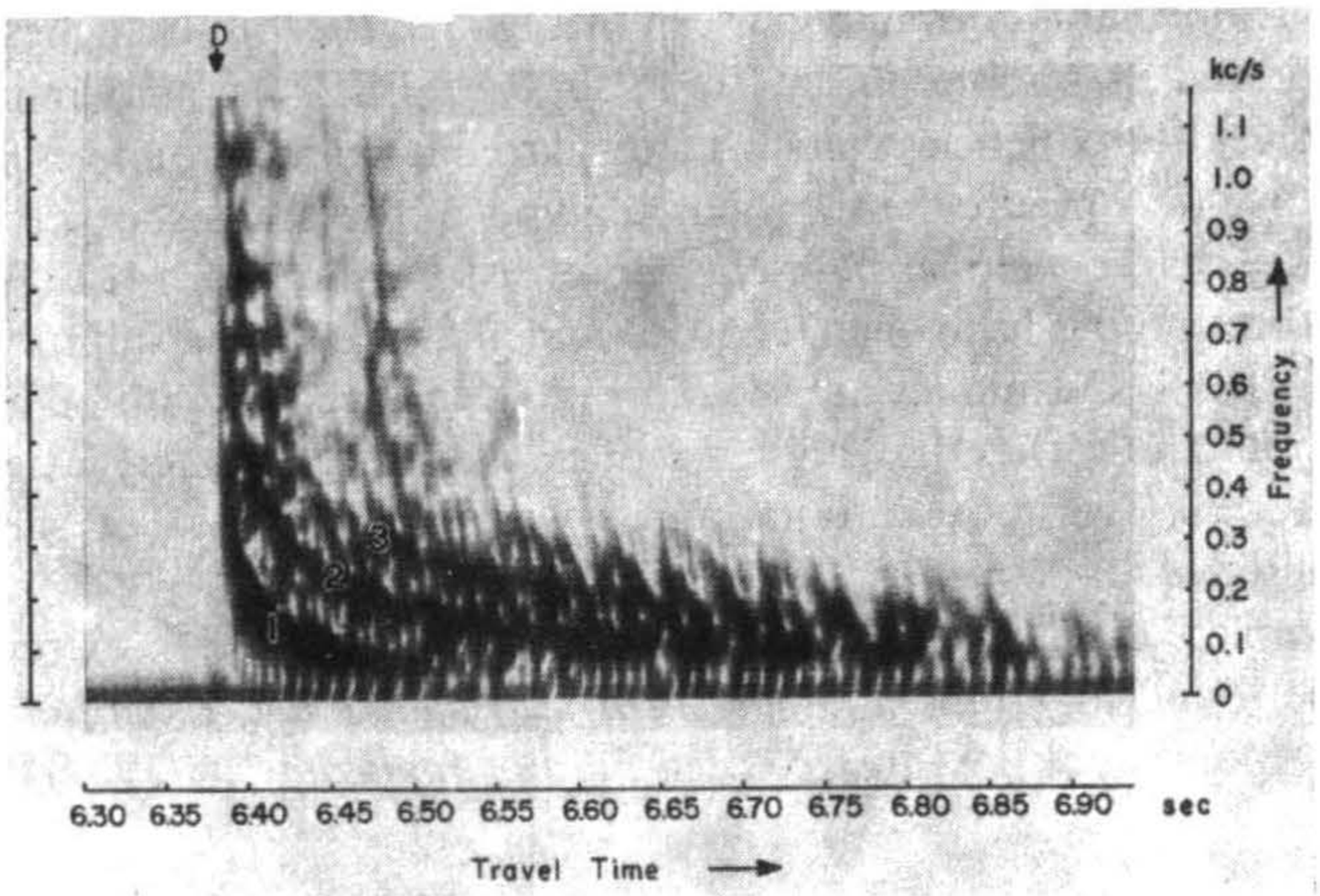


Fig. 2. Another analysis of Woods Hole shot no. 1412 showing a greater detail through a more expanded time scale. The period change can be seen in the vertical striations at lower left. Water wave travel time: D = 6.38 s.

instead arrives at frequencies somewhat displaced from the group velocity extrema of the various modes. These results agree well with the predictions of theoretical excitation amplitudes computed by PEKERIS[2] for both source and receiver on bottom which are largest for short periods, and are small at the group velocity minima.

Another shot at Woods Hole Station 10–1954, is no. 1403, a 3-pound charge fired in 30 meters of water at a range of 5.2 km, with a water wave travel time of 3.40 seconds.

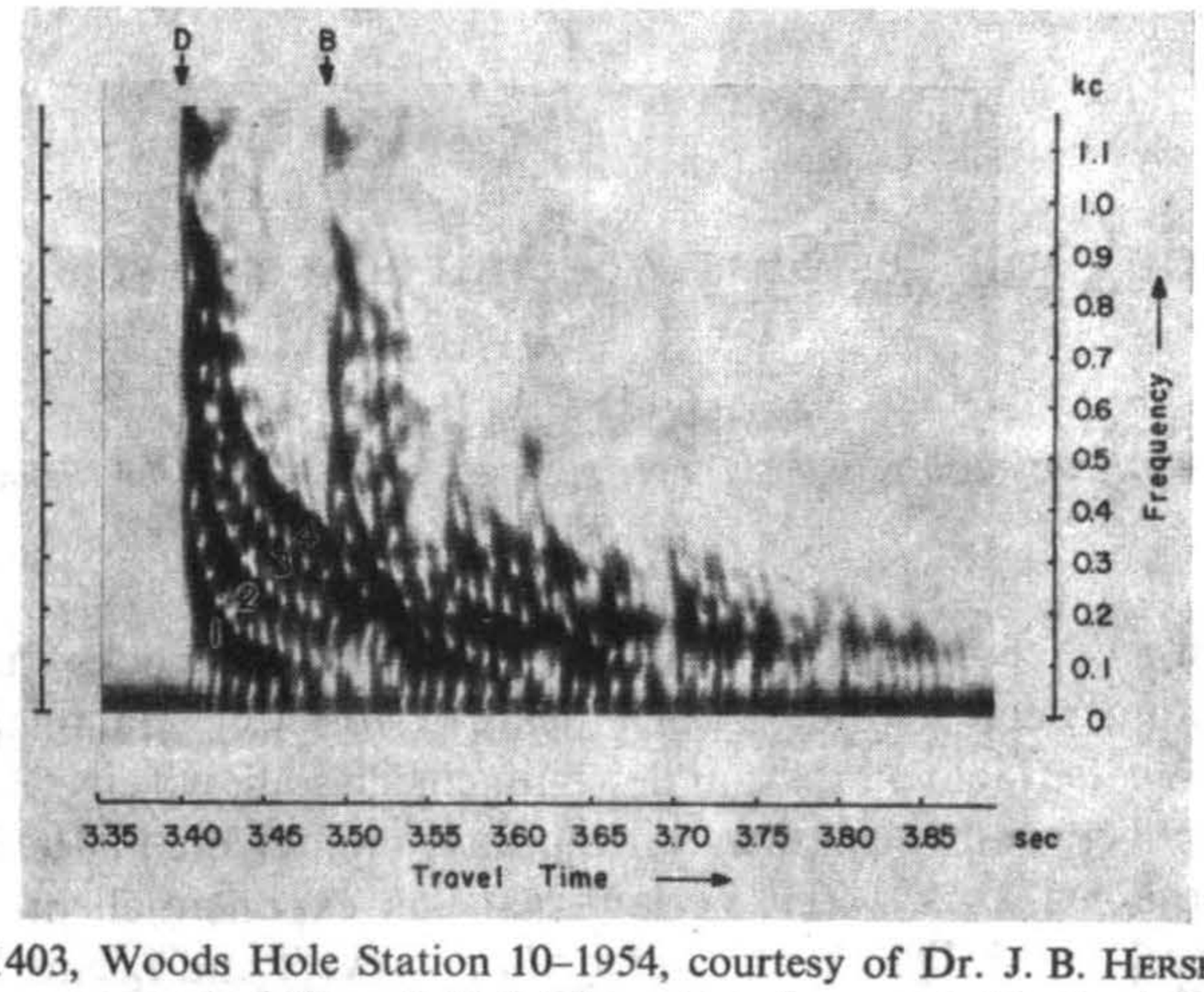


Fig. 3. Shot no. 1403, Woods Hole Station 10–1954, courtesy of Dr. J. B. HERSEY. Note the four modes in the water wave arrival (D = 3.40 s). The pattern is repeated in the bubble pulses. "B" is the arrival time of the first bubble pulse.

The sound spectrogram in Fig. 3 shows one strong bubble pulse and an additional faint one, which are to be expected since the gas bubble of this 3-pound shot probably did not blow out. It is also notable that the higher frequencies are more strongly excited by the explosion than the bubble pulses.

The first four normal modes may be seen in Fig. 3 as the four branches corresponding to the shot and its bubble pulses. As in shot no. 1412, the maximum energy in each mode arrives at frequencies somewhat displaced from the group velocity extrema.

It is instructive to compare the transient analyses of these two shots. Even though a larger explosive charge was used for the more distant shot no. 1412 (Figs. 1 and 2), only the first three modes have been recorded and analyzed, using suitably broad band equipment, while all four modes are seen in Fig. 3, the spectrogram of shot no. 1403. These two shots show that the higher modes are more strongly attenuated with increasing distance. Our observations agree with the decrease of the theoretical pressure amplitudes for higher modes computed by PEKERIS[2].

A more complete discussion of these results, as well as those in extremely shallow water, may be found in *Transient Analysis of Earthquake and Explosion Arrivals*, by the present authors, published in *Geofisica Pura e Applicata*, 44 (1959) 83.

REFERENCES

1. J. B. HERSEY, *Oceanographic Instrumentation*, Nat. Res. Council Publ. No. 309, (1954) 101. (Woods Hole Contribution No. 697).
2. C. L. PEKERIS, *Geol. Soc. Am., Mem.* 27, (1948) 54.
3. J. L. WORZEL AND M. EWING, *Geol. Soc. Am., Mem.* 27, (1948) 1.

Reduktion des Stosswellendrucks im Wasser

G. LINDH

Kungl. fortifikationsförvaltningen, Forskningssektionen, Stockholm (Schweden)

Ganz kurzgefasst will ich hier die Reduktion des Stosswellendrucks studieren, die erreicht werden kann, wenn man eine oder mehrere stosswellendämmende Platten in Wasser taucht. Wir betrachten anfangs den einfachsten Fall, wo eine Platte gebraucht wird. Der Einfachheit halber nehmen wir an, dass die auf die Platte fallende, ebene akustische Welle einen Druck–Zeit-Verlauf $p(t)$ von exponentiellem Charakter hat, d.h. $p(t) = p_m \exp[-t/t_c]$. Dabei ist p_m der Maximalwert und t_c eine Zeitkonstante. Die Druck–Zeit-Kurve der durchgelassenen Welle erhält ein sägeartiges Aussehen und besteht aus den Druck–Zeit-Kurven einer unendlichen Anzahl von Teilwellen, die infolge der Reflexion an den Mediengrenzen entstehen[1]. Der Maximalwert p_{tm} der durchgelassenen Welle hängt von einer Grösse $z = d_2/c_2 \cdot t_c$ ab, wo d_2 die Plattendicke und c_2 die Schallgeschwindigkeit ist. Bei einer in Wasser getauchten Betonplatte kann man p_{tm} aus der Funktion $f(z) = p_{tm}/p_m$ (Abb. 1) berechnen. Die Stufenkurve in

dieser Abbildung gibt den Zeitpunkt t_m an, zu dem das Maximum der durchgelassenen Welle eintrifft. Bei $z = 0{,}38$ tritt immer dann das Druckmaximum auf, wenn $t = d_2/c_2$, und dieser Maximalwert ist dann konstant $= \delta_m =$ Durchlassgrad. Diese zwei erwähnten Kurven sind experimentell verifiziert durch Versuche in einer speziellen An-

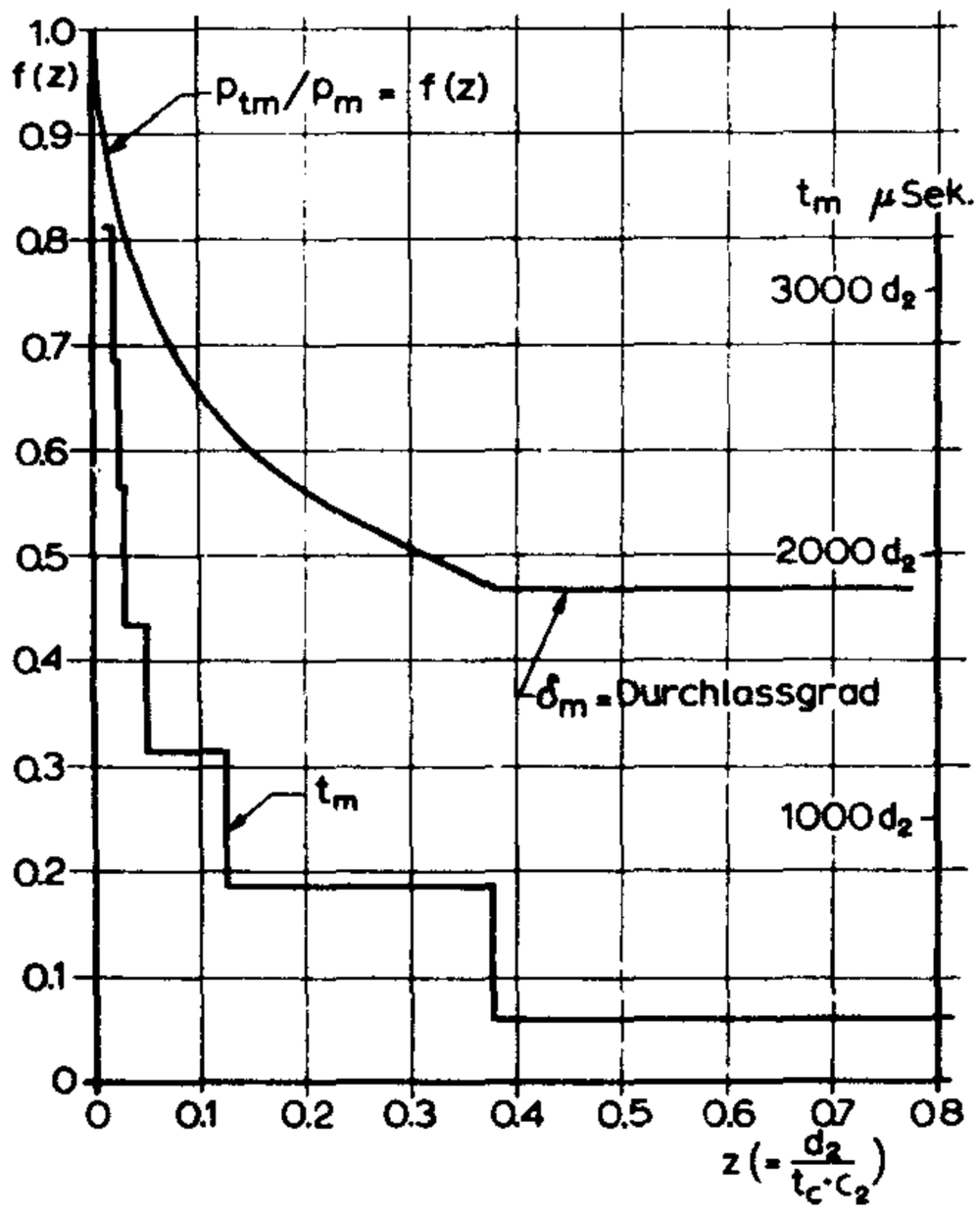


Abb. 1. Die Funktion $f(z)$ für eine in Wasser getauchte Betonplatte. Die Stufenkurve gibt den Zeitpunkt t_m an, zu dem das Maximum der durchgelassenen Welle eintrifft (d_2 in m).

lage für das Studium von Unterwasserexplosionen. Es ergibt sich, dass die Übereinstimmung nicht so gut ist, wenn $z \geqslant 0{,}38$. Der Grund dafür kann einerseits der sein, dass die Annahme eines exponentiellen Druck–Zeit-Verlaufs nicht in befriedigender Übereinstimmung mit dem Verlauf bei einer Unterwasserexplosion ist, oder anderseits, dass die innere Materialdämpfung bei der theoretischen Behandlung nicht berücksichtigt worden ist. Versuche mit einer in Wasser getauchten Stahlplatte zeigen aber eine ganz gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie.

Lassen wir jetzt den Fall studieren, wo die Schicht aus zwei oder mehreren Platten besteht. Das Studium der durchgelassenen Welle wird jetzt komplizierter. Theoretisch haben wir jedoch das generelle Durchgangsproblem bei zwei Platten ausführlich behandelt, d.h. den Durchgang durch eine Schicht, die aus zwei – in physikalischer Hinsicht – verschiedenen Platten und einer dazwischenliegenden Lamelle besteht. Eine ideale Flüssigkeit bildet die Lamelle. Es ist uns gelungen, das Ergebnis dieser Studien dadurch auf eine befriedigende Weise in mathematischer Form auszudrücken, dass wir bei der Lösung des Problems eine Laplace-Transformation der Wellengleichungen, die für die Ausbreitung in den verschiedenen Medien gültig sind, durchgeführt haben. Als ein Beispiel einer Stosswellenreduktion bei zwei in Wasser versenkten Platten zeigen wir in Abb. 2 berechnete und registrierte Druck–Zeit-Verläufe unmittelbar vor bzw. hinter zwei Platten, die eine aus Beton, die andere aus Stahl.

Bisher habe ich von einer Schicht mit einer akustischen Impedanz, grösser als die des Wassers, gesprochen. Zum Abschluss will ich ein wenig die Versuche besprechen,

die wir mit Schichten gemacht haben, deren akustische Impedanz geringer als die des Wassers war. Experimentell kann man solche Schichten aus Materialien herstellen, die eine grosse Menge Luft enthalten, z.B. speziellen Plastikmaterialien. Die Druck–Zeit-

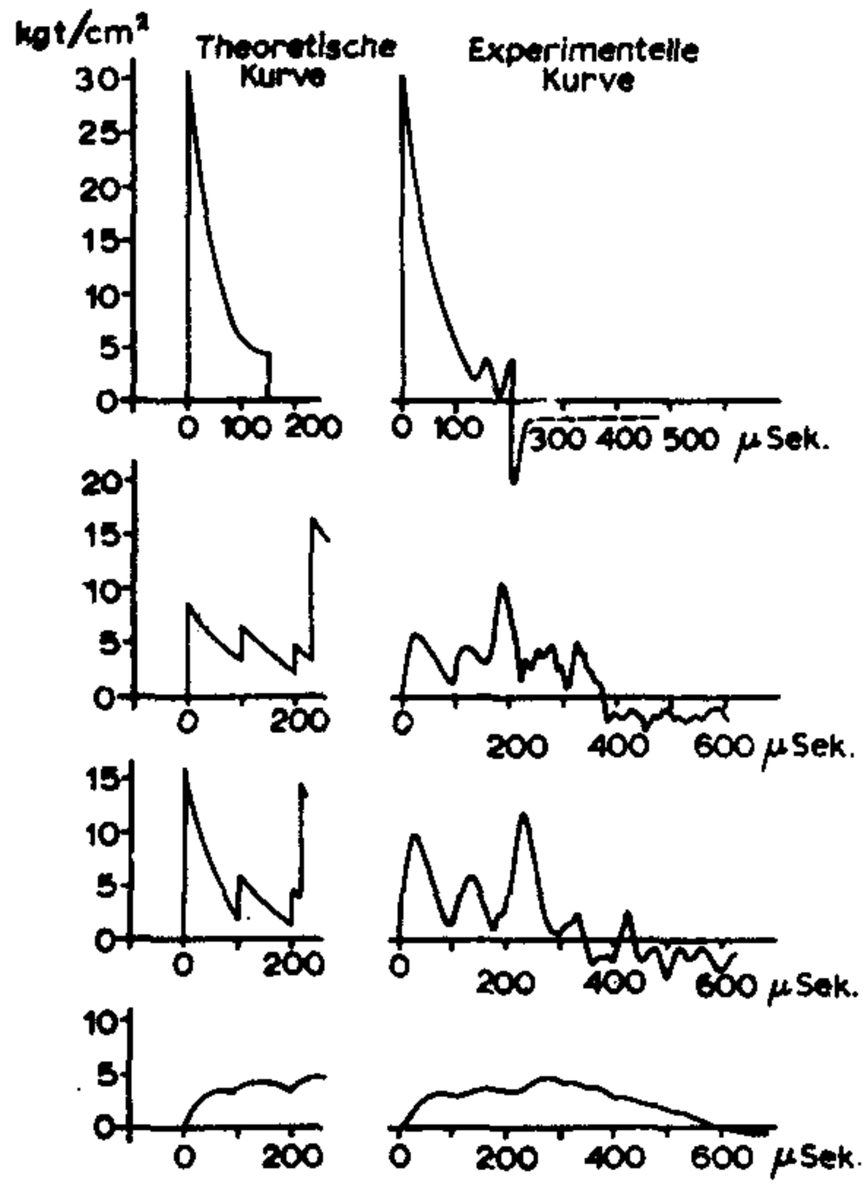


Abb. 2. Berechnete bzw. registrierte Druck-Zeit-Verläufe unmittelbar vor bzw. hinter zwei in Wasser getauchten Platten (Beton- bzw. Stahlplatte). Der Abstand zwischen den Platten ist 17 cm.
a. unmittelbar vor der Betonplatte;
b. unmittelbar hinter der Betonplatte;
c. unmittelbar vor der Stahlplatte;
d. unmittelbar hinter der Stahlplatte.

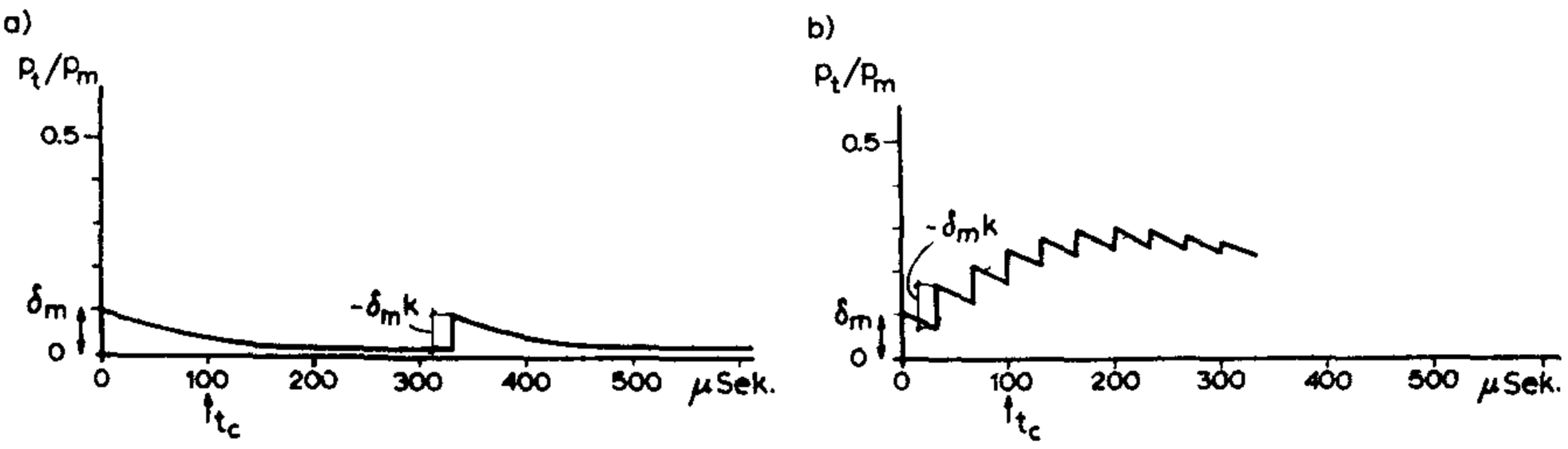


Abb. 3. Durchgelassene Welle $p_t(t)$ bei zwei Platten mit demselben Durchlassgrad $\delta_m = 0{,}1$.

a) Material 1, Plastik, 10 cm Platte
$t_c = 100\,\mu$Sek.
$c_1 = 600$ m/Sek.
$\varrho_1 c_1 = 39\ \frac{\text{kg}}{\text{dm}^3} \cdot \frac{\text{m}}{\text{Sek.}}$
$\frac{2d_1}{c_1} = 333\,\mu$Sek.

b) Material 2, "Stahl", 10 cm Platte
$t_c = 100\,\mu$Sek.
$c_1 = 6000$ m/Sek.
$\varrho_2 c_2 = 56.961\ \frac{\text{kg}}{\text{dm}_3} \cdot \frac{\text{m}}{\text{Sek.}}$
$\frac{2d_2}{c_2} = 33{,}3\,\mu$Sek.

Kurve der durchgelassenen Welle sieht bei diesen Materialien etwas anders aus als bei den Schichten, wo die akustische Impedanz im Verhältnis zu der des Wassers gross ist, z.B. bei Beton- und Stahlplatten. Dies können wir sehen, wenn wir der Einfachheit halber einen Vergleich zwischen zwei Schichten machen, die beide den Durchlassgrad

$\delta_m = 0{,}1$ haben mögen. Dies entspricht dann zwei Materialien mit den akustischen Impedanzen 39 kg/dm³ · m/Sek. bzw. 56.961 kg/dm³ · m/Sek., was einigermassen einem Plastikmaterial bzw. Stahl entspricht. Wenn wir Abb. 3 betrachten, so geht hervor, dass die Druck–Zeit-Kurven der durchgelassenen Welle in den beiden Fällen wesentlich verschieden sind; in erster Linie beruht dies natürlich darauf, dass die Schallgeschwindigkeiten so verschieden sind. Für die Stahlplatte tritt bald der Maximalwert auf, während die Druck–Zeit-Kurve der Plastikplatte eine langgezogene, ausgeglichenere Form erhält. Diese Form ist auch kennzeichnend für die durchgelassene Welle hinter der in Wasser getauchten Luftschicht. Aus Abb. 3 geht weiter hervor, dass man kaum eine grosse Druckreduktion bei Schichten mit geringer Impedanz erwarten kann, wenn nicht $2d_2/c_2 \gg t_c$, d.h. die doppelte Plattendicke muss grösser als die Wellenlänge sein. Dieser Umstand erklärt auch – sehr schematisch – warum dünne Luftschichten oder Luftblasenschichten nicht als druckreduzierende Schichten dienen können, wenn sie von Wellen mit grosser Wellenlänge getroffen werden.

LITERATUR

1. G. LINDH, *Acustica*, 5 (1955) 257.

Scattering of Sound by a Rod of Finite Length

S. INOMATA AND E. MATSUI

Electrotechnical Laboratory, Ministry of International Trade and Industry, Tokyo (Japan)

Introduction

The aim of this research is to obtain theoretically the field correction factor of a standard condenser microphone and to give a theoretical foundation to the reciprocity calibration method in free space.

The geometrical shape of the microphone can be regarded, to a satisfactory approximation, as a rod of finite length.

The Wiener-Hopf technique, which has been used for solving scattering problems concerning similar scatterers, for example in the case of a hollow cylinder by LEVINE AND SCHWINGER[1], and in the case of a rod of semi-infinite length by JONES[2], has been used also successfully in this problem, although with a slight extension[3].

The approximate analytical representations of physical quantities such as the average sound pressure on both the front and back ends have been obtained for large values of kl, where $k = 2\pi/\lambda$ and l is the rod length.

Analysis

Let a rod exist in space $\varrho \leqslant a, \quad -l \leqslant z \leqslant 0$, with cylindrical coordinates (ϱ, φ, z) and let the incident plane wave be e^{ikz}, where a time factor $e^{i\omega t}$ is adopted, as shown

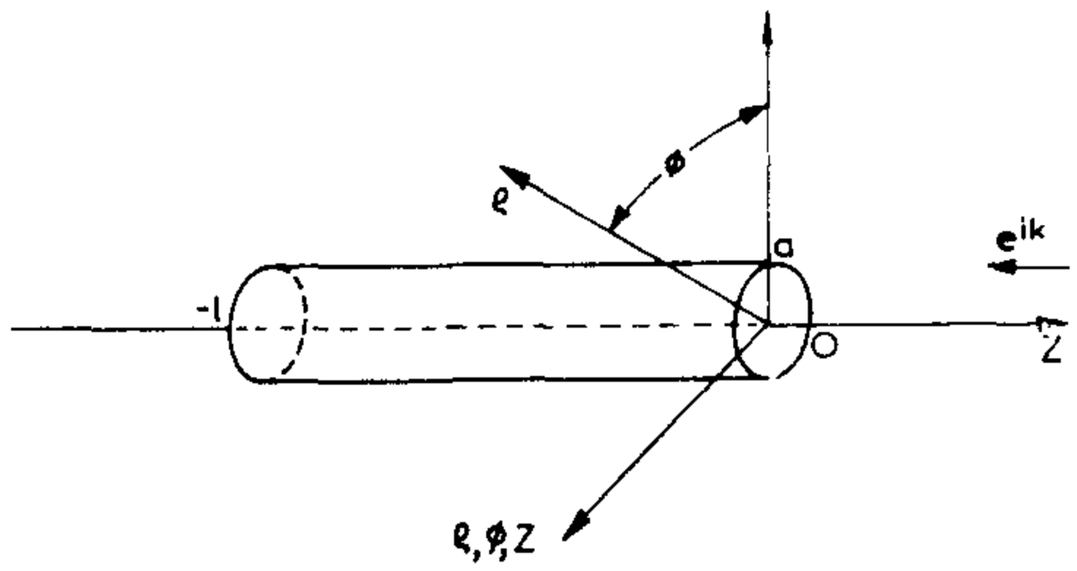


Fig. 1. The incident wave and scatterer.

in Fig. 1. Next, we define the total and the unknown scalar fields, $U(\varrho,z)$ and $u(\varrho,z)$ as follows

$$
\begin{aligned}
&U(\varrho,z) \equiv e^{ikz} + u(\varrho,z); && -\infty < z < +\infty, \quad \varrho > a \\
&U(\varrho,z) \equiv e^{ikz} + e^{-ikz} + u(\varrho,z); && z > 0, \quad \varrho < a \\
&U(\varrho,z) \equiv u(\varrho,z); && z < -l, \quad \varrho < a \\
&U(\varrho,z) \equiv 0; && -l < z < 0, \quad \varrho < a
\end{aligned}
$$

Because the total scalar field $U(\varrho,z)$ satisfies the wave equation, *i.e.* $\nabla^2 U + k^2 U = 0$, the unknown scalar field must also satisfy this equation.

The boundary conditions which must be satisfied by u and U are

1° $\dfrac{\partial u}{\partial n} = 0$ on the surface of a rod

2° $\dfrac{\partial u}{\partial \varrho}$ is continuous except for $z = 0, -l$

3° $U(\varrho,z)$ is continuous, except on the surface of the rod

4° $u = O(e^{-ikr}), \quad r = (\varrho^2 + z^2)^{1/2}, \; r \to \infty$

5° $u \doteq$ constant $+ O(W^{2/3})$

grad $u = (W^{1/3}), \quad W \to +O$

where n is an outward normal, W is the distance from a point on the boundary to an observing point having the same φ.

The conditions 1°–5° are sufficient to insure the uniqueness of the solution. Setting $k = k_r - ik_i; \quad k_r, k_i > 0,$ we perform the following bilateral Laplace transform

$$V(\varrho,s) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(\varrho,z)\, e^{-sz} \cdot dz \tag{1}$$

Then, the wave equation is transformed into homogeneous and inhomogeneous Bessel differential equations (2) the solutions of which are given in Eq. (3)

$$
\left.
\begin{aligned}
&\frac{1}{\varrho}\frac{\partial}{\partial \varrho}\left(\varrho \frac{\partial V}{\partial \varrho}\right) + s^2 V = 0 \\
&\frac{1}{\varrho}\frac{\partial}{\partial \varrho}\left(\varrho \frac{\partial V}{\partial \varrho}\right) + s^2 V = s f(\varrho) - s g(\varrho) e^{sl}
\end{aligned}
\right\} \tag{2}
$$

$$V(\varrho,s) = \frac{P(s)\,\mathrm{H}_0^{(2)}(\varkappa\varrho)}{\varkappa\,\mathrm{H}_0^{(2)\prime}(\varkappa a)}$$

$$V(\varrho,s) = \frac{P(s)\,J_0(\varkappa\varrho)}{\varkappa\,J'_0(\varkappa a)} + s\sum_{m=0}^{\infty}\frac{f_m J_0(jm\frac{\varrho}{a})}{s^2-\varkappa_m{}^2} - se^{sl}\sum_{m=0}^{\infty}\frac{g_m J_0(jm\frac{\varrho}{a})}{s^2-\varkappa_m{}^2} \qquad (3)$$

where $\varkappa^2 = s^2 + k^2$, $f(\varrho) = u(\varrho,+0)$, $g(\varrho) = \mathrm{u}(\varrho,-l-0)$, f_m, g_m are coefficients of the Dini-series expansions of $f(\varrho)$ and $g(\varrho)$ and jm is the root of $J'_0(jm) = 0$ in the right half-plane. Next, performing the unilateral Laplace transforms of the first and second kind

$$V_+(\varrho,s) = \int_0^{+\infty} u(\varrho,z)\,\mathrm{e}^{-sz}\cdot\,\mathrm{d}z \qquad (4)$$

$$V_-(\varrho,s) = \int_{-\infty}^{0} u(\varrho,z)\,\mathrm{e}^{sz}\cdot\,\mathrm{d}z \qquad (5)$$

on u in $\varrho < a$ the wave equation is transformed into Bessel differential equations, the solutions of which can be obtained as follows

$$V_+(\varrho,s) = \frac{P_+(s)\,J_0(\varkappa\varrho)}{\varkappa J_0'(\varkappa a)} + s\sum_{m=0}^{\infty}\frac{f_m\,J_0\left(jm\frac{\varrho}{a}\right)}{s^2-\varkappa_m{}^2} \qquad (6)$$

$$V_-(\varrho,s) = \frac{P_-(-s)\,J_0(\varkappa\varrho)}{\varkappa J_0'(\varkappa a)} + se^{-sl}\sum_{m=0}^{\infty}\frac{g_m J_0\left(jm\frac{\varrho}{a}\right)}{s^2-\varkappa_m{}^2} \qquad (7)$$

The following relations hold between f_m, g_m and the unknown functions $P_+(s)$ and $P'_-(s) \equiv \mathrm{e}^{sl}\,P_-(-s)$

$$f_m = \frac{2P_+(\varkappa_m)}{a\varkappa_m J_0\,(jm)}, \quad g_m = \frac{2P'_-(\varkappa_m)}{a\varkappa_m J_0(jm)}, \quad \varkappa_m{}^2 = \left(\frac{jm}{a}\right)^2 - k^2 \qquad (8)$$

From the definition of the scalar fields and the continuity of the unknown scalar field, we obtain the following relation at the point $\varrho = a$, $z > 0$, $z > -l$

$$U(s) = \frac{2P(s)}{K(s)} + \frac{\mathrm{e}^{(s-\mathrm{i}k)l}}{s-\mathrm{i}k} - \frac{1}{s+\mathrm{i}k} - s\sum_{m=0}^{\infty}\frac{f_m J_0(jm)}{s^2-\varkappa_m{}^2} + se^{sl}\sum_{m=0}^{\infty}\frac{g_m J_0(jm)}{s^2-\varkappa_m{}^2} \qquad (9)$$

where $U(s) = \int_{-l}^{0} u(\varrho,a-0)\,\mathrm{e}^{-sz}\cdot\,\mathrm{d}z$ is an integral function and

$$K(s) = -\pi i\varkappa^2 \mathrm{H}_0^{(2)\prime}(\varkappa a) J_0{}'(\varkappa a)$$

Splitting $K(s)$ as $K(s) = K_-(s)/K_+(s)$ where $K_+(s)$ and $K_-(s)$ are without zeros and symmetrical in the right and left halfplanes respectively, rewriting Eq. (9) and applying Liouville's theorem, we obtain

$$a_\nu a_\nu{}' = -\frac{K_+(\mathrm{i}k)}{a\pi\mathrm{i}}\int_{C-\mathrm{i}\infty}^{C+\mathrm{i}\infty}\frac{P'_-(w)\,\mathrm{e}^{-wl}}{(w+\varkappa_\nu)\,K_-(w)}\,\mathrm{d}w + \frac{1+a_0-\beta_0\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kl}}{\varkappa_\nu+\mathrm{i}k} + \sum_{m=1}^{\infty}\frac{a_m-\beta_m\mathrm{e}^{-\varkappa_m l}}{\varkappa_\nu+\varkappa_m} \qquad (10)$$

where

$$\alpha_m = \frac{P_+(\varkappa_m)K_+(\mathrm{i}k)}{a\varkappa_m K_+(\varkappa_m)}\,,\ \beta_m = \frac{P_-'(\varkappa_m)K_+(\mathrm{i}k)}{a\varkappa_m K_+(\varkappa_m)}$$

$$\alpha_\nu' = 2\varkappa_\nu[K_+(\varkappa_\nu)]^2,\quad \mathrm{Re}\ w + \mathrm{Re}\ s > 0 \quad \text{and } \nu = 0, 1, \ldots$$

Defining the bilateral Laplace transform of the second kind as

$$V(\varrho,-s) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(\varrho,s)\,\mathrm{e}^{sz}\cdot \mathrm{d}z \tag{11}$$

we obtain by the same method of analysis as followed in Eq. (2), (3), (9) and (10) the following equation

$$\beta_\nu\beta_\nu' = -\frac{K_+(\mathrm{i}k)}{a\pi\mathrm{i}}\int_{C-\mathrm{i}\infty}^{C+\mathrm{i}\infty}\frac{P_+(w)\,\mathrm{e}^{-wl}}{(w+\varkappa_\nu)K_-(w)}\,\mathrm{d}w - \frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}kl}+\alpha_0\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kl}-\beta_0}{\varkappa_\nu-\mathrm{i}k} + \sum_{m=1}^{\infty}\frac{\beta_m-\alpha_m\mathrm{e}^{-\varkappa_m l}}{\varkappa_\nu+\varkappa_m} \tag{12}$$

where $\beta_\nu' = 2\varkappa_\nu[K_+(\varkappa_\nu)]^2 = \alpha_\nu'$ and $\nu = 0, 1, \ldots$

The problem has been reduced to the solution of dual complex integral equations of infinite dimension. The approximate solution of Eq. (11) and (12) is possible for large values of kl. Evaluating the contour integrals appearing in Eq. (10) and (12) on the modified contour of Fig. 2, we obtain

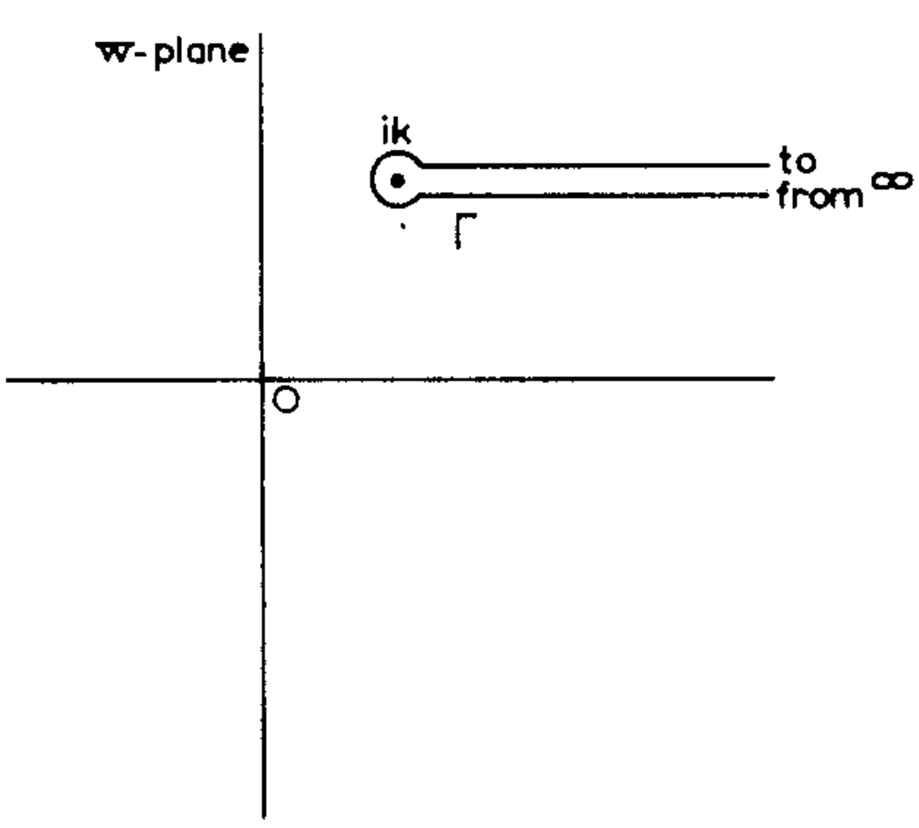


Fig. 2. The contour for evaluating the integrals appearing in Eq. (10) and (12).

$$\int_{C-\mathrm{i}\infty}^{C+\mathrm{i}\infty}\frac{P'_-(w)\,\mathrm{e}^{-wl}}{(w-\varkappa_\nu)K_-(w)}\,\mathrm{d}w = -2\pi\mathrm{i}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{a\varkappa_m\beta_m K_+(\varkappa_m)\ \mathrm{e}^{-\varkappa_m l}}{(\varkappa_m+\varkappa_\nu)\,K'_-(\varkappa_m)} + \frac{a\pi k\ \beta_0\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kl}}{K_+(\mathrm{i}k)}\left\{\frac{1}{\mathrm{i}k(\mathrm{i}k+\varkappa_\nu)} + \right. \tag{13}$$

$$\left. + a^2\xi_0[(\mathrm{i}k+\varkappa_\nu)l]\right\}$$

$$\int_{C-\mathrm{i}\infty}^{C+\mathrm{i}\infty}\frac{P_+(w)\,\mathrm{e}^{-wl}}{(w+\varkappa_\nu)K_-(w)}\,\mathrm{d}w = -2\pi\mathrm{i}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{a\varkappa_m\beta_m K_+(\varkappa_m)}{(\varkappa_m+\varkappa_\nu)K'_-(\varkappa_m)} + \frac{a\pi k\alpha_0\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kl}}{K_+(\mathrm{i}k)}\left\{\frac{1}{\mathrm{i}k(\mathrm{i}k+\varkappa_\nu)} + \right. \tag{14}$$

$$\left. + a^2\xi_0\,[(\mathrm{i}k-\varkappa_\nu)\,l]\right\}$$

where $\xi_j(z) = \mathrm{e}^{\frac{1}{2}z}z^{\frac{1}{2}(j-1)}\cdot W_{-\frac{1}{2}(j+1),\frac{1}{2}j}(z)$ and $W_{,s\nu}(z)$ is Whittaker's function.

From Eq. (10), (12), (13) and (14) we obtain the following dual linear equations of infinite dimensions for large values of kl

$$a_\nu a_\nu' = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2\varkappa_m \beta_m K_+(\varkappa_m)\, e^{-\varkappa_m l}}{(\varkappa_m + \varkappa_\nu) K'_-(\varkappa_m)} + ik\beta_0 e^{-ikl} \left\{ \frac{1}{ik(ik+\varkappa_\nu)} + a^2\xi_0 [(ik + \varkappa_\nu)l] \right\} + \\ + \frac{1 + a_0 - \beta_0 e^{ikl}}{ik + \varkappa_\nu} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{a_m - \beta_m e^{-\varkappa_m l}}{\varkappa_\nu + \varkappa_m} \tag{15}$$

$$\beta_\nu \beta_\nu' = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2\varkappa_m a_m K_+(\varkappa_m)}{(\varkappa_m + \varkappa_\nu) K'_-(\varkappa_m)} + ika_0 e^{-ikl} \left\{ \frac{1}{ik(ik+\varkappa_\nu)} + a^2\xi_0 [(ik + \varkappa_\nu)l] \right\} + \\ + \frac{e^{ikl} + a_0 e^{-ikl} - \beta_0}{ik + \varkappa_\nu} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\beta_m - a_m e^{-\varkappa_m l}}{\varkappa_\nu + \varkappa_m} \qquad \nu = 0, 1, \ldots \tag{16}$$

On the other hand the average sound pressure on the front and back ends can be obtained from Eq. (15) and (16) as shown

$$P_{f.av} = 2\,|a_0 + 1| \\ P_{b.av} = 2\,|\beta_0| \tag{17}$$

The approximate solution of Eq. (15) and (16) with $a_m = \beta_m = 0$, $m > 0$ is

$$a_{0,0} = \frac{1 + [L_+(ik)]^2 + 2(ka)^2\xi_0(2ikl)}{-\{1 + [L_+(ik)]^2\}^2 + 4(ka)^2[\xi_0(2ikl)]^2 e^{-2ikl}} \tag{18}$$

$$\beta_{0,0} = e^{-ikl} \frac{1 + 2(ka)^2 a_{0,0} e^{-2ikl} \xi_0(2ikl)}{1 + [L_+(ik)]^2} \tag{19}$$

where $L_+(ik) = 2k\,K(ik)$, the Levine-Schwinger function, $\xi_0(iy) = -\cos y\,\mathrm{Ci}\,y + -\sin y\,\mathrm{Si}\,y + i[\cos y\,\mathrm{Si}\,y - \sin y\,\mathrm{Ci}\,y]$ and y real.

In the case of $kl \gg \left(\frac{l}{a}\right)^2 \gg 1$, $P_{f,av}$ can be approximated as

$$P_{f,av} = 2\left(1 + \frac{1}{ka^2} \sin 2kl\right) \tag{20}$$

The authors appreciate very much the kind directions of Dr. K. NAKAJI, director of the division, and the helpful suggestions given by Dr. T. IIJIMA, Electronics Division of our Electrotechnical Laboratory.

REFERENCES

1. H. LEVINE AND J. SCHWINGER, *Phys. Rev.*, 73 (1948) 383.
2. D. S. JONES, *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, 247 (1955) 934.
3. S. INOMATA AND E. MATSUI, Paper presented at the Committee on Electro-magnetic Theory, Inst. Elec. Engrs. Japan (March 1959), Document 10.

Influence de parois cylindriques concentriques sur le rayonnement d'une source sonore

M. FOTI

Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes, Marseille (France)

Lors de l'étude de cas pratiques de réduction du bruit, on est souvent amené à envisager des solutions qui permettent de ne pas enfermer complètement la source sonore.

C'est ce qui nous a conduits à étudier l'influence qu'exercent sur le champ acoustique un mur (une "barrière") ou deux murs parallèles successifs. Nos essais ont eu lieu sur maquette en salle sans écho et sont schématisés sur la Fig. 1.

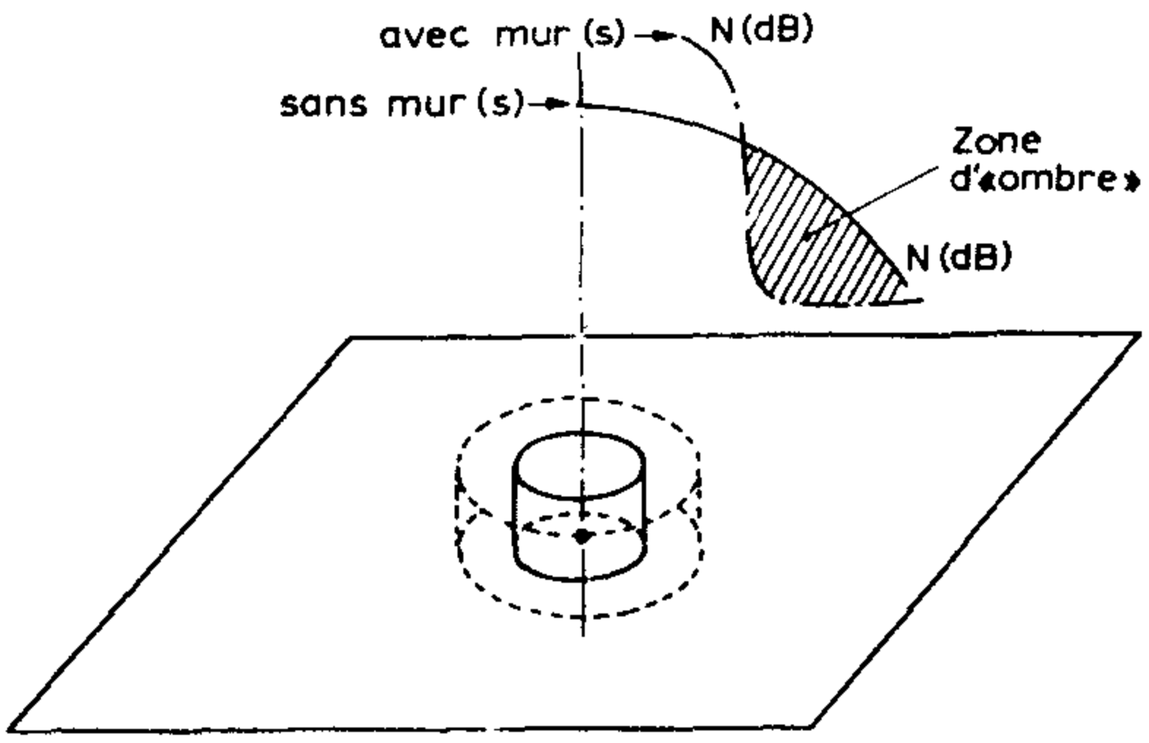


Fig. 1. Influence d'une barrière sur un champ acoustique.

Au centre d'une grande plaque plane débouche un tuyau de faible section qui émet un son pur à fréquence fixe.

On dispose sur le plan un ou deux cylindres de dimensions variables, ce qui a pour effet de modifier la distribution de pression sonore primitive.

Nous appelons "zones d'ombre" les régions de l'espace où on constate dans ces conditions une diminution de niveau; ces zones peuvent avoir une étendue très variable et des formes très diverses, ainsi que le montre la Fig. 2. On voit que deux murs concentriques peuvent avoir une grande efficacité, et que si on bouche l'intervalle entre les deux, on se retrouve pratiquement ramené au cas du cylindre de petit diamètre (en pointillé sur le dernier croquis de la figure). Il s'agit dans ce cas de résultats obtenus il y a quelques années, le montage était la maquette d'une situation réelle, ce qui explique que l'on ait travaillé à fréquence fixe. Nous avons ensuite pensé à appliquer un principe identique au cas, très fréquent dans l'industrie, d'un tuyau émettant du bruit.

A cet effet, nous avons essayé, toujours en salle sans écho, le montage que représente la Fig. 3; cette fois, on enregistrait en un point donné le niveau de pression sonore à toutes les fréquences.

Sur la Fig. 4, on voit l'évolution du spectre sonore à un mètre dans l'axe du tuyau pour diverses profondeurs de l'espace annulaire. Le phénomène intéressant réside dans l'apparition de "crevasses" se déplaçant vers les basses fréquences lorsque la

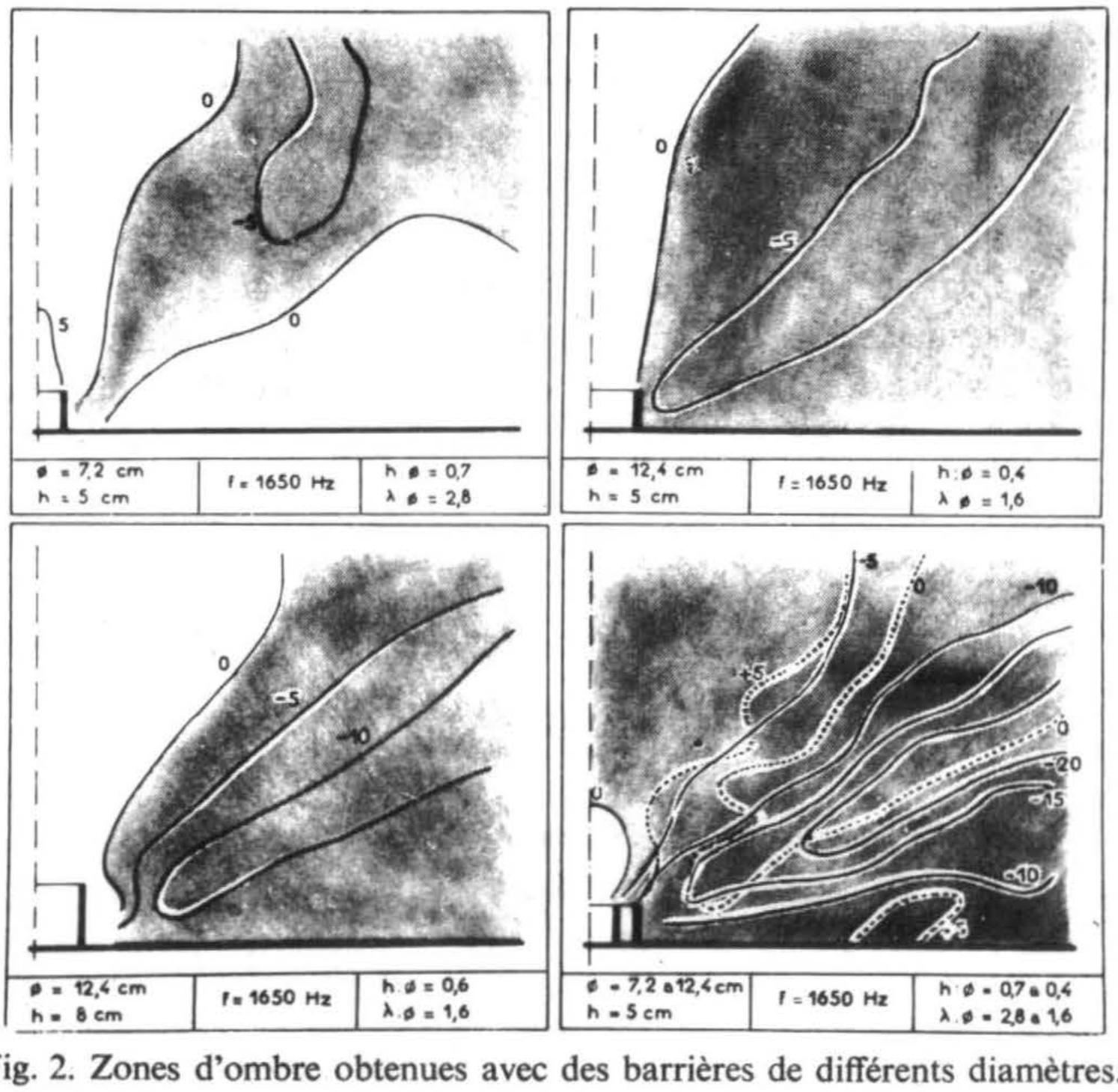


Fig. 2. Zones d'ombre obtenues avec des barrières de différents diamètres.

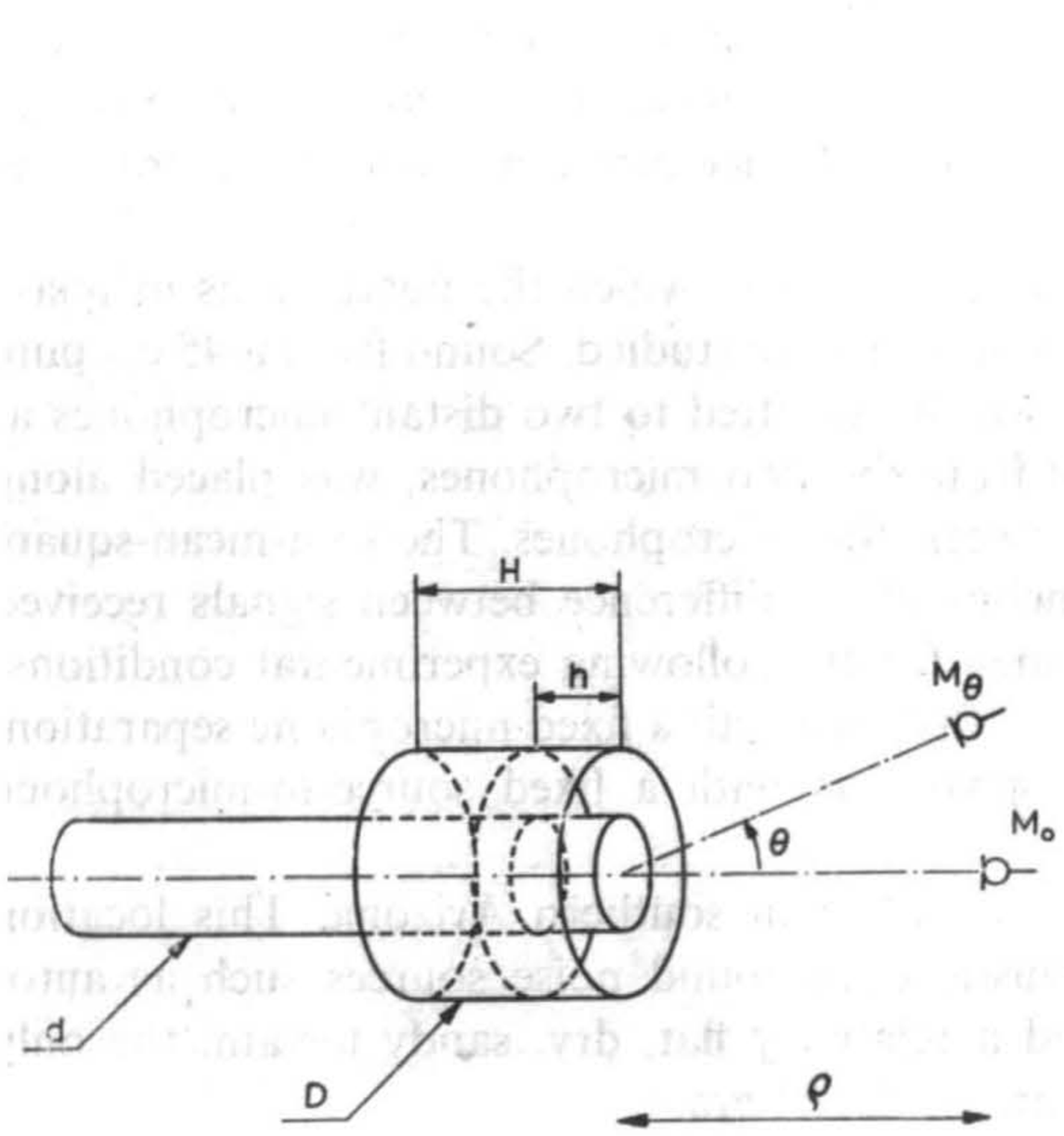


Fig. 3. Barrière montée autour de la sortie d'un tuyau.

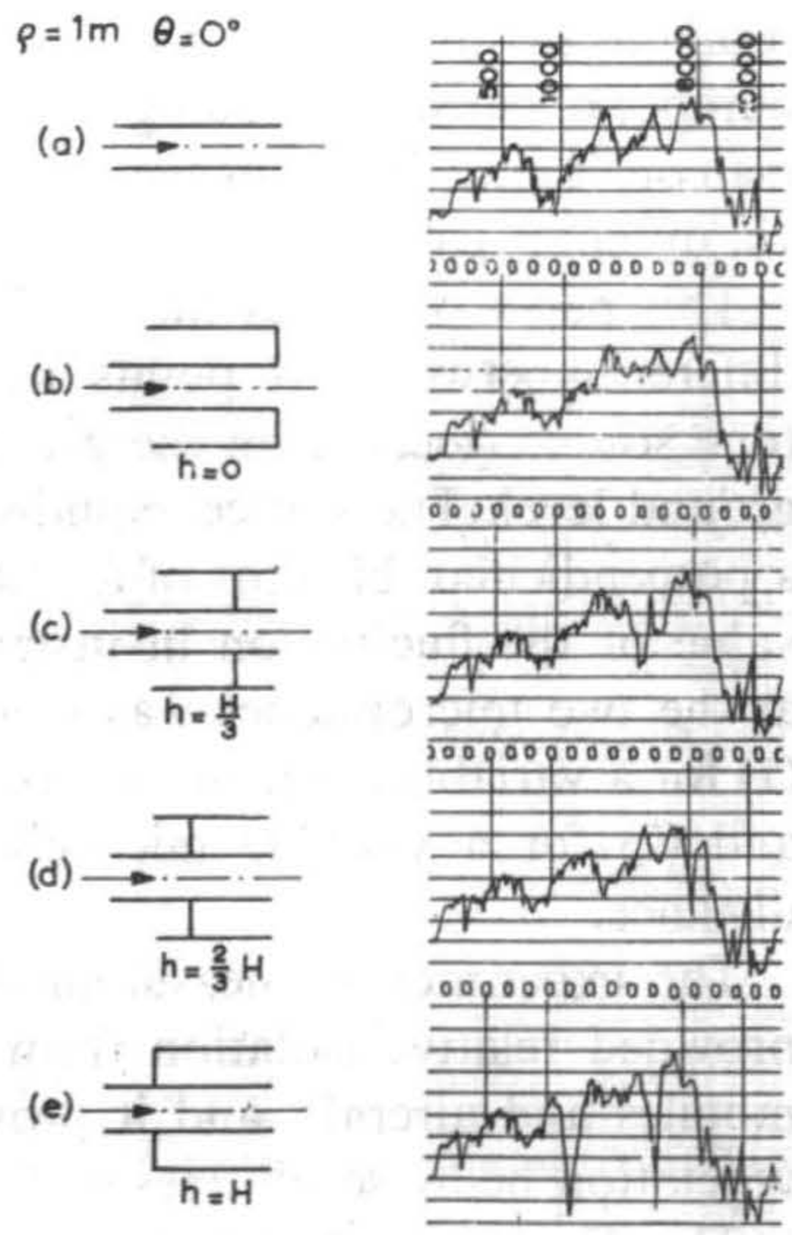


Fig. 4. Spectres sonores en fonction de l'espace annulaire.

hauteur de l'espace annulaire croît. Ainsi donc, il paraît possible de diminuer le niveau sonore de certaines composantes d'un bruit en adoptant un système analogue. Lorsqu'on enregistre à distance la variation de spectre en fonction de l'écart angulaire de la position d'écoute par rapport à l'axe du système, on constate des différences de comportement tenant au fait que la directivité est plus marquée pour les composantes aiguës. Nous avons également essayé de placer deux cylindres au lieu d'un autour du tuyau, de façon à pouvoir mieux ajuster le système dans chaque cas. L'intérêt de tels montages réside avant tout dans leur simplicité, et dans la latitude de réglage qu'ils impliquent; de plus, il est intéressant dans la pratique de ne jouer que sur la géométrie de la matière, et non sur ses propriétés intrinsèques.

L'étude dont ces quelques clichés donnent un aperçu est en cours, et constituera un chapitre destiné à s'inscrire dans le cadre d'une étude générale des enceintes incomplètes.

Phase Fluctuations of Sound Propagated in an Inhomogeneous Atmosphere

C. M. HARRIS AND L. B. KIRVIDA
Columbia University, New York, N.Y. (U.S.A.)

INTRODUCTION

When sound is propagated in the atmosphere, there are phase fluctuations which result from inhomogeneities in the medium. These fluctuations may result from a number of causes, including (1) focusing and defocusing due to action of local micrometeorological inhomogeneities, and (2) interference between sound waves traveling via different paths.

This paper describes the result of experiments in which the fluctuations in phase difference between two points in a sound field were studied. Sound from a 45 c/s pure tone source (located on the ground) was transmitted to two distant microphones at ground level. The source, equidistant from the two microphones, was placed along a perpendicular bisector of a line between the microphones. The root-mean-square value of the fluctuation in instantaneous phase difference between signals received at the two microphones was determined for the following experimental conditions: (1) for a variable source-to-microphone distance with a fixed microphone separation, and (2) for a variable microphone separation with a fixed source-to-microphone distance.

The experimental measurements were taken in southern Arizona. This location provided relative isolation from acoustic background noise sources such as automobiles and aircraft, and it provided a relatively flat, dry, sandy terrain, the only vegetation being scrub trees and clumps of desert grass.

The 45 c/s sound source consisted of twenty 12-inch loudspeakers, all moving in phase. This source was mounted in a trailer and was powered by a portable 45 c/s

electric generator. The total acoustic power output of the sound source was approximately 10 W. Dynamic microphones were used in these tests. A microphone housing was developed to reduce wind noise and to serve as weather protection. This housing proved to be very effective in reducing wind noise and had negligible effect on the microphone sensitivity at 45 c/s, thereby providing an improvement in signal-to-noise ratio.

Continuous recordings of wind direction and wind speed at 3, 6 and 9 m above the ground were made. The temperature readings at the three heights were recorded continuously. The average temperature during this field study was about 32° C. The temperature gradient above the ground varied considerably throughout the day; on the average the gradient was approximately —0.1° C/m (*i.e.* the temperature decreased with height above the ground).

A schematic diagram of the experimental setup is shown in Fig. 1. For a fixed microphone separation, data were taken with the sound source located (along a perpendicular bisector) at the following distances from the microphones: 215, 640 and 3200 m.

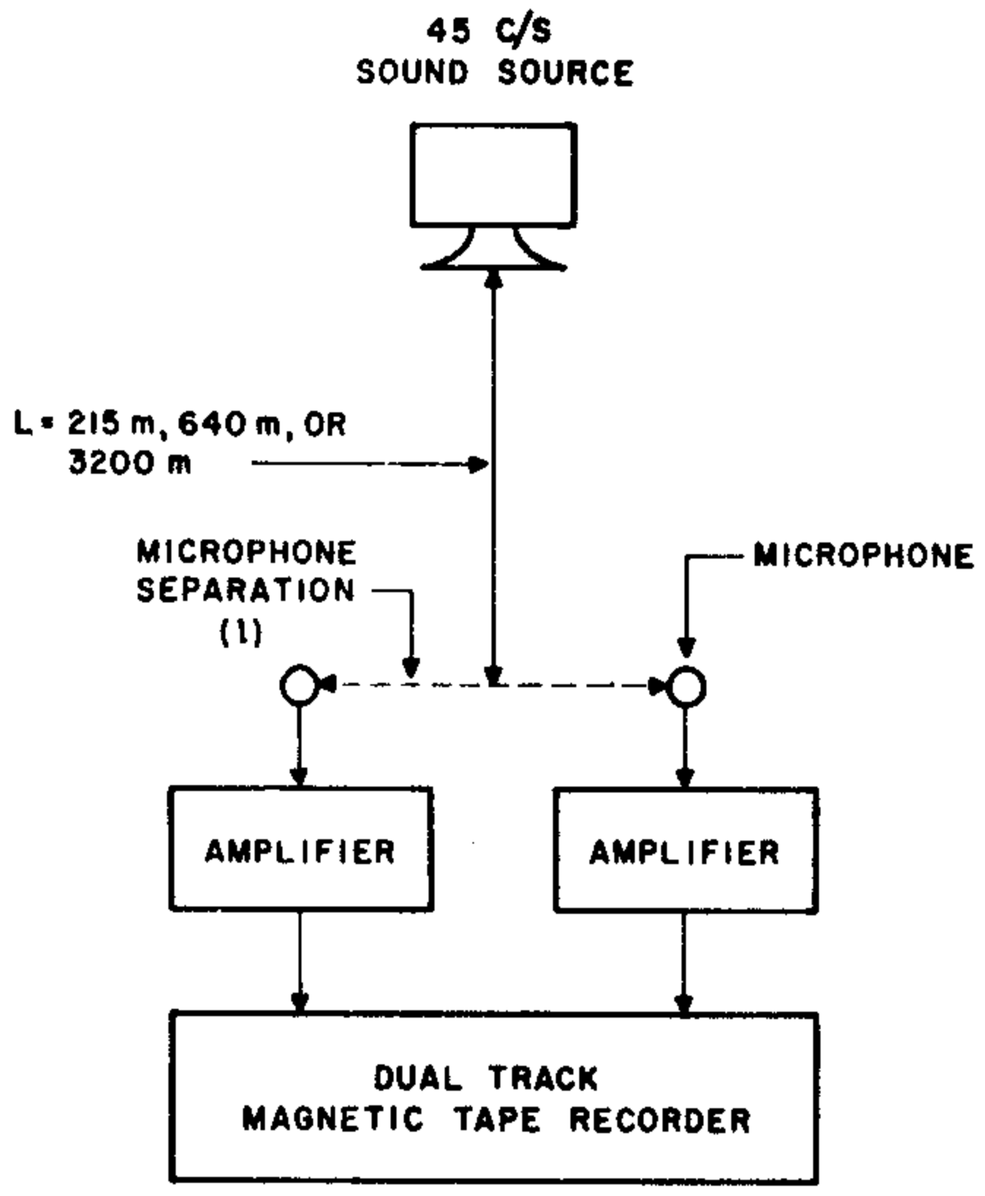


Fig. 1. Schematic diagram showing the experimental test setup.

Then with each of these three fixed source-to-microphone distances L fixed, data were obtained for various microphone separations l varying from $\lambda/6$ to $9\lambda/2$. These data were in the form of recordings of the outputs of the two microphones which were amplified by band-limited audio amplifiers. The gains and phases of the electro-acoustic systems, including the microphones and amplifiers, were adjusted to be equal. The two system outputs were recorded on a dual-track magnetic tape recorder. The total length of each recording was 50 s. It is desirable that this time be as long as possible but is is limited by the fact that the meteorological conditions are a function of time. The instantaneous phase difference between the recorded signals were obtained from the recordings by the use of an especially constructed magnetic-tape playback unit in which one playback head was moveable with respect to the other. Thus a variable amount of time delay (*i.e.* phase shift), could be introduced between two

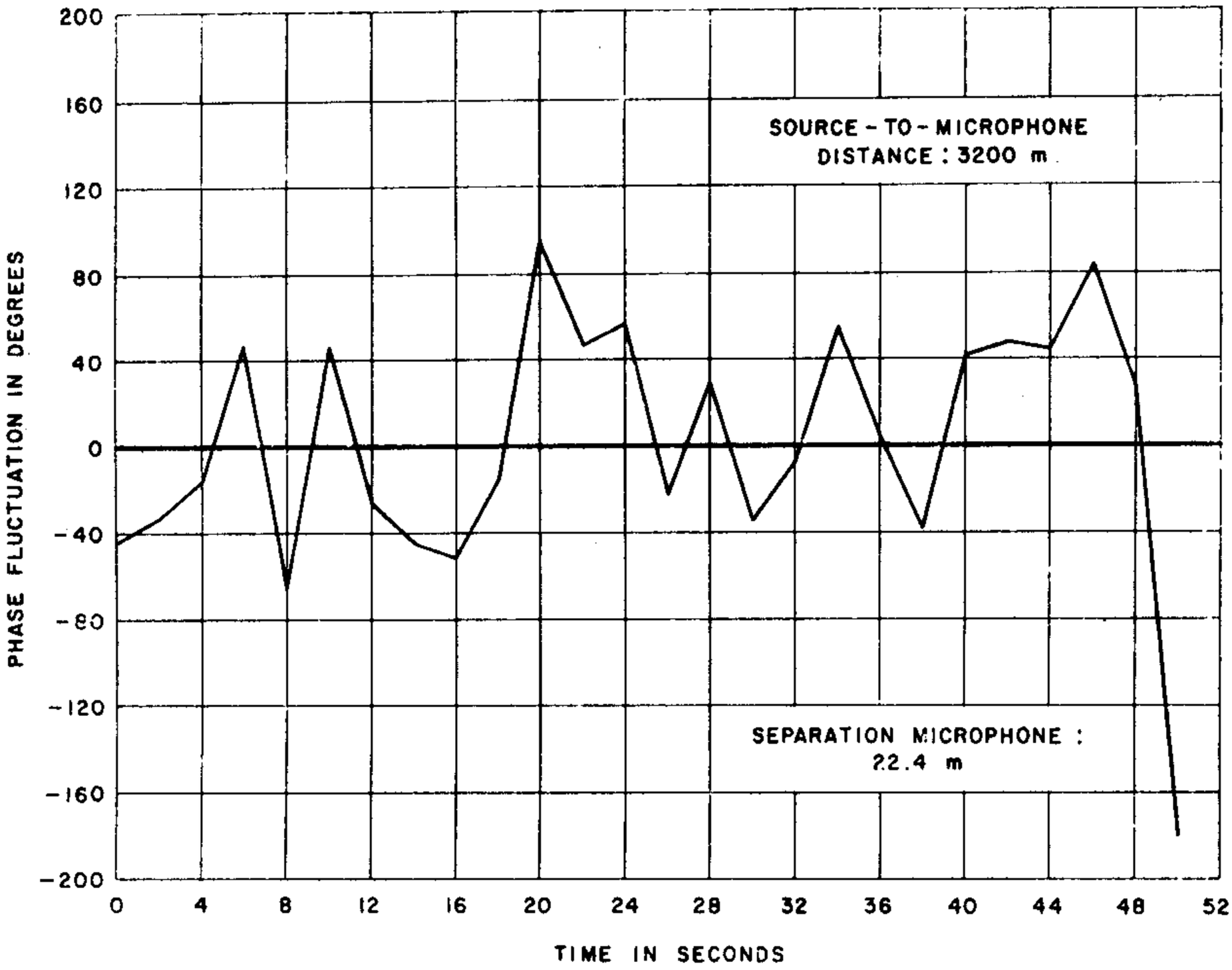


Fig. 2. Instantaneous phase difference between two microphones separated by a distance of 22.5 meters. The 45 c/s source was located along a perpendicular bisector between the microphones, at a distance of 3200 m from them.

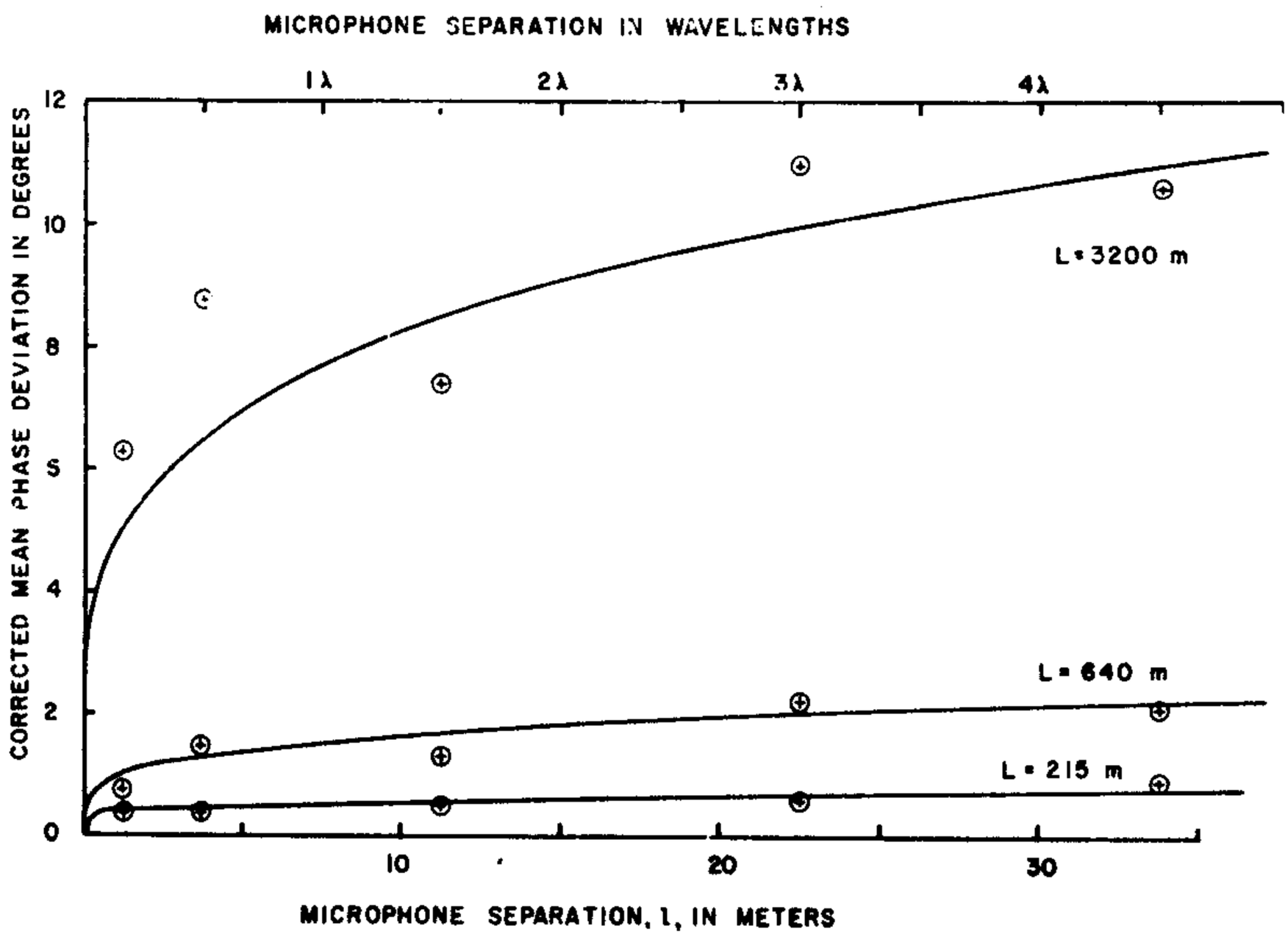


Fig. 3. Mean phase deviation *vs* microphone separation. Data are given for 3 source-to-microphone distances.

reproduced signals and the phase difference thus measured. This instantaneous phase difference was determined from ½-second samples of the recordings, at 2-second intervals, for each experimental run of 50 s in length. For example, Fig. 2 shows measured values for one run, indicating the instantaneous phase difference between two microphones (referred to as the phase fluctuation) which are separated by a distance of 22.5 m; in this example the source-to-microphone distance was 3200 m. The 2-second interval was selected after it was observed that if the measurements were made at shorter intervals, the shape of the phase fluctuation curves would not be altered substantially – only more detail would be observed. A total of 105 experimental records were analyzed in this manner.

Data such as that shown in Fig. 2 gives the instantaneous phase difference between the signals received at the microphones as a function of time. From graphs of this type the root-mean-square value of the fluctuation in this phase difference (about a mean value) was computed for each record.

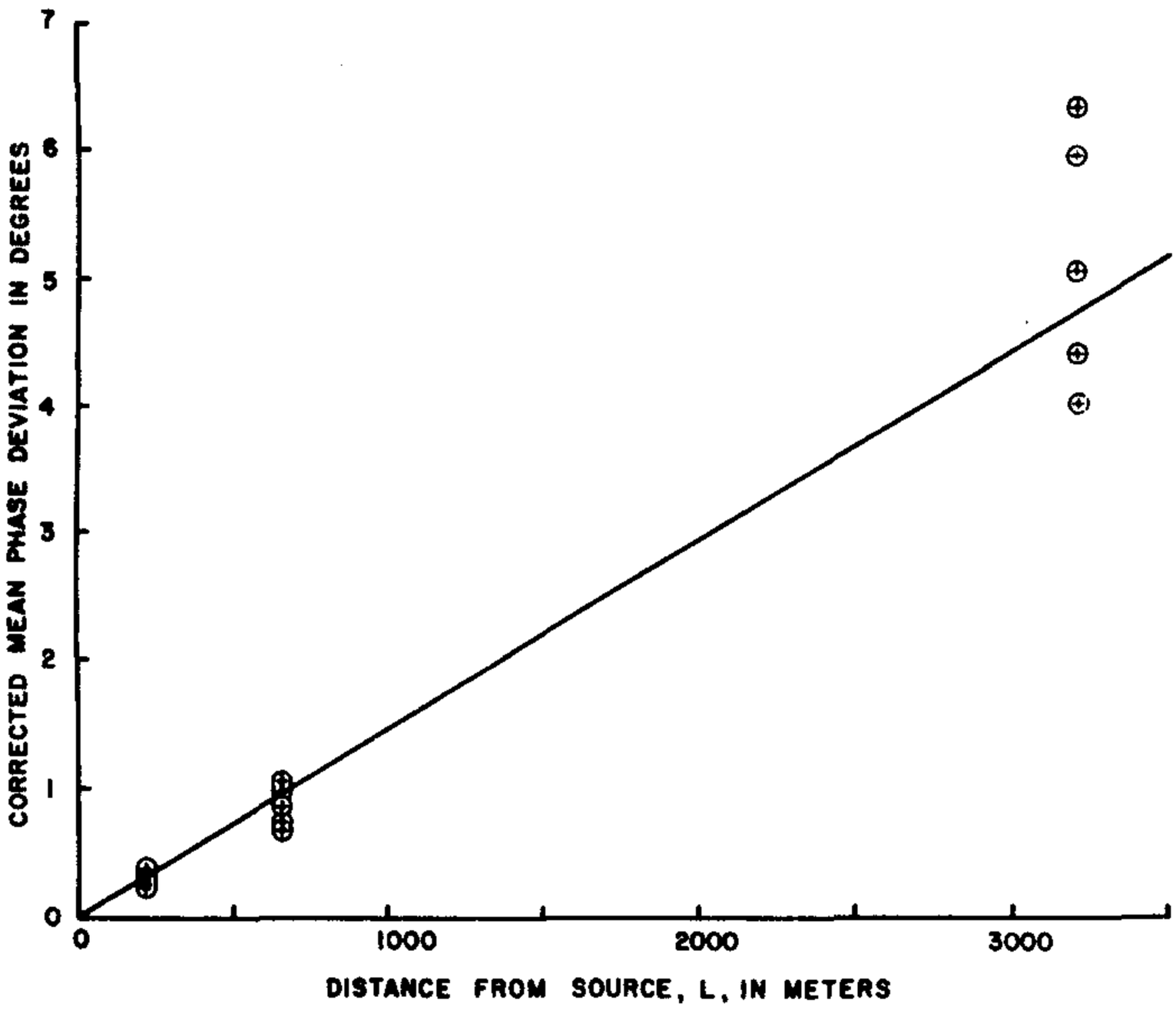


Fig. 4. Mean phase deviation *vs* source-to-microphone distance.

Because experimental data of the type recorded cannot be obtained under identical wind conditions, the root-mean-square values of phase fluctuation have been normalized by dividing by the mean wind speed during the run. The values of the rms phase fluctuation, frequently termed the "mean phase deviation", which are given in Figs. 3 and 4 were so corrected.

COMPUTATIONS OF PHASE FLUCTUATIONS

Fig. 3 shows the average results of measurements in which the spacing between microphones was varied. The data are plotted for three source-to-microphone distances

L, *i.e.* 215, 640 and 3200 m. At each of these distances, measurements of the mean phase deviation were made as a function of the separation *l* between the microphones for the following separation distances: 1.25, 3.75, 11.25, 22.5 and 33.75 m. A statistical analysis of these data indicates that for the conditions specified, the mean phase deviation increases approximately as $l^{\frac{1}{2}}$. Curves have been drawn corresponding to this relationship for three source-to-microphone distances. If the data of Fig. 3 are replotted so as to show mean phase deviation as a function of source-to-microphone distance for a fixed microphone separation, a series of 5 individual curves will be obtained, one for each microphone separation. Employing the $l^{\frac{1}{2}}$ relationship obtained above, the data can be rationalized so that points can be replotted on a single graph, as shown in Fig. 4. A statistical analysis of these data indicate that for conditions specified, the mean phase deviation varies approximately as the first power of the source-to-microphone distance, *i.e.* directly as *L*.

A Method for the Measurement of the Velocity and Attenuation of Low Frequency Sound in Gaess Contained in Tubes

R. G. HARLOW

Battersea College of Technology, London (Great Britain)

METHOD

The basis of the method was first suggested by SMITH.[1] The gas is contained in a cylindrical tube terminated at one end by a piston. The latter is driven by a moving coil and is supported normal to the tube axis by O rings. At the other end of the tube is a reflector designed to provide as nearly as possible a rigid unbroken surface. The piston is maintained in vibration at constant amplitude, and the variation with frequency of the driving point impedance $|Z_{00}|$ of the piston–gas-column system is investigated in the neighbourhood of a natural mode of the tube. The constant amplitude is recognised by the first disappearance of a fringe system formed between a disc cemented to the piston and a fixed lens[1]. The impedance is then proportional to the current through the coil divided by the frequency. We have

$$Z_{00} = Z_0 + (R \pm jX)$$

where Z_0 is the impedance of the piston and the point (R, X) has a circular locus if the reflector is rigid and the attenuation constant α cm^{-1} varies little over a few cycles near

a natural frequency. The circle is derived from the impedance curve, since in Figs. 1 and 2, its diameter is equal to $L'M'$ and $CQ = O'T'$ where $L'T' = T'M'$. Z_0 is determined by measurements at frequencies mid-way between natural modes, where

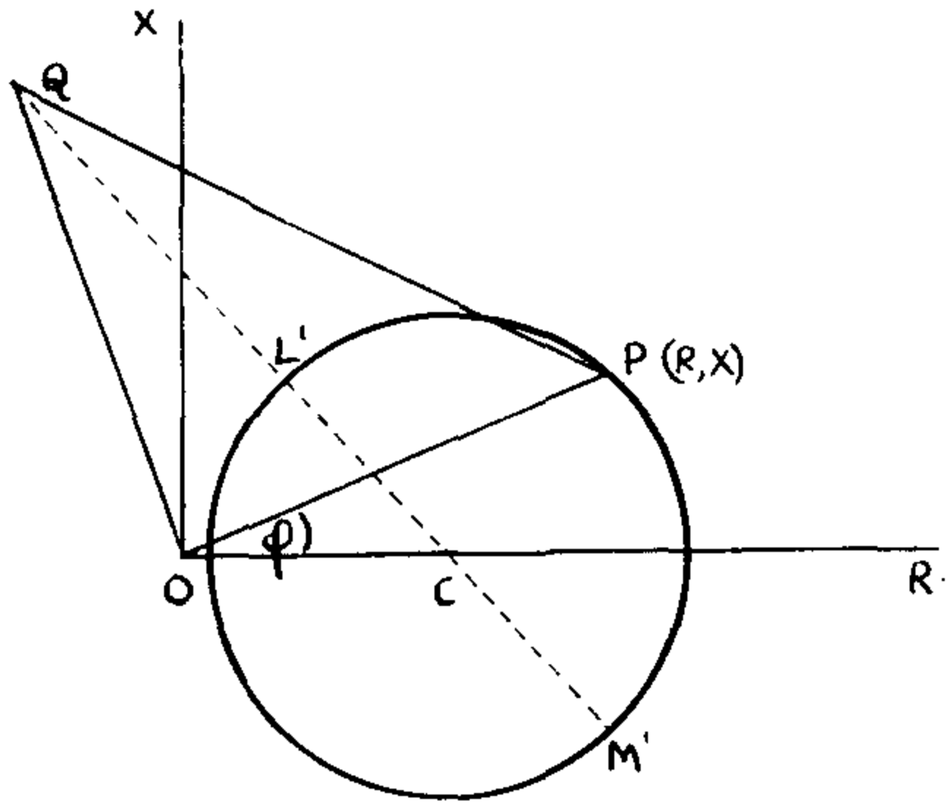


Fig. 1. Circle diagram.

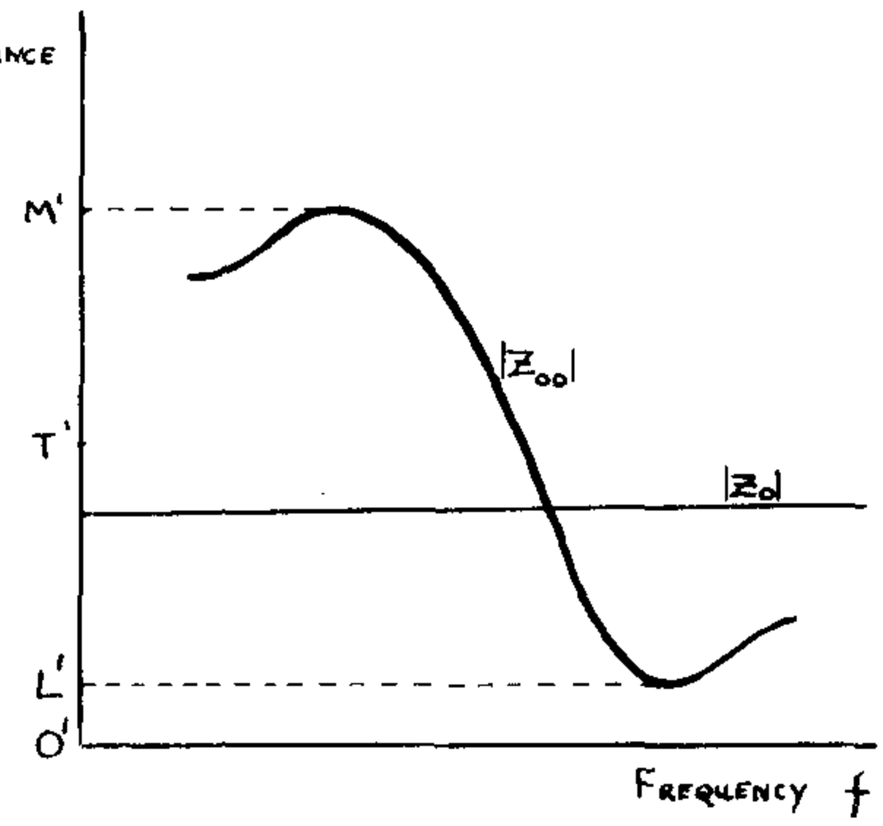


Fig. 2. Impedance curve.

the gas column contributes negligibly to $|Z_{00}|$; between two of these frequencies $|Z_0|$ is assumed to vary linearly. Allowance for the fact that the circle does not pass through the origin is made by successive approximations. The phase angle φ is measured at a number of frequencies and the plot of tan φ against frequency f is closely linear near tan $\varphi = 0$. If tan $\varphi = 0$ when $f = f_n$, then

$$C = 2f_n l/n$$

where C is the velocity in the gas, l is the length of the gas column and n is an integer. The attenuation is given by $\alpha = 2\pi/CS$ where S is the slope of the line at tan $\varphi = 0$.

The velocity of sound in an unbounded medium, C', is given by the Kirchhoff-Helmholtz equation as

$$C = C' \left[1 - \beta \left\{2r(\pi f)^{\frac{1}{2}}\right\}^{-1}\right]$$

for a tube radius r, and widely differing values for β are reported in the literature. However, we may write

$$C' = C\,(1 + C'/C \cdot \alpha/q)$$

where q is the wavelength constant. Hence from the known values of α and q we may obtain C' without assigning a value to β.

Measurements were carried out by the author on air freed from water vapour and CO_2, O_2-free N_2 whose impurities were subsequently determined and A which was freed from N_2. The temperature of the tube was controlled to $\pm 0.01^\circ$ C and the frequency measured to 0.001% using phonic motors. The length of the gas column was changed during the measurements; no systematic errors were revealed.

RESULTS

The results are summarised in Table I. α_{76} is the value of the attenuation referred to a standard gas pressure of 76 cm of mercury. Uncertainty in α_{76} at the lowest frequencies

reduces the reliability of C', but above 1000 c/s the mean deviation is ± 0.005 m/s Using the Beattie-Bridgeman equation of state, and the results above the 1000 c/s, the velocity in dry, CO_2-free air at 1 atm. pressure and 0° C is 331.47 ± 0.01 m/s; in N_2 it is 336.79 ± 0.01 m/s and in A 307.79 ± 0.01 m/s. The corresponding values of γ at infinitesimal pressure are 1.4019, 1.3986 and 1.6665. The plot of α_{76} against $f^{\frac{1}{2}}$ is very closely a straight line passing through the origin. The value of β obtained for the above gases exceeds the theoretical value by 17%, 17% and 23% respectively.

TABLE I

Air			*Nitrogen*			*Argon*		
f_n [c/s]	$\alpha_{76} \cdot 10^4$ [cm^{-1}]	C'at 30.00 °C [m/s]	f_n [c/s]	$\alpha_{76} \cdot 10^4$ [cm^{-1}]	C'at 30.00 °C [m/s]	f_n [c/s]	$\alpha_{76} \cdot 10^4$ [cm^{-1}]	C'at 30.00 °C [m/s]
93.3	1.79	349.21	94.9	1.70	354.93	86.5	2.17	324.37
187.2	2.59	349.23	190.4	2.35	354.88	173.7	3.03	324.37
281.2	3.16	349.20	285.9	3.10	354.94	260.7	4.02	324.34
657.6	4.86	349.20	764.5	4.89	354.93	348.1	4.43	324.31
751.7	4.98	349.22	955.7	5.76	354.90	1047.5	7.91	324.36
1034.5	5.92	349.23	1051.3	5.83	354.90	1135.0	7.99	324.34
1222.6	6.59	349.18	1242.9	6.29	354.91	1295.2	8.53	324.37
1316.9	6.83	349.21	1338.8	6.52	354.93	1309.9	8.72	324.37
1410.9	6.99	349.19	1434.1	6.80	354.90			
1505.2	7.26	349.19						

The method described provides a precise means for determining the free gas velocity. In addition to the above work it has been applied to the measurements in CO_2 and O_2 at room temperatures and to air up to 500° C. At present it is being used to investigate the effect of the presence of very small amounts of water vapour in O_2. It is planned to use the method in a detailed investigation of the factor influencing the value of the Kirchhoff-Helmholtz coefficient.

REFERENCE

1. D. H. SMITH, *Proc. Phys. Soc.* (*London*), 57 (1945) 534.

Propagation of Sound in Natural and Artificial Boundary Layers

E. G. RICHARDSON
King's College, Newcastle upon Tyne (Great Britain)

The apparatus used for the study of the propagation of signals in the atmosphere over a level terrain (Salisbury Plain) consisted of (a) a loud-speaker mounted at heights between 3 and 50 ft and fed from a pure tone oscillator which beams towards (b) two condenser microphones mounted at the same height and connected to amplifiers and recorders below ground (Fig. 1). At the receiving station the usual meteorological data are continuously recorded. The path difference varies between 50 and 200 ft and the intervening turbulence is measured by hot-wire anemometers.

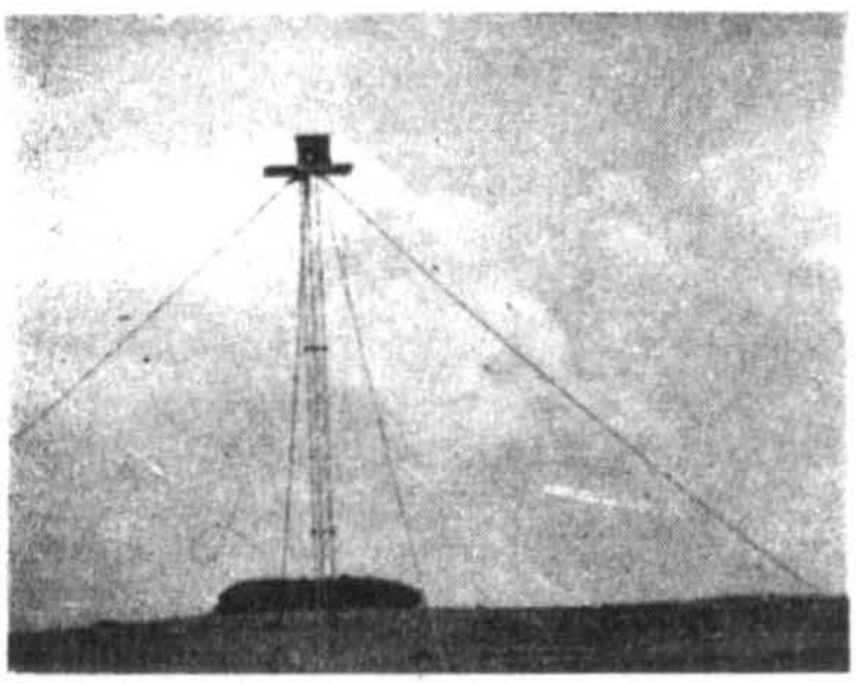


Fig. 1a. Loudspeaker source.

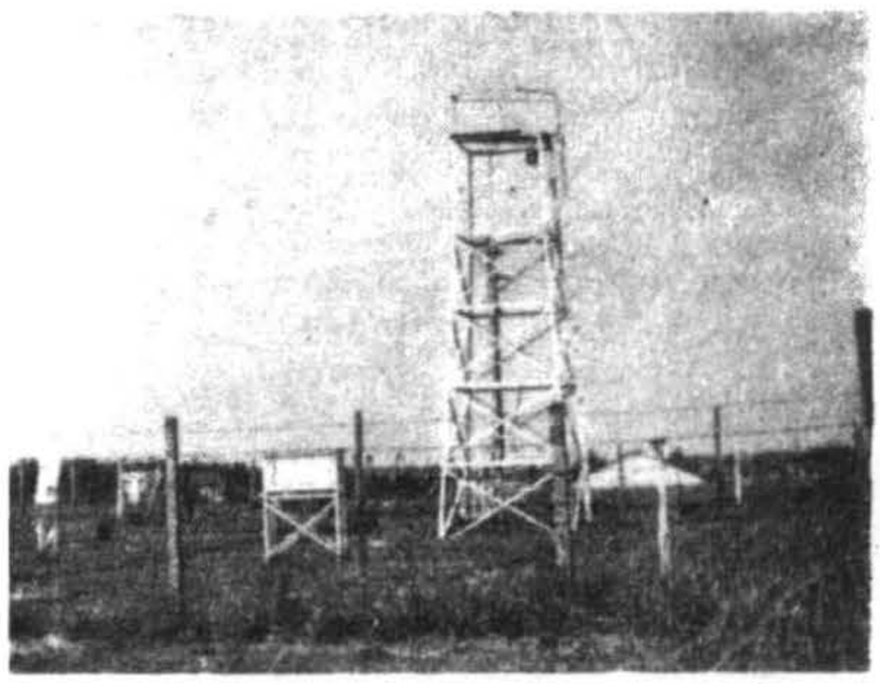


Fig. 1b. Microphone and meteorological station.

The special interest in this work is in the. fluctuations of the signal produced by turbulent eddies and density variations. It has been observed from hot-wire and wind-vane measurements that the intensity of the turbulence increases as the square of the eddy-size (or inversely as the square of the eddy-frequency).

Fluctuations in the signal picked up may be considered under the two aspects: (1) the fluctuations at one place may be studied in relation to the conditions prevailing in the vicinity, (2) fluctuations at two nearby places may be compared for the purpose of delineating a correlation coefficient in the sound transmission.

The relevant parameter which determines the extent and angular distribution of the scattered radiation is that to which Rayleigh's name is usually given, *viz*, $\gamma = 2\pi a/\lambda$ where a is the effective radius of the scatterer and λ is the wave-length. When γ is small, we have Rayleigh scattering, the energy losses being proportional to a^6/λ^4, when it is large we have specular reflection, the amount cut off being proportional to the projected area of the scatterer and independent of λ. In between we have the awkward

cases calculated for optics by MIE with γ near 1 and the losses extremely variable with λ, the refractive index and the direction in which the radiation is observed.

When the scattering entity is small compared with the wavelength of light the intensity of scattered light is proportional to $1 + \cos^2\theta$ where θ is the angle between the directions of the incident and the scattered wave.

As the size is increased to values approaching the wavelength of the incident light more energy is scattered in the forward than in the backward direction. Various maxima and minima appear and increase complexity as the size is increased. This corresponds to the increasing importance of the higher order terms in the Mie series as λ increases. In the limit when the size is very large compared with the wavelength the scattering becomes the diffraction pattern.

Model experiments on the same theme are being made with ultrasonic waves launched across the boundary layer of a long wind-tunnel near one of the walls. In terms of the same value of γ a 1 Mc/s source in the model should correspond to 1 kc/s in the atmosphere with a path difference of 75 cm in place of 50 m full scale.

It is again the factor $\pi D/\lambda$ which determines the spreading of the beam, with D now equal to the aperture of the source. For the horn loud speaker at 280 kc/s in the atmosphere, the diffraction factor is 2; for the 200 kc/s crystal, this is 4, for the horn at 1000 c/s, the factor is 6, for the 1 Mc/s crystal 2.

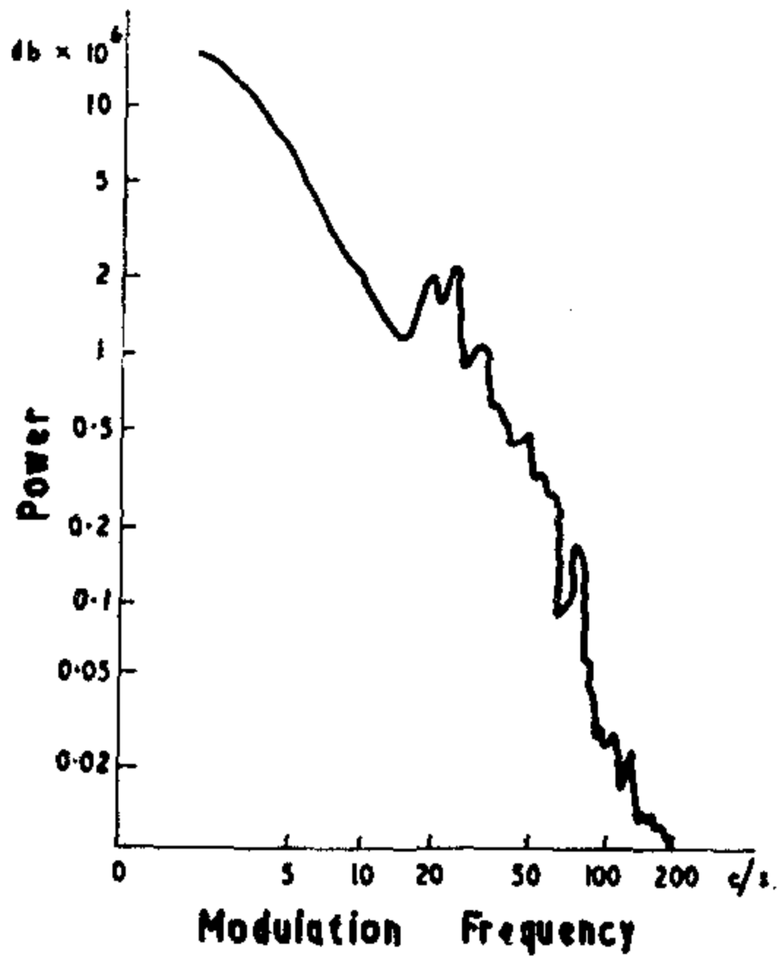


Fig. 2. Spectrum analysis of the modulation of a 200 kc/s signal launched across a boundary layer of a wind-tunnel.

So the diffraction is about twice as significant in the atmospheric conditions, nevertheless we must have a good beam across the wind tunnel where the source occupies a not inconsiderable proportion of the height of the boundary layer. When exact equivalence of diffraction is required, the crystals are masked.

The records of signal fluctuation (in phase) are subjected to auto-correlation analyses by the Wiener method in order to find the spectrum of modulation frequencies which the eddies impose on the sound signal. A typical spectrum analysis in the boundary layer of the wind-tunnel is shown in Fig. 2. Under normal meteorological conditions, similar spectra appear in the analysis of the atmospheric signal fluctuations close to the ground. The open-air measurements continue and are being correlated to various meteorological conditions, in particular, intensity of turbulence and lapse rate of temperature.

Experimental Investigation of the Scattering of Sound in the Atmosphere

M. A. KALLISTRATOVA

Institute of Physics of the Atmosphere of the Academy of Sciences, Moscow (U.S.S.R.)

The propagation of sound waves in the atmosphere is greatly effected by the inhomogeneities of the refractive index due to the turbulent pulsations of temperature T and wind speed v. A theoretical solution of the problem on the scattering of sound was first given in a general representation by OBUKHOV[1] as far back as 1941 and was then developed by BLOKHINTSEV[2] and TATARSKIJ[3, 4]. However, because of some difficulties of technique (a direct wave should be necessarily excluded) the scattering of sound in the atmosphere was investigated only indirectly: from the data of attenuation of a sound wave and from determination of the intensity of sound in the acoustic shadow[5, 6]. The direct experiment was made in September 1958 on an open field (Tsimla, Research Station of the Institute of Physics of the Atmosphere)[7]. At the same time, from the mast situated at a distance of 50 m from this place, vertical profiles of v and T up to the height of 12 m were regularly measured. The scheme of the experi-

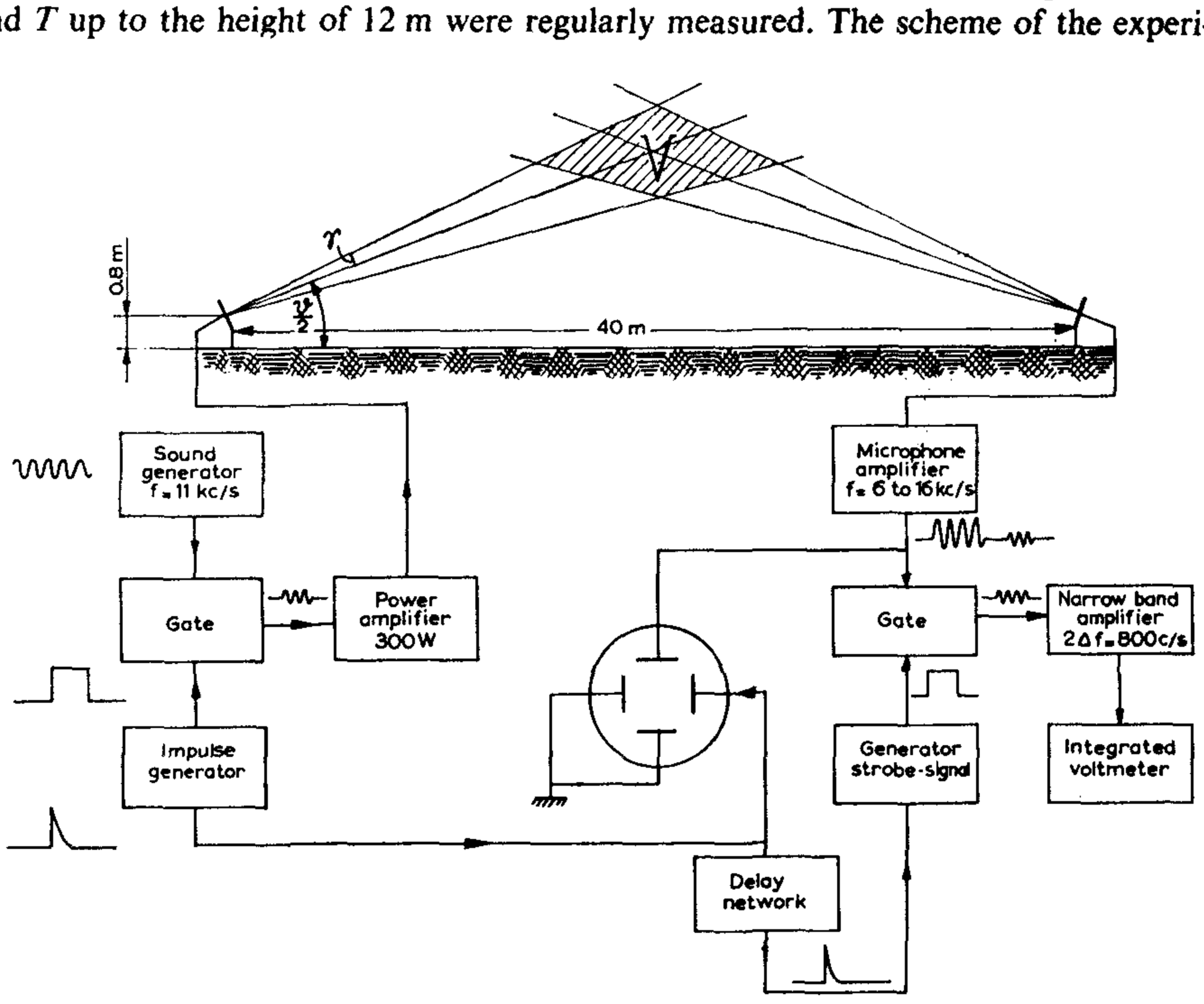


Fig. 1. Scheme of the experiment and block-scheme of the set.

ment chosen and the block-scheme of the set are given in Fig. 1. The radiator and the microphone were placed in an open field at the distance $D = 40$ m from each other. The angle of crossing of the diagram axes could be changed from 0° up to 90°. The radiation scattered in the volume V reached the microphone. The pulse methods made it possible to separate the signal scattered from the direct one due to the side lobes of the directional diagrams. The carrier frequency was equal to 11 kc/s (wavelength $\lambda = 3$ cm) and was not changed throughout the experiment. Pulses of 2 ms were sent to the radiator. They lasted about 20 periods of the carrier frequency (so that the wave could be looked upon as quasi monochromatic). From the microphone amplifier the signal was sent to the measuring amplifier, which was closed during the intervals between the pulses and was opened with delay according to the pulse sent by a strobe-signal. By changing this delay-time we could measure the necessary part of the received signal. Separated in this way, the scattered pulse reached the narrow-band filter, was then detected and sent to an integrating voltmeter with an averaging time of 100 sec. Two identical plane electrostatic transducers with a radiating surface 0.8×0.9 m were used: one as a radiator and the other as a microphone.

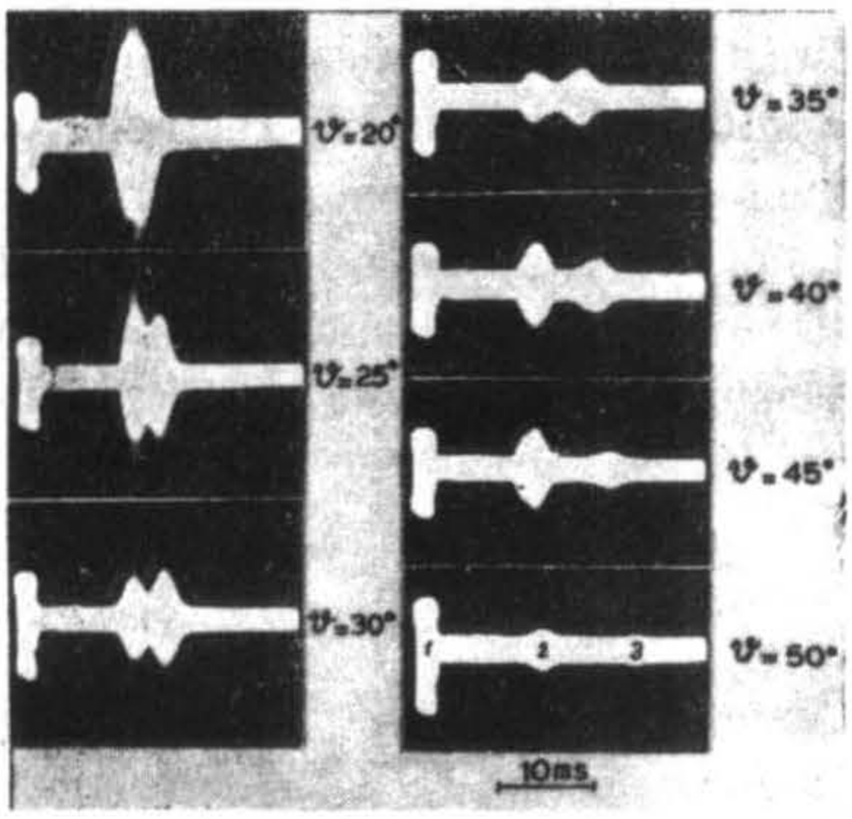


Fig. 2. The photo of a direct pulse (2) and a scattered one (3) on the screen of the oscillograph.

A directional diagram of the transducer, obtained experimentally, when $f = 11$ kc/s, had the width of $\gamma = \pm 5°$ to the first minimum and $\pm 1.5°$ to the half-power value. Fig. 2 illustrates a series of photos of the oscilloscope screen. With increase of the angle of scattering from 20° up to 50°, the time of delay of the scattered pulse (3) increases with regard to the direct pulse (2) and its amplitude decreases. The measurements were made in the following way. The radiator and the microphone were directed to each other ($\theta = 0$) and the integrating voltmeter gave the records proportional to the mean amplitude of a direct signal U_0. Then the angle between the axes was changed and the instrument gave the records proportional to the mean signal $\overline{U}_s$. Altogether we obtained about 60 registrations of scattering at different times of the day.

It follows from the theory[4] that the scattering in the direction of the angle θ is determined by turbulent inhomogeneities, which have the geometrical dimensions

$$l(\theta) = \frac{2\pi}{2k \sin \frac{\theta}{2}} = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{\lambda}} \tag{1}$$

i.e. they satisfy the condition of WULF-BREGGS.

A general expression for the intensity of radiation $\overline{U}^2_{sc}$ scattered by the volume V at an arbitrary spectral density of the refractive index $\Phi_n(\mathbf{K})$ can be written

$$\overline{U}^2_{sc} = \overline{U}_0^2 \frac{ck^4 V}{4R^2} \Phi_n(\mathbf{K}) \tag{2}$$

where U_0^2 is the intensity of radiation in a free space, k the wave number of a propagating wave, V the scattering volume, c the sound velocity in the atmosphere, $\mathbf{K}$ the difference of wave vectors of incident and scattered waves where $|\mathbf{K}| = 2k \sin \frac{\theta}{2}$, and R the distance between the scattering volume and the observation point. The refractive index is defined by

$$\Phi_n(\mathbf{K}) = \frac{1}{2\pi^3} \int\int\int_{-\infty}^{\infty} \cos \mathbf{K}\mathbf{r} B_n(\mathbf{r})\, d\mathbf{r}$$

where $B_n(\mathbf{r})$ is the correlation function of the refractive index of sound. To find $\Phi_n(\mathbf{K})$ the "2/3 law" of KOLMOGOROV-OBUKHOV must be used. Then, taking into account the dependence of $\Phi_n(\mathbf{K})$ upon the altitude and also the dependence of altitude and the value of V upon θ, we obtain from Eq. (2)

$$\frac{\overline{U}_{sc}}{\overline{U}_0} = 0{,}6\gamma^{3/2} \left(\frac{R}{\lambda \cos \frac{\theta}{2}}\right)^{1/6} M \cdot \left(\sin \frac{\theta}{2}\right)^{-8/3} \tag{3}$$

Here M is the analog of the Mach's number for the pulsation velocity determined from meteorological measurement and γ the width of the directional diagram.

Fig. 3 shows an experimental graph of dependences $\frac{\overline{U}_{sc}}{\overline{U}_0}$ upon M for $\theta = 25°$. The value $\overline{U}_s/\overline{U}_0$ as seen from the graph, is 10^{-3} to 10^{-4}, which is in good agreement with the value computed according to the Eq. (3).

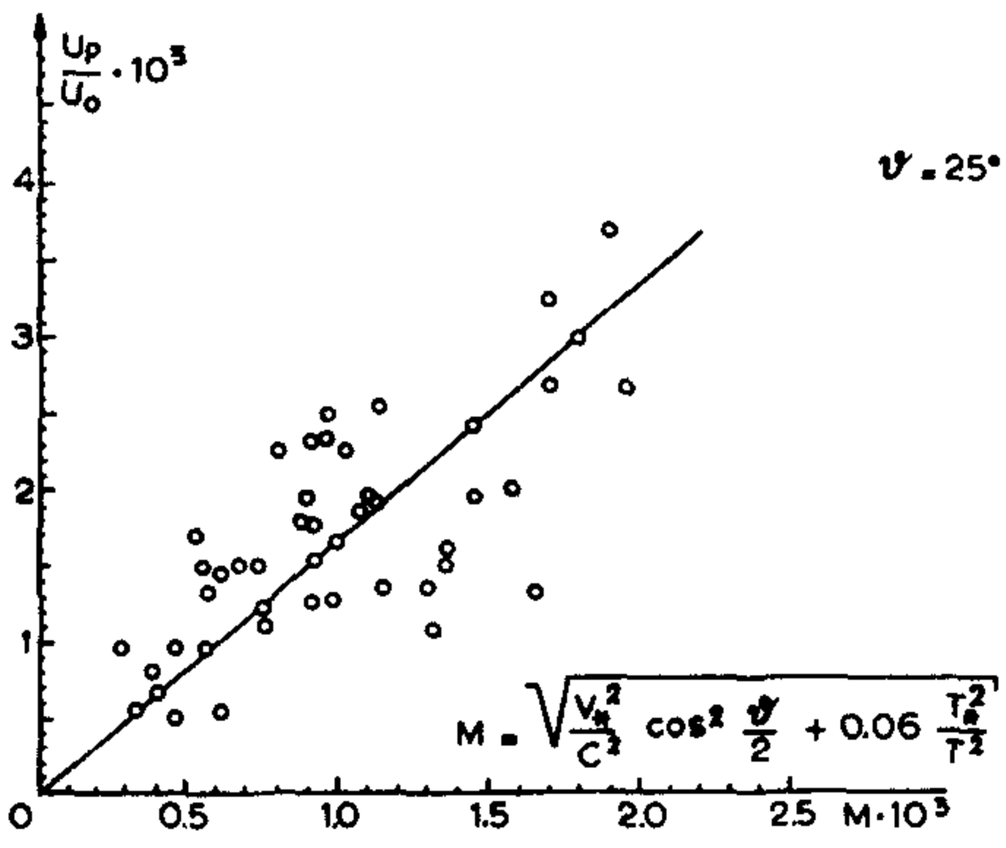


Fig. 3. The dependence of scattering upon the intensity of turbulent pulsations. v_* – the scale of velocity pulsation. T_* – the scale of temperature pulsation, which is obtained as well as v_* from vertical profiles $\overline{T}$ and $\overline{v}$.

During the process of taking the registration of scattering (40 min) the intensity of the pulsations sometimes varied essentially. Therefore, for each angle of scattering we constructed the relation between $\overline{U}_{sc}/\overline{U}_0$ and M with the help of which all values were

reduced to the standard meteorological conditions. After this, the relation between the reduced values $\bar{U}_{sc}/\bar{U}_0$ and $\sin\frac{\theta}{2}$ was formed. Fig. 4 illustrates this relation on a logarithmic scale. The power dependence was found to be

$$\bar{U}_{sc}/\bar{U}_0 \sim \left(\sin\frac{\theta}{2}\right)^{-\alpha} \tag{4}$$

where α is closer to 14/3 than to 8/3, as was obtained in Eq. (3), assuming the validity

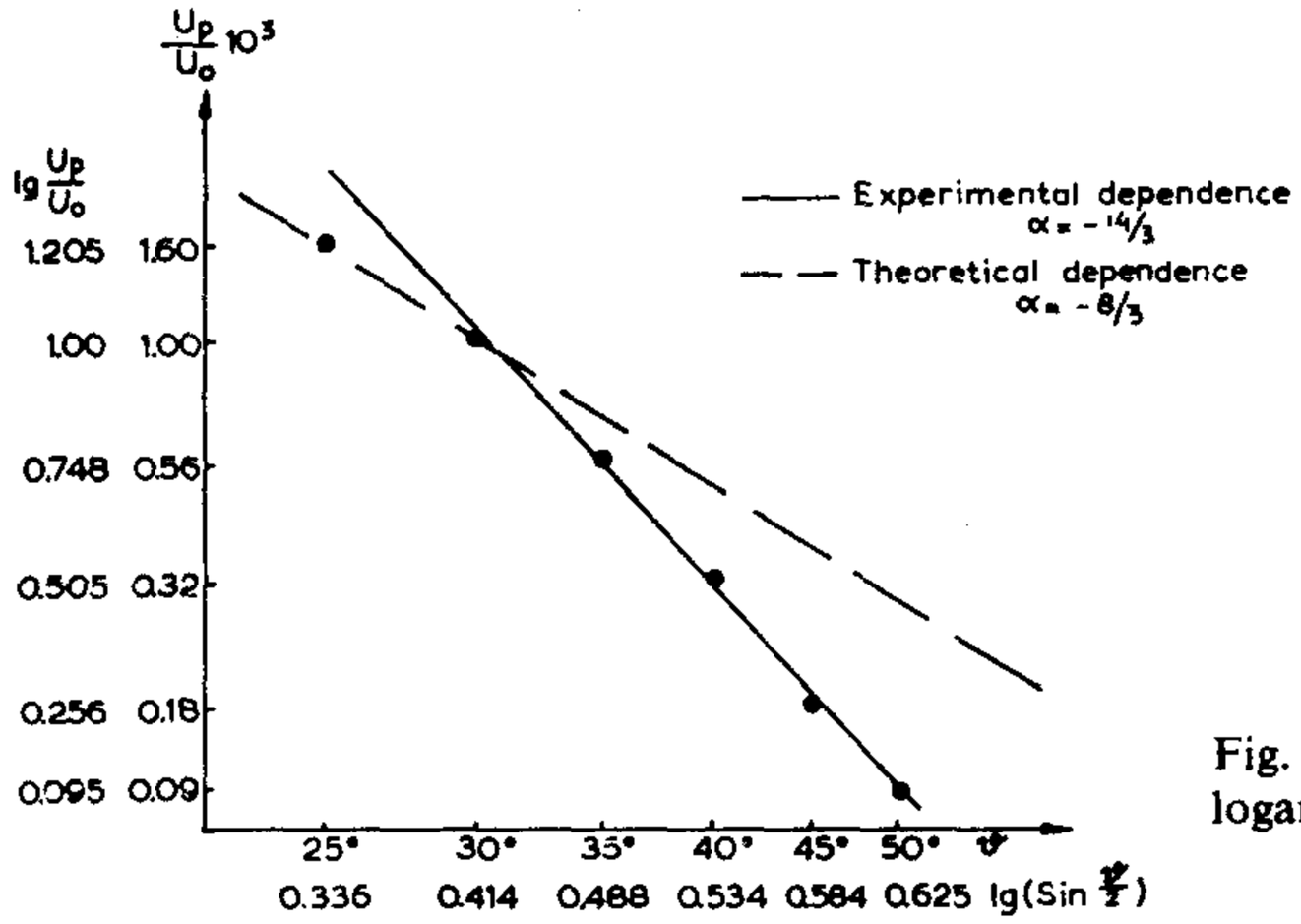


Fig. 4. The scattering shown on a logarithmic scale.

of the 2/3 law. This may be explained by the assumption that in the spectral range of inhomogemeities which took part in the scattering in the direction of 25°–50° the size of corresponding inhomogeneities (according to Eq. 1) $l = 7 - 3{,}5$ cm to which the dissipation of energy is due, deviates from the 2/3 law. However, this assumption requires to be verified separately.

REFERENCES

1. A. M. OBUKHOV, *Doklady Akad. Nauk S.S.S.R.*, 30 (1941) 611.
2. D. I. BLOKHINTSEV, *Akustika neodnorodnoi dvizhuschchejsya sredy* (Acoustics of a non-homogeneously moving medium), Gostekhizdat, Moskwa, 1946.
3. V. I. TATARSKIJ, *Zhur. Eksptl. Teoret. Fiz.*, 25 (1953) 2.
4. V. I. TATARSKIJ, *Teoriya flyuktuatsionnykh yavlenij pri rasprostranenii boli v turbulentnoi atmosfere* (Theory of the fluctuating effects in the propagation of waves in a turbulent atmosphere), Izdatel'stvo Akad. Nauk S.S.S.R., Moskwa, 1959.
5. H. SIEG, *Elektr. Nachr. Tech.*, 17 (1940) 193.
6. U. INGARD, *Proc. Fourth Ann. Noise Abatement Symposium*, Vol. 4 (1953).
7. M. A. KALLISTRATOVA, *Doklady Akad. Nauk S.S.S.R.*, 125 (1959) 69.

Acoustic Radiation from Turbulent Boundary Layers

P. E. DOAK

Mathematical Institute, University of Liverpool (Great Britain)

The problem of the acoustic radiation from a turbulent fluid containing foreign bodies of arbitrary shape and composition can be solved formally by the method of Green's functions. Often knowledge of the fluctuations in only one scalar variable on the surface of the bodies is sufficient to permit fairly accurate estimation of the total acoustic radiation from subsonic turbulent boundary layers on them, provided an appropriate Green's function can be found, either exactly or approximately. This variable may be the pressure.

As LIGHTHILL[1] has shown, the volume source distribution for density fluctuations is quadrupole. If fluctuations are everywhere locally isentropic the volume source distribution for pressure fluctuations is also quadrupole. The effective volume source distribution for pressure fluctuations in a region that is only acoustically disturbed is quadrupole in any case. When arbitrary bodies are immersed in a fluid all dipole radiation must come from surface source distributions on their surfaces. If the density, or normal density gradient, fluctuations vanish on such surfaces then there is no dipole density radiation. This is equally true for pressure fluctuations in the radiation field. It follows from these exact statements that compressible effects on surface values cannot be ignored in estimates of the acoustic radiation from turbulent boundary layers. The result of PHILLIPS[2] that dipole radiation from the turbulent boundary layer on a rigid flat plate vanishes when the turbulence is statistically homogeneous in planes parallel to the plate is a special case of this, because the incompressible Navier-Stokes equations were used to yield conditions on the plate.

Insofar as acoustic radiation is concerned the subsonic boundary layer itself may be regarded crudely as a layer of lumps of fluid, each small in size compared with the acoustic wavelength, each having a quadrupole moment but no dipole or monopole moment, all having a random phase distribution, and the whole layer being within a small fraction of a wavelength from the wall. It is therefore advantageous to choose for the Greens' function that vanishing on the wall, so that, exactly

$$p - p_0 = \int\int_{t'V} qG \, \mathrm{d}V' \, \mathrm{d}t' - \int\int_{t'S} p \, \frac{\partial G}{\partial n'} \, \mathrm{d}S' \, \mathrm{d}t' \tag{1}$$

where $p - p_0$ is the pressure increment, t' the time of emission of a wave by a source point, V the volume occupied by fluid, q the quadrupole source density, G the Green's function, S the surface of immersed bodies, and n' the normal at the point $(\mathbf{x}')$ on S. This choice of G makes the volume integral, which is at least quadrupole radiation, tend to octupole radiation because when the local radius of curvature of the surface is large compared with the wavelength, as is often the case, the volume integral represents

approximately the free field radiation from the actual sources together with that from their negative mirror images in the wall, the two being separated by a distance small compared with the wavelength.

The radiation from a subsonic boundary layer on a flat plate thus can be estimated on the assumption that the volume integral is negligible. Evaluation of the surface integral gives the expression

$$P/(\textit{unit area}) = (6\pi\varrho_0 a_0^3)^{-1}\,\overline{\{\partial p\,(\mathbf{x}',t)/\partial t\}^2}\,A(\mathbf{x}';\,\partial p/\partial t)\,\{1 + O(M)\} \tag{2}$$

for the total radiated power P, per unit surface area. Here ϱ_0 and a_0 are density and sound speed in the undisturbed fluid, M is a representative Mach number, and $A(\mathbf{x}';\,\partial p/\partial t)$ is a correlation area defined by the surface integral

$$\int_S \overline{\frac{\partial p\,(\mathbf{x}',t)}{\partial t}\,\frac{\partial p(\mathbf{x}'',t)}{\partial t}}\,\mathrm{d}S'' = \overline{\left\{\frac{\partial p\,(\mathbf{x}',t)}{\partial t}\right\}^2}\,A(\mathbf{x}';\,\partial p/\partial t) \tag{3}$$

Direct measurements of the covariance $\overline{(\partial p/\partial t)^2}$ and of A are not available, but from measurements by HARRISON[3] of pressure fluctuations on a rigid wall rough estimates of them can be formed for frequencies f, in the range $10^{-2} < f\delta^*/U_0 < 2\cdot 10^{-1}$, where δ^* is the boundary layer displacement thickness and U_0 the main stream mean speed. These estimates are $A \sim 1.6\,(U_0/f)^2$ and $\overline{(\partial p/\partial t)^2} \sim (2\pi f)^2\Psi(f)$ where $\Psi(f)$ is the measured spectral density of mean square wall pressure fluctuations. For these values Eq. (2) becomes

$$\delta P/(\textit{unit area}) \sim (6\pi\varrho_0 a_0^3)^{-1}\cdot(2\pi f)^2\,\Psi(f)\cdot 1.6\,(U_0/f)^2\delta f\,\{1 + O(M_0)\} \tag{4}$$

being the power radiated per unit area in the frequency band δf. If HARRISON's average value for $\int_0^\infty \Psi(f)\mathrm{d}f$ is used (the measured values varied roughly as $U_0^{1/2}$) the total power radiated per unit area is

$$P/(\textit{unit area}) \sim 76\cdot 10^{-6}\varrho_0 a_0^3 M_0^6\,\{1 + O(M_0)\} \tag{5}$$

This dipole radiation can be compared with an overestimate of the quadrupole radiation contributed by the volume integral, based on a formula due to LIGHTHILL[4]. This is an overestimate because the cancelling effect of the image sources is ignored. If the quadrupole power is called P_q then the ratio is $P_q/P = (3/5)M_0^2$. The ratio of the effective diameter d of the correlation area to the acoustic wavelength λ turns out to be $d/\lambda \sim (10/7)M_0$. HARRISON's Mach number varied from 0.05 to 0.2, approximately. A full account of the investigations summarised here is to be published elsewhere.

REFERENCES

1. M. J. LIGHTHILL, *Proc. Roy. Soc. A*, 211 (1952) 564.
2. O. M. PHILLIPS, *Proc. Roy. Soc. A*, 234 (1956) 327.
3. M. HARRISON, *Second symposium on naval hydrodynamics*, Washington, August 1958.
4. M. J. LIGHTHILL, *Proc. Roy. Soc. A*, 222 (1954) 19.

On the Use of the Acoustic Spectrum as a Criterion for Theories of Turbulence*

W. C. MEECHAM AND G. W. FORD
Deparment of Physics, University of Michigan, Ann Arbor, Mich. (U.S.A.)

The problem of explaining and predicting phenomena connected with fluids in turbulent flow is one of the more challenging of the outstanding problems of fluid dynamics. It is particularly so because the basic equations governing the phenomena are well-known and of almost unquestioned validity. The number of equations required of course depends on the allowed complexity but the basic ones are essentially the Navier-Stokes equation, a continuity equation, and an equation of state. The reason more is not known about the solutions of the equations is of course their non-linearity.

This mathematical difficulty has had interesting consequences in the development of the topic. We shall not touch here on experimental consequences but simply remark that the difficulties have forced workers to adopt simplifying hypotheses in order to develop a predictive theory.

It is useful to divide turbulence hypotheses into two groups. The first group could be said to consist of those which are somewhat strongly suggested by experiment. The frequently assumed statistical homogeneity and isotropy fall in this group. After these simplifying assumptions have been made it is necessary to make still other hypotheses concerning turbulence. These form the second group. They frequently involve assumptions concerning the nature of turbulence correlations or concerning the way in which energy is passed from large to small eddies. The hypotheses of this second group cannot be said to rest nearly so firmly on experiment as do those of the first group. Nor can they with ease be evaluated theoretically – they must for the present be called uncontrolled approximations which are made in the spirit of getting on with the problem.

Because of this difficulty one must rely entirely upon checking the predictions of the various hypotheses in evaluating them. For instance one often uses one or more of the measured velocity correlations or alternatively (and more often) the closely related kinetic energy power spectrum. It has turned out that these quantities are many times not sensitive to the fundamental hypotheses. For instance the KOLMOGOROV cascade assumption[1] and KRAICHNAN's recent theory[2], based on assumptions concerning the statistical dependence of the Fourier transform of the turbulence velocity field, give spectra differing by but the 1/6 power of the wave number.

It is proposed here that for some turbulence theories the power spectrum of turbulence-generated sound forms a much more sensitive criterion. As will be seen, in order

* Supported in part by U.S. Office of Naval Research and U.S. Army Signal Corps through Project MICHIGAN.

that the acoustic criterion be used it is necessary that the theory be sufficiently comprehensive to allow the prediction of time as well as space correlations.

We now review briefly the development[3] leading to that acoustic power spectrum. The development begins with the familiar formula due to LIGHTHILL[4] for the density change due to a volume of fluid in turbulent moiton at low Mach number

$$\Delta\varrho(\mathbf{r},t) \equiv \varrho(\mathbf{r},t) - \varrho_0 = \frac{\varrho_0}{4\pi c_0^2}\int d\mathbf{r}'\int dt'\,\frac{\delta(t'-t+|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|/c_0)}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|}\,\frac{\partial^2 u_i' u_j'}{\partial x_i'\partial x_j'} \tag{1}$$

where u_i' are the components of the velocity of the turbulent fluid at the space–time point $(\mathbf{r}',t')$, ϱ_0 is the average fluid density, c_0 is the average sound velocity, and $(\mathbf{r}, t)$ is the space–time field point. The space integral is to be carried over the entire volume of turbulent fluid.

Now if we take the divergence of the Navier-Stokes equation, using the usual assumption for low Mach number turbulent fluid that the fluid is incompressible, we find that

$$\frac{\partial^2 u_i' u_j'}{\partial x_i'\partial x_j'} = -\frac{1}{\varrho_0}\nabla'^2 p' \tag{2}$$

which can be substituted in the LIGHTHILL formula. Upon integrating over t' and integrating by parts we find that Eq. (1) becomes

$$\Delta\varrho(\mathbf{r},t) = \frac{1}{4\pi c_0^4 r}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int d\mathbf{r}'\,p\left(\mathbf{r}',t-\frac{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|}{c_0}\right) \tag{3}$$

where it is assumed that the dimension of the region in which the turbulence is confined is small compared with the distance r to the observation point. It is seen in Eq. (3) that the source of the sound field can be thought of as the (second time derivative of the) turbulent pressure field. The fluctuations of the fluid pressure are the direct sources of the sound.

It is interesting to put the representations of the sources of the sound field given by Eq (3) in terms of Fourier transforms. We let

$$\Delta\varrho\,(\mathbf{r},t) = \int \exp\,[i\omega t]\,\widetilde{\Delta p}(\mathbf{r},\omega)\,d\omega \tag{4}$$

and

$$\mathrm{p}(\mathbf{r}',t) = \int \exp\,[i\omega t + i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}']\,\tilde{\mathrm{p}}\,(\mathbf{k},\omega)\,d\mathbf{k}\,d\omega \tag{5}$$

Substituting these transforms in Eq. (3), using the assumption that r is large compared with the size of the turbulent region, and carrying out the integral over the turbulent region, one finds

$$\widetilde{\Delta\varrho}(\mathbf{r},\omega) = -\frac{2\pi^2\omega^2}{c_0^4 r}\exp\left[-i\frac{\omega}{c_0}r\right]\tilde{p}\left(-\frac{\omega}{c_0}\hat{\mathbf{r}},\omega\right) \tag{6}$$

where $\hat{\mathbf{r}}$ is the unit vector pointing from the turbulent region to the point of observation. This is a particularly simple way in which to consider turbulent generated sound. It is seen that the strength of a given frequency in the radiated sound field is proportional to the strength of that same frequency and wave length in the turbulent pressure field.

The quadrupole character of the sound sources as seen from the original LIGHTHILL form for the field, reflects here in the ω^2 coefficient.

We now proceed with the calculation of the acoustic power spectrum using the KOLMOGOROV hypothesis. Essentially this hypothesis amounts to assuming that for large Reynolds number turbulence the energy, which is put into the large eddies, is passed down to next larger eddies and so on down to the smallest (viscous) eddies: the so-called cascade process.

We may use this hypothesis to calculate the expected form of the acoustic power spectrum. First, upon taking the correlation of the turbulence-produced sound density fluctuations, using Eq. (3) and then taking the Fourier transform with respect to time we find the following result for the power spectrum of the radiated sound

$$P(\omega) = \frac{\varrho_0 V}{8\pi^2 c_0^5} \int \mathrm{d}\boldsymbol{\xi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[\mathrm{i}\omega\tau\right] \frac{\partial^4}{\partial\tau^4} \dot{F}(\boldsymbol{\xi},\tau)\, \mathrm{d}\tau \tag{7}$$

where V is the volume of turbulent fluid and F is the correlation of the turbulent pressure fluctuation

$$F(\boldsymbol{\xi},\tau) = \frac{1}{\varrho_0^2} \left\{ \langle p(\mathbf{r}',t')\, p(\mathbf{r}'',t'') \rangle - \langle p^2(\mathbf{r}',t') \rangle \right\} \tag{8}$$

with

$$\boldsymbol{\xi} = \mathbf{r}'' - \mathbf{r}'$$

$$\tau = t'' - t'.$$

Here of course $\langle p^2 \rangle$ represents the mean square of the pressure.

It is worth remarking that Eq. (7) involves no assumption concerning the form of the turbulence. In order to continue it is now necessary to apply some hypothesis concerning the structure of the turbulence.

Using the KOLMOGOROV form for the pressure correlation, it is a simple matter to find the following results[8]. When the sound frequency is low compared with large eddy frequency, we have

$$P(\omega) \sim \varrho_0 V c_0^2 M^3 \left(\frac{\omega L}{c_0}\right)^4 \tag{9}$$

where V is the turbulence volume, M is the turbulence Mach number $\left(\text{ratio } \frac{U}{c_0}\right)$, and L is the size of the largest eddies. On the other hand when the sound frequency is large compared with the turbulent frequency

$$P(\omega) \sim \varrho_0 V c_0^2 M^{21/2} \left(\frac{c_0}{\omega L}\right)^{7/2} \tag{10}$$

thus falling off like $\frac{7}{2}$ power of the frequency. This latter form should be universal, *i.e.* independent except for a constant of the particular mechanism driving the turbulence.

We now turn to the form of the power spectrum predicted using KRAICHNAN's theory. KRAICHNAN uses an assumption concerning the relative statistical independence of different Fourier space-transform components of the velocity field. Utilizing such an assumption he calculates correlations of the different field variables in a turbulent region. Consequently he can calculate the expected spectrum of sound radiated by such a region. It is found that the power spectrum falls off like the inverse first power of the frequency (at high frequencies), to be compared with the $\frac{7}{2}$ power of the frequency obtained from the KOLMOGOROV cascade hypothesis.

In conclusion we see, as proposed at the outset, that the predicted acoustic power spectrum is particularly sensitive to the form of turbulence hypothesis used. Present experiments indicate that the power spectrum falls off like a higher power of the frequency, tending to support the KOLMOGOROV hypothesis. It must be emphasized however that these experiments may not adequately satisfy the restrictions imposed by the theory. In particular the experiment should involve little mean shear flow to be properly compared with the theories.

REFERENCES

1. A. N. KOLMOGOROV, *Compt. rend. acad. sci. U.R.S.S.*, 30 (1942) 301.
2. R. H. KRAICHNAN, *Phys. Rev.*, 109 (1958) 1407.
3. W. C. MEECHAM AND G. W. FORD, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 318.
4. M. J. LIGHTHILL, *Proc. Roy. Soc. (London), A* 211 (1952) 564.
5. U. INGARD, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 1202.

Einige Fragen der nichtlinearen Akustik

N. N. ANDREEV

Akustisches Institut, Akademie der Wissenschaften, Moskau (U.d.S.S.R.)

BEZEICHNUNGEN

p	= Schalldruck	ε	= Energie der Masseneinheit
p_0	= Gleichgewichtsdruck	c_0	= Schallgeschwindigkeit
ϱ	= Dichte	v	= Teilzeitgeschwindigkeit
ϱ_0	= Gleichgewichtdichte	T	= Zeitperiode
E	= Energiedichte	λ	= Wellenlänge

Es handelt sich im folgenden um drei Fragen:
1) Die Energieverhältnisse in Flüssigkeiten ohne Reibung und ohne Wärmeleitung.
2) Stehende Wellen endlicher Amplitude.
3) Die Mittelwerte für Schallimpulse endlicher Amplitude.

1) Berechnet man die potentielle Energie für eine Flüssigkeit, so findet man für die Masseneinheit (nach Lamb)

$$\varepsilon_{pot} = \frac{1}{\gamma - 1}\left(\frac{p}{\varrho} - \frac{p_0}{\varrho_0}\right) \tag{1}$$

für die Energiedichte

$$E_{pot} = \frac{p_0}{\gamma - 1}\left(\frac{p}{p_0} - \frac{\varrho}{\varrho_0}\right) \tag{2}$$

Die angenäherten Ausdrücke lauten

$$E_{pot} = \frac{1}{\gamma}\left(p' + p'' + \frac{p'^2}{2\varrho_0 c_0^2}\right) \tag{3}$$

$$E_{kin} = \frac{\varrho_0 v'^2}{2} \tag{4}$$

Gewöhnlich behauptet man

$$\overline{E_{kin}}^{t} = \overline{E_{pot}}^{t} = \frac{p'^2}{2\varrho_0 c_0^2}$$

Dies ist, wie man sieht, sowohl in der linearen als auch in der nichtlinearen Akustik fehlerhaft. Warum führt es aber nie zu falschen Resultaten?

Die Erklärungen, die man in der Literatur findet, sind nicht überzeugend. Das lässt sich leicht einsehen, wenn man bedenkt, dass man es in der Praxis nicht mit Zeitmittelwerten der Energie zu tun hat, sondern mit den Energien, die in einem Wellenpaket enthalten sind. Es gilt dann für den Energiestrom

$$I = p'v = p_0 v' + p'v' + p_0 v'' \tag{5}$$

Für einen undurchdringlichen Strahler erhalten wir

$$\overline{p_0 v''}^{t} = 0$$

Es folgt dann

$$\overline{TfI}^{t} = 2\lambda \overline{E_{kin}}^{t} = 2\lambda \overline{E_{kin}}^{\lambda} \tag{6}$$

Nun ist $\overline{TfI}^{t}$ die totale Energie zwischen zwei Nullstellen des Wellenpakets, also $E_{pot} = \lambda\, \overline{\varepsilon_{kin}}^{\lambda}$ womit das Gesuchte bewiesen ist.

Ich möchte noch eine allgemeine Bemerkung aussprechen. Die Zeitmittelung einer Funktion $\varphi(t,x)$ hat überhaupt keinen physikalischen Sinn, weil ja zwei verschiedene Funktionen $\varphi(t,x)$ das gleiche Zeitmittei haben können. Dies gilt für Raumgrössen wie ϱ, ϱv, ϱv^2. Dagegen hat die Raummittelung keinen Sinn, wenn man mit Flächengrössen wie p, $p \cdot v$ zu tun hat.

2) Fortschreitende Schallwellen sind von mehreren Forschern untersucht worden. Anders ist es bei stehenden Wellen. Die Grundgleichungen haben in der zweiten Näherung die Gestalt hyperbolischer Gleichungen, jedoch mit einer äusseren Raumkraft, deren Grösse durch Grössen der ersten Näherung bestimmt ist, und zwar quadratisch. Die betreffende Lösung enthält Glieder von der Form

$$t \cdot f\left(t - \frac{a}{c_0}\right)$$

Also muss in der Schallwelle eine Diskontinuität entstehen. Aus der Gasdynamik weiss man aber, dass dabei ein Energieverlust entsteht. Die Lösung demonstriert also einen ersten Schritt zum thermischen Gleichgewicht, ist also in Übereinstimmung mit allgemeinen Prinzipien der Physik.

Ich füge eine weitere Bemerkung an. Betrachtet man die Lösung in einem (x,t)-Diagramm (Abb. 1), so sieht man, dass diese Lösung nur im Gebiet *00* gilt. Bei späterer Zeit (*NN* in Abb. 1) gilt sie nicht mehr.

Der Zustand im Gebiet *01* wird durch andere Lösungen beschrieben als im Gebiet *00*. In der Tat hat FEN-SCHAO SUN gezeigt, dass im Falle absolut weicher Grenzen das Schallfeld in *01* anders aussieht, als in *00*. Ist das Feld statt durch eine feste Wand

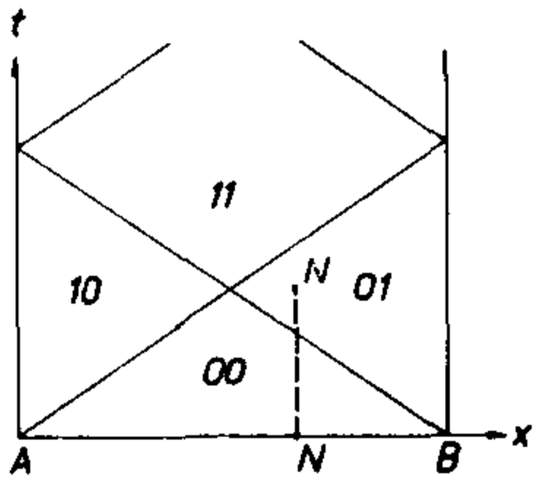


Abb. 1.

durch einen schwingenden Stempel begrenzt, der Energie in das System einspeist, so ist wegen der Verluste an Unstetigkeitsflächen ein stationärer Zustand möglich, den GORKOV (Moskau) ausgerechnet hat. Die gefundene Lösung stellt eine Wanderung der Diskontinuitäten dar.

3) Unter der Impulsdichte versteht man ϱv. Verschiedene Autoren fanden, dass $\overline{\varrho v}^t$ gleich Null ist, andere aber behaupten, dass sie sicher endlich sei (siehe z.B. SCHOCH[1], FOKKER[2]).

Wir wollen zeigen, welches Missverständnis hier entstanden ist. Aus der NEWTONschen Punktmechanik erhalten wir die Beziehung

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_{\tau}\varrho v_x\,\mathrm{d}\tau = \int_{\sigma} p\,\mathrm{d}\sigma = -\int \mathrm{grad}_x\, p\,\mathrm{d}\tau \tag{7}$$

Daraus ergibt sich für den eindimensionalen Fall ein endlichter Wert für $\overline{\varrho v}^t$ Nun erhält man aber aus der allgemeinen Beziehung (7)

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_{\tau}\varrho_0 v\,\mathrm{d}\tau_0 = -\int \mathrm{grad}_x\, p\cdot D\cdot \mathrm{d}\tau_0 \tag{8}$$

wobei D die Funktionaldeterminante (Jacobian) ist.

Nun ist aber klar, dass $\overline{\varrho_0 v \mathrm{d}\tau_0}^t$ für periodische Erscheinungen verschwindet, also auch das ganze Integral. BRILLOUIN[3] erhielt für die mittlere Impulsdichte deshalb Null, weil er stillschweigend annahm, dass $\varrho_0 v$ die Impulsdichte sei. Nun ist aber $\overline{\varrho_0 v}^t$ bestimmt keine Impulsdichte, weil diese Grösse anders mit p verknüft ist als bei der NEWTONschen Annahme. Dann kann also die Annahme von BRILLOUIN nicht zutreffen, obwohl die beiden Grössen ϱv und $\varrho_0 v$ von der gleichen Dimension sind.

LITERATUR

1. A. SCHOCH, *Z. Naturforsch.*, 7a (1952) 273, ebenda weitere Literatur.
2. A. D. FOKKER, *Rev. acoust.*, 7 (1938) 73.
3. L. BRILLOUIN, *Ann. phys.*, 25 (1925) 537.

The Frequency Spectrum of Finite Amplitude Ultrasonic Waves in Liquids

W. KECK AND R. T. BEYER

Department of Physics, Lafayette College, Easton, Pa. (U.S.A.)
Department of Physics, Brown University, Providence, R.I. (U.S.A.)

Beginning with the Stokes-Navier equation of continuity, and an isentropic equation of state of the form

$$p - p_0 = A\,\frac{\varrho - \varrho_0}{\varrho_0} + \frac{B}{2}\left(\frac{\varrho - \varrho_0}{\varrho_0}\right)^2 \tag{1}$$

where p and p_0 are the instantaneous and static pressures, ϱ and ϱ_0 the corresponding densities, A and B parameters of the medium, one can arrive at a single equation for the particle displacement in the one-dimensional case

$$\left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial x}\right)^{B/A+2}\left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - \nu b\,\frac{\partial^3 \xi}{\partial x^2 \partial t}\right) = c_0^2\,\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \tag{2}$$

where ν = kinematic viscosity, $b = 4/3 + \xi/\eta$, ξ/η being the ratio of shear to bulk viscosities, c_0 = speed of sound.

In the case of a non-viscous liquid, it follows from standard hydrodynamic theory that the particle velocity u, derivable from Eq. (2), for an initial sinusoidal wave, is given by

$$u = u_0 \sin\left[t - \frac{\omega x}{c_0}\left\{1 + \left(1 + \frac{B}{2A}\right)\frac{u}{c_0}\right\}^{\frac{B+2A}{B-2A}}\right] \tag{3}$$

where ω = angular frequency of the sound. This equation was solved explicitly for u by FUBINI-GHIRON[1] by means of a Fourier expansion, the nth harmonic of which can be written

$$u_n = 2u_0\,\frac{J_n(n\varkappa x)}{n\varkappa x}\,\sin n(\omega t - kx) \tag{4}$$

Here J_n is the Bessel function of order n and

$$\varkappa = \left(1 + \frac{B}{2A}\right)\frac{\omega u_0}{c_0^2} \tag{5}$$

In the viscous case, a perturbation solution in terms of the Mach number $M = u_0/c_0$, suggested by ECKART[2] and exploited by GOLDBERG[3] and NAUGOLNYKH[4] has been carried through in this research to terms of seventh order of approximation, so that expressions have been obtained up to the sixth harmonic of the fundamental frequency.

The expressions obtained for the fundamental, second and third harmonics, are the following

$$
\left.
\begin{aligned}
u_1 &= u_0 \sin(\omega t - kx)\, e^{-\alpha x}\left[1 - \frac{K^2}{2} + \frac{K^4}{12}(4 - 2R - R^2) - \right. \\
&\qquad \left. + \frac{K^6}{144}(33 - 54R - 18R^2 + 18R^3 + 15R^4 + 6R^5 + R^6)\right] \\
u_2 &= u_0 \sin 2(\omega t - kx)\, e^{-2\alpha x} \cdot \\
&\qquad \cdot \left[K - \frac{K^3}{3}(3 + R) + \frac{K^5}{24}(22 + 3R - 5R^2 - 3R^3 - R^4)\right] \\
u_3 &= u_0 \sin 3(\omega t - kx)\, e^{-3\alpha x}\left[\frac{K^2}{2}(2 + R) - \frac{K^4}{8}(12 + 10R + 4R^2 + R^3) + \right. \\
&\qquad \left. + \frac{K^6}{80}(140 + 105R + 30R^2 - 4R^3 - 14R^4 - 9R^5 - 4R^6 - R^7)\right]
\end{aligned}
\right\} \tag{6}
$$

where

$$K = \frac{\varkappa}{4\alpha}(1 - R) \tag{7}$$

and $R = e^{-2\alpha x}$, α being the infinitesimal amplitude absorption coefficient.

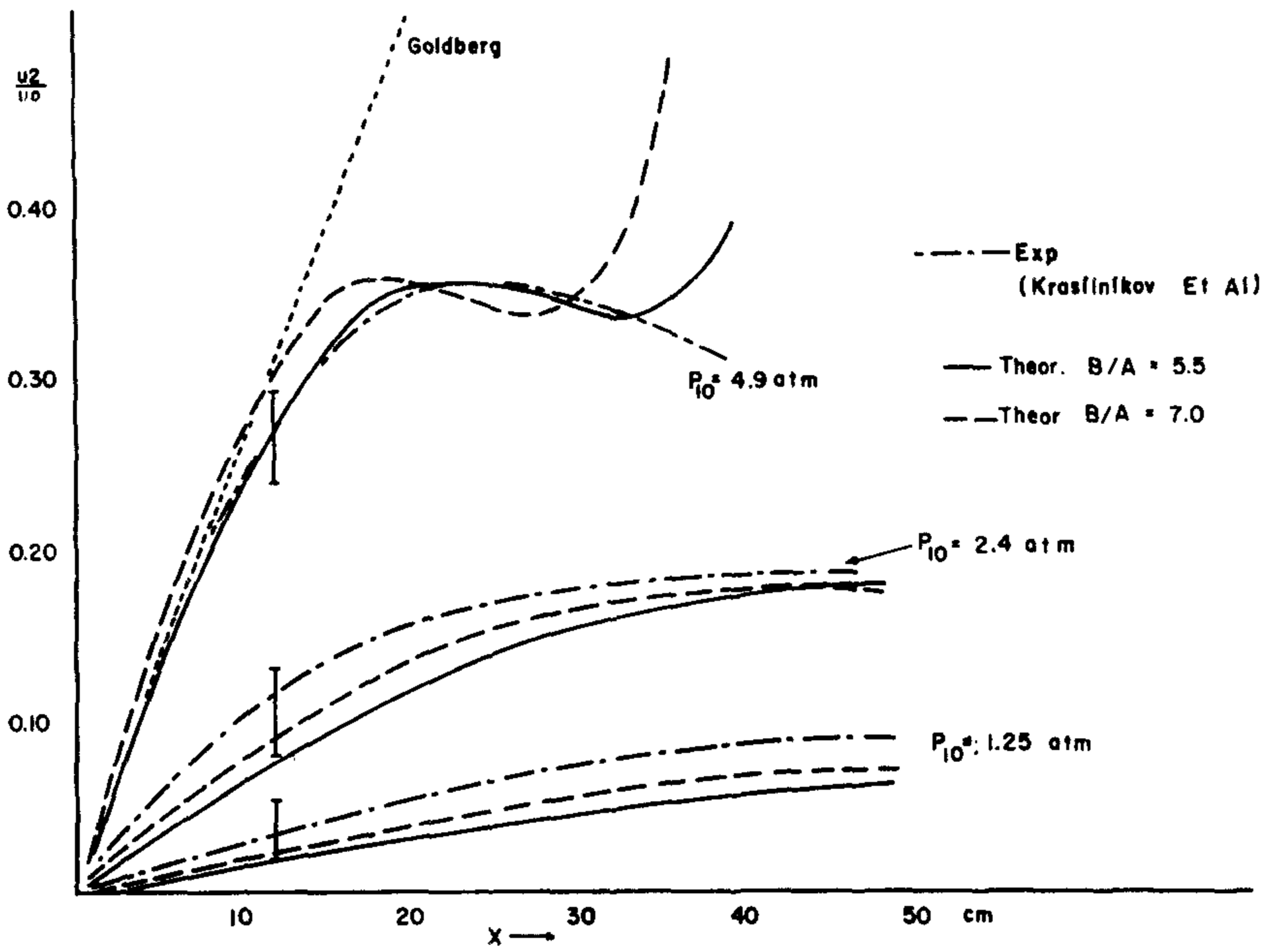


Fig. 1. Second harmonic content of a finite amplitude wave.

KRASIL'NIKOV *et al.*[5] have published experimental values for the second and third harmonic content in a 1.5 Mc/s ultrasonic beam operated in water at three different intensities. Fig. 1 contains plots of their second harmonic data. Since the absolute acoustic level of the experimental results is not known, the experimental curves were normalized by fitting the maximum in the experimental curve to the maximum of the

theoretical value of u_2/u_0. The lower intensity curves were then adjusted to this same scale.

Two theoretical curves have been drawn in each case, corresponding to different values of the ratio B/A. It is seen from the graph that the value $B/A = 5.5$ gives a better fit (in fact, it predicts the location of the peak with high accuracy) than the value of $B/A = 7$ which has customarily been accepted.

The curve previously calculated by GOLDBERG[3] (the first term in Eq. (6) in the expression for u_2) has also been plotted.

A similar fit has been obtained for the third harmonic data.

REFERENCES

1. E. FUBINI-GHIRON, *Alta Frequenza*, 4 (1935) 530.
2. C. ECKART, *Phys. Rev.*, 73 (1948) 68.
3. Z. A. GOLDBERG, *Akust. Zhur.*, 3 (1957) 322.
4. K. NAUGOLNYKH, *Akust. Zhur.*, 4 (1958) 115.
5. V. A. KRASIL'NIKOV, V. V. SHKLOVSKAYA-KORDI AND L. K. ZAREMBO, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 642.

Normal Reflection of Finite Amplitude Plane Waves from a Rigid Wall

D. T. BLACKSTOCK
Harvard University, Cambridge, Mass. (U.S.A.)

Consider a straight tube with lossless walls containing a lossless, perfect gas. At the left end of the tube is a piston for generating waves in the gas; at the right end is a rigid wall to reflect the waves. It is the reflection process which interests us here, and so for comparison purposes we define the wall amplification factor R

$$R = \frac{P_{wall} - P_0}{P_{no\ wall} - P_0} \tag{1}$$

where P_0 is the static pressure, P_{wall} the (total) pressure at the wall, and $P_{no\ wall}$ the (total) pressure which would exist at the same point in space if the wall were absent. Therefore the small signal reflection law is expressed by stating that $R = 2$, a result commonly referred to as "pressure doubling". According to small signal theory, R is independent of amplitude. For shock waves, however, R is amplitude dependent, varying from $R = 2$ for weak shocks to $R = 2 + \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}$ ($= 8$ for air) where γ is the ratio of specific heats[1].

Thus we are led to inquire "What is the proper reflection law for finite amplitude waves?" The distinction between finite amplitude and shock waves is that the former have a continuous waveform while the latter, by definition, have a jump or discon-

tinuity in waveform. Continuity of waveform implies two restrictions on the analysis below:

(1) The piston motion $X(t)$ must be smooth enough not to generate an immediate shock.

(2) The distance between the wall and piston must not be so great as to allow shock formation before the wave reaches the wall.

We may analyze the wave motion in the vicinity of the wall by using the method of characteristics. We start with the three basic (Eulerian) equations of lossless gas dynamics: continuity, conservation of momentum, and adiabatic equation of state. By using the sound speed, $c^2 = \frac{\gamma P}{\varrho}$ (c = sound speed, ϱ = density), the three basic equations can be reduced to two in unknowns u (the particle velocity) and c. Adding and then subtracting the two equations leads to the characteristic form

$$\begin{aligned} \alpha_t + (c + u)\alpha_x &= 0 \\ \beta_t - (c - u)\beta_x &= 0 \end{aligned} \tag{2}$$

where $\alpha = \frac{\gamma - 1}{2} u + c$, $\beta = \frac{\gamma - 1}{2} u - c$; subscripts x and t indicate partial differentiation with respect to space and time respectively. Eqs. (2) are interpreted as follows: α is propagated with speed $u + c$ and β is propagated with speed $u - c$. α and β are the so-called characteristics, α representing waves travelling to the right (*i.e.* away from the piston toward the wall) and β representing waves to the left (*i.e.* toward the piston).

Now there are two distinct stages of the wave motion. At first, for a short time after the piston begins to move, no signal has yet reached the wall. Thus we have a case of pure propagation (only incident or α waves present) or simple wave flow as it is usually referred to. In a region of simple wave flow it turns out that u and c are everywhere related by $c = c_0 + \frac{\gamma - 1}{2} u$ (c_0 = small signal sound speed, a constant). Of course u is the value of the piston speed back at the time t_p when the signal left the piston. If we denote this piston speed by $\dot{X}(t_p)$, the dot meaning time differentiation, then the sound speed with the wall absent would be

$$c_{no\ wall} = c_0 + \frac{\gamma - 1}{2} \dot{X}(t_p) \tag{3}$$

But since the wall is present, some signal eventually reaches the wall and reflects. This marks the beginning of the second stage of the wave motion. A region of interacting incident and reflected waves is sometimes called mixed flow. In mixed flow u and c are no longer uniquely related everywhere, but the defining relation for α still holds. Thus when the wave reaches the wall, $u = 0$ (the boundary condition) and $c_{wall} = \alpha$. We already know α from its original value back in the simple wave region, *i.e.*

$$\alpha = \frac{\gamma - 1}{2} u + c = c_0 + (\gamma - 1)u = c_0 + (\gamma - 1)\dot{X}(t_p)$$

Therefore

$$c_{wall} = c_0 + (\gamma - 1)\dot{X}(t_p) \tag{4}$$

Comparing Eqs. (3) and (4) we see that the effect of the wall is to increase the variational sound speed (variational sound speed $= c - c_0$) by a factor of two. There-

fore the rigorously correct reflection law is that the variational sound speed, not the variational pressure, is doubled at the wall. PFRIEM[2] in 1941 came to the same conclusion by using mainly a physical argument, but his derivation required more stringent restrictions than the one given above.

Using the adiabatic relation between sound speed and pressure, $P/P_0 = (c/c_0)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}$, and Eqs. (3) and (4) we can now find R for finite amplitude waves in terms of the piston motion

$$\mathbf{R} = \frac{\left[\frac{\gamma-1}{c_0}\dot{X}(t_p) + 1\right]^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} - 1}{\left[\frac{\gamma-1}{2c_0}\dot{X}(t_p) + 1\right]^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} - 1} \tag{5}$$

The limiting values of Eq. (5) are $R = 2$ for $\dot{X} \to 0$ (the small signal result) and $R = 2^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}$ ($= 128$ if $\gamma = 1.4$) for $\dot{X} \to \infty$. The upper limit would never be achieved in practice, however, because the extreme piston speed required would generate waves which would deform into shocks immediately, thus invalidating the equations of motion as used in this paper. It is interesting to note that R is time dependent as well as amplitude dependent in the finite amplitude case (as opposed to the small signal case).

In the special case of sinusoidal piston motion, $X(t) = A(1 - \cos \omega t)$, Eq. (5) becomes

$$R = \frac{\left[(\gamma-1)M \sin \omega t_p + 1\right]^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} - 1}{\left[\frac{\gamma-1}{2} M \sin \omega t_p + 1\right]^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} - 1} \tag{6}$$

where $M = \frac{A\omega}{c_0}$ is the peak particle velocity Mach number. It is seen that the argument t_p tells us what portion of the waveform we are examining at the wall. If $\omega t_p = 0$, we are watching the head of the wave; if $\omega t_p = \frac{\pi}{2}$, we are watching the first wave crest of pressure. It turns out, as one might expect, that the wave crests experience the maximum pressure amplification.

This work was supported by the Office of Naval Research under contract Nonr-1866 (24).

REFERENCES

1. R. COURANT AND K. O. FRIEDRICHS, *Supersonic Flow and Shock Waves*, Interscience, New York, 1948, p. 153.
2. H. PFRIEM, *Forsch. Gebiete Ingenieurw.*, B 12 (1941) 244.

Attenuation of Repeated Shock Waves in Air

H. MEDWIN, H. CARPENTER AND R. BAUMAN
U.S. Naval Postgraduate School, Monterey, Cal. (U.S.A.

THEORY

When the pressure swings of a periodic wave are finite, the nonlinearity of the medium causes progressive distortion of the wave. This distortion leads finally to a "stable" saw-tooth wave form, provided, of course, that the wave does not first become infinitesimal through energy losses or divergence. The rate of attenuation of repeated plane progressive shock waves has been studied both theoretically[1, 2, 3, 4, 5] and experimentally[6, 7]. The theoretical attacks apply to an infinite plane repeated shock wave and conclude with different predictions of the attenuation per wave length

$$\frac{d(1/\delta)}{d(x/\lambda)} = A = \frac{\gamma+1}{2\gamma} \qquad \text{or} = \frac{\gamma+1}{3\gamma} \qquad \text{or} = \frac{\gamma+1}{2\gamma^2}$$

We define $1/\delta = \dfrac{p_1}{p_2 - p_1}$ where p_1 and p_2 are the absolute pressures at the trough and peak of the saw-tooth, respectively, γ is the ratio of specific heats of the gas and x/λ is the position in terms of wave lengths. A simple physical explanation of the infinite plane shock attenuation is that the loss is caused by the discontinuity of pressure across the shock front.

The experimental attacks are, of course, performed in a tube, and therefore tube wall effects must at least be considered. An approximation to the complete attenuation for the experimental case has been described by RUDNICK[3]. Rudnick's "zero-order" approximation is achieved by considering that the shock attenuation at the walls is made up of the Kirchhoff infinitesimal attenuations for the Fourier components of the shock. It is assumed that this summation of wall losses can then be simply added to the attenuation prediction for an infinite plane repeated shock. The addition of the two attenuation effects gives, for air

$$S \equiv \frac{d(1/\delta)}{d(x/\lambda)} = A + \left(\frac{1}{\delta}\right)\left(\frac{1.55}{R\sqrt{f}}\right) \tag{1}$$

where A = attenuation for infinite plane repeated shock waves R = tube radius, in cm, and f = frequency in c/s.

EXPERIMENT

The adequacy of the above equation has been tested for repeated shock waves with peak-to-peak pressures ($p_2 - p_1$) ranging from 1/3 atm. to 1/40 atm. at frequencies

from 180 c/s to 930 c/s and in 5 air-filled tubes varying in radius from 3.50 cm to 0.955 cm.

A typical attenuation run produces data such as shown on Fig. 1. The reciprocal

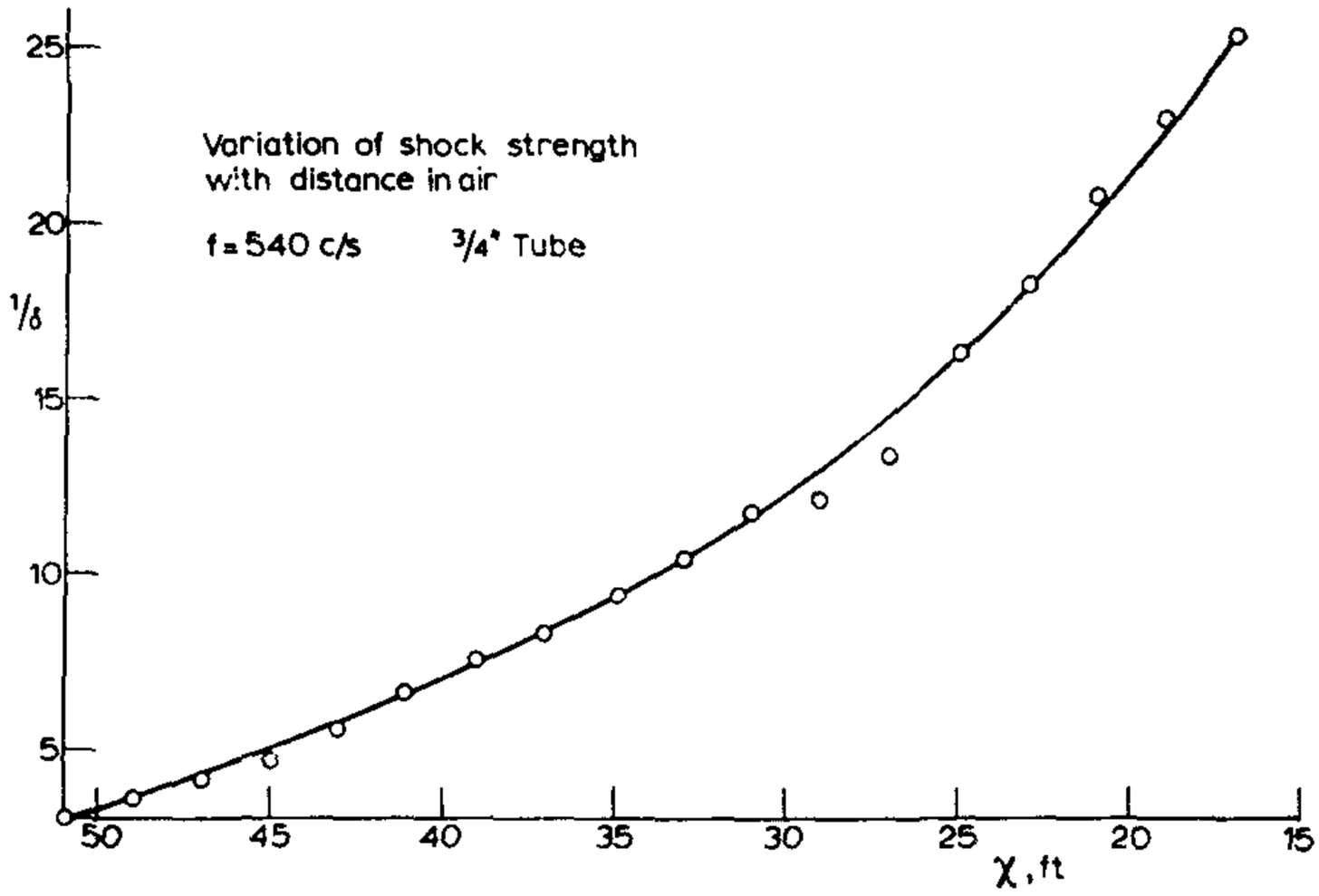


Fig. 1. Typical attenuation curve showing variation of shock strength, $1/\delta = \frac{p_1}{p_2 - p_1}$, with distance. p_1 and p_2 are the absolute pressures at the saw-tooth trough and peak, respectively; x is the distance from the tube termination.

pressure swing is plotted against distance in feet along the shock tube. The gross attenuation per wave length at various points, $S = \frac{d(1/\delta)}{d(x/\lambda)}$, is determined by tangents to the curve.

RESULTS

The details of the attenuation dependence on the tube radius are determined at constant frequency by selecting attenuation slopes at a definite peak-to-peak pressure point. Fig. 2 shows the results for a peak-to-peak pressure of 0.15 atmospheres at a

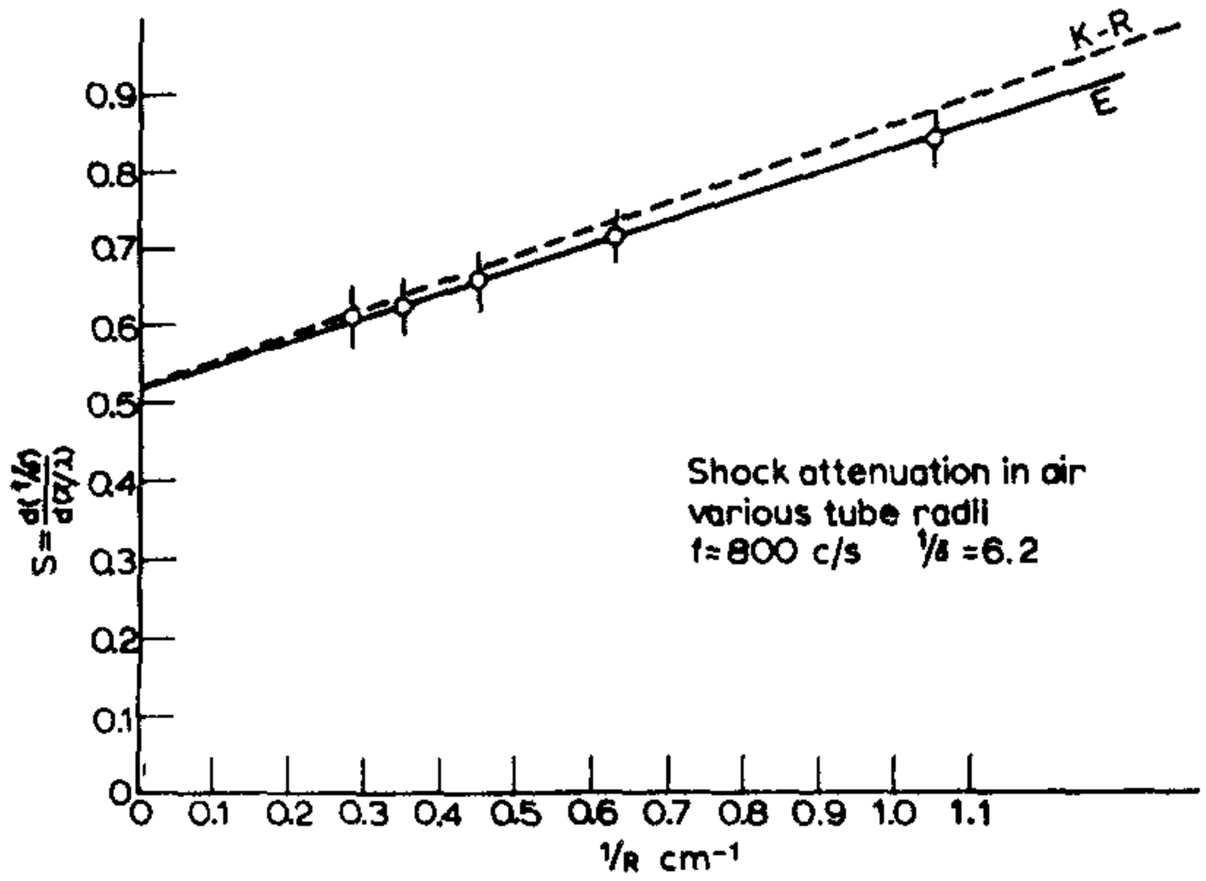


Fig. 2. Dependence of shock attenuation per wave length, S, on reciprocal of tube radius. E is the experimental curve. K–R denotes the Rudnick "zero-order" summation of the Kirchhoff wall attenuation law, added to the experimental intercept of S for the infinite radius tube.

frequency of 800 c/s in tubes of 5 different radii. The graph of S *vs* $1/R$ is linear, in agreement with Eq. (1). In fact, the inverse radius dependence is in agreement with expectations for either turbulent or laminar boundary layer losses. The intercept value 0.52 is noteworthy, because it represents the extrapolated shock attenuation value for a tube of infinite radius.

Assuming that Eq. (1) is a proper form for the total attenuation, then the variation of the slope S with $1/\delta$ for each frequency will both reveal the character of the wall attenuation term, and provide another intercept value for the infinite plane wave term.

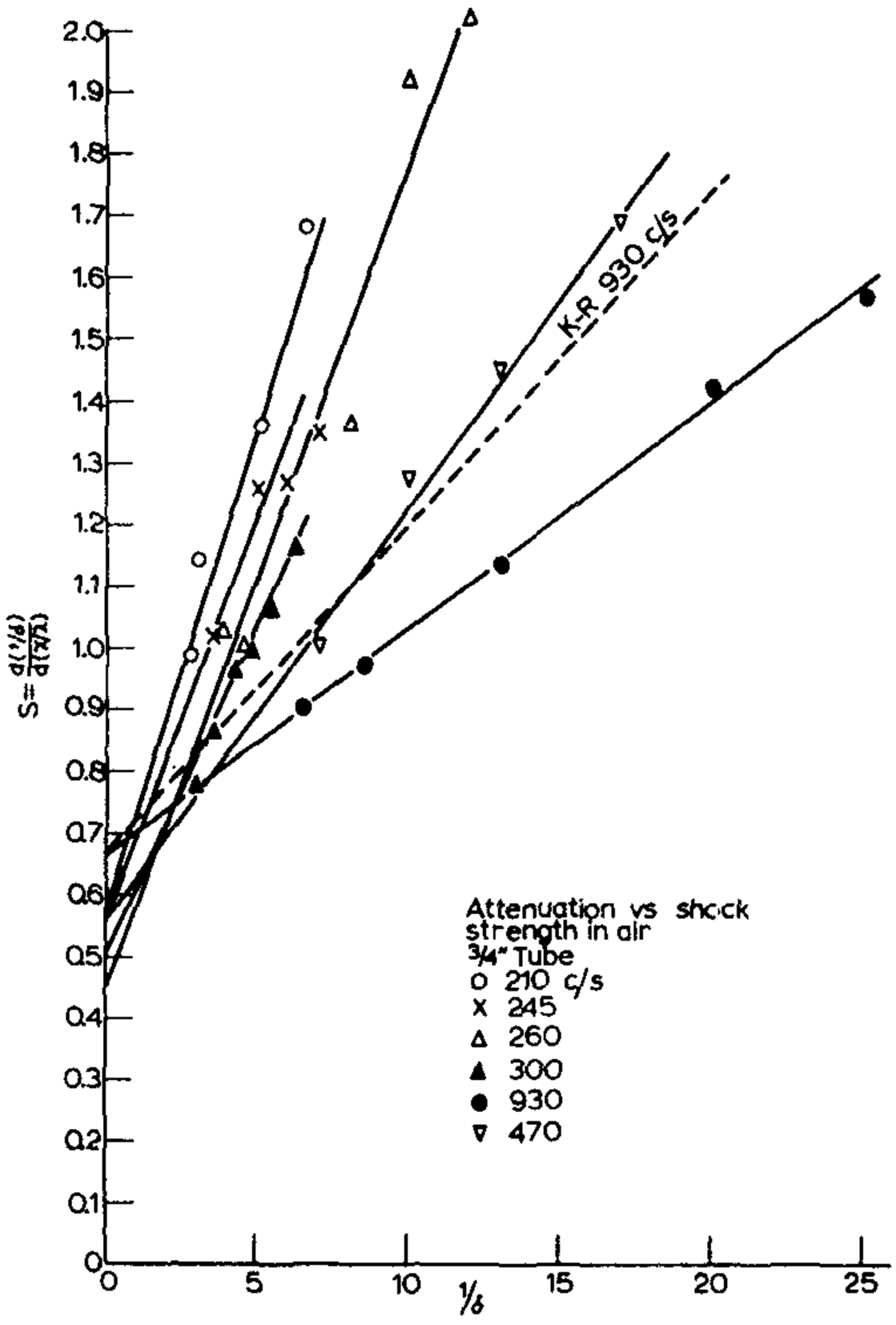


Fig. 3. Variation of attenuation per wave-length, S, with shock strength for various frequencies. The K–R curve is the Rudnick "zero-order" summation of the Kirchhoff wall attenuation law for frequency 930 c/s, using the experimental intercept $S = 0.67$. Other curves are experimental.

Fig. 3 shows these data for a 0.955 cm radius tube. It is observed that for each of the frequencies studied, the excess attenuation is proportional to the value $1/\delta$. However, the intercepts vary from 0.45 to 0.67, for the different frequencies. Since these intercept values are sensitive to errors in the absolute values of $1/\delta$ and because the variation in the intercept values seems to be random, it is assumed that no true frequency dependence exists for the infinite plane wave attenuation term. The average value obtained from the attenuation dependence on shock strength is $S = 0.56$. Table I shows the comparison between the results of this experiment and the various theoretical values. The experimental error here does not permit a clear-cut choice between the most recent predictions of FAY[4] and WESTERVELT[5]. These data do rule against the early theories of FAY[1] and RUDNICK[3].

Fig. 4 shows the result that $\dfrac{dS}{d(1/\delta)} = Kf^{-1}$ for the repeated shock wave in a tube.

The empirical equation now takes the form

$$\frac{d(1/\delta)}{d(x/\lambda)} = 0.54 + \frac{1}{\delta}\left(\frac{1.0 \times 10^{-3}}{R/\lambda}\right) \tag{2}$$

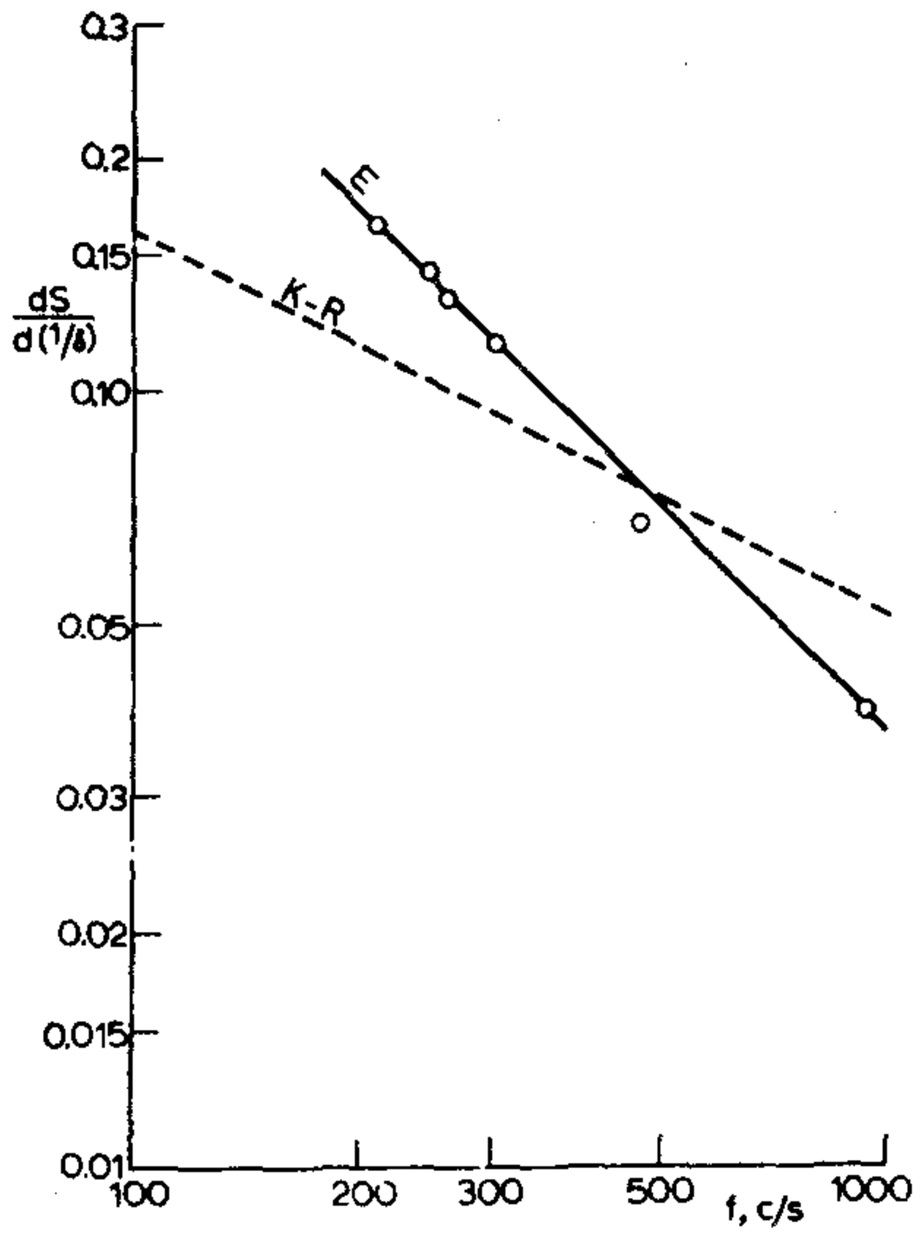


Fig. 4. Slopes of the attenuation per wave length *vs* $1/\delta$ plotted against shock fundamental frequency. Curve E is based on data of Fig. 3. Curve K–R is the Kirchhoff wall attenuation law as summed by RUDNICK.[3]

Eq. (2) has been used to calculate several attenuations for the work of RUDNICK AND LEONARD[6] in which repeated shocks of frequencies 30 to 200 c/s were propagated down a 10-inch tube; the average discrepancy is only 5%.

The wall attenuation term of the empirical equation would be written by acousticians as

$$p = p_0\, e^{-\alpha x} \qquad \text{where} \qquad \alpha = \frac{1.0 \times 10^{-3}}{R} \tag{3}$$

This surprising lack of dependence on frequency for the shock wall attenuation is

TABLE I

ATTENUATION, $A = \dfrac{d(1/\delta)}{d(x/\lambda)}$

FOR AN INFINITE PLANE REPEATED SHOCK WAVE IN AIR

Theory			*Experiment*	
FAY (*early*) *and* RUDNICK	FAY (*recent*)	WESTERVELT	*Extrapolation for various radii (from Fig. 2)*	*Extrapolation for various intensities (from Fig. 3)*
$\frac{\gamma+1}{2\gamma} = 0.86$	$\frac{\gamma+1}{3\gamma} = 0.57$	$\frac{\gamma+1}{2\gamma^2} = 0.61$	0.52	0.56 (Average)

difficult to explain at this point. The first thought that comes to mind is the possibility that the boundary layer for repeated shocks is not laminar but turbulent. This speculation is supported by the observations that:

(a) Throughout this experiment, the Reynolds number based on tube diameter and r.m.s. particle velocity is greater than the critical Reynolds number for onset of turbulence for continuous flow in tubes.

(b) The wall attenuation constant is virtually identical to the value observed in single shock tube work[8] in which a turbulent boundary layer is known to exist.

Of course, the lack of frequency dependence is still puzzling. One would have to imagine a dissipative turbulent boundary layer that persists independent of the frequency of the shock. A careful study of the boundary layer details is needed. This attack is now being initiated in our laboratory.

Clearly the wall attenuation for repeated shock waves in tubes is not due to shear viscosity and thermal conductivity in a laminar boundary layer as described by KIRCHHOFF. One might speculate that the boundary layer is indeed not laminar but turbulent, a speculation that is supported by a calculation of the Reynolds number based on tube diameter or on wave length, and by the close agreement between our attenuation constant and the one obtained for turbulent boundary layers behind single shocks[8]. However the true character of this boundary layer can not be inferred from attenuation measurements alone.

REFERENCES

1. R. D. FAY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 2 (1931) 222.
2. J. W. M. DUMOND, E. R. COHEN, W. K. H. PANOFSKY AND E. DEEDS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 18 (1946) 97.
3. I. RUDNICK, *Soundrive Eng. Co., Los Angeles, Calif., Tech. Rept.* No 1, July 1952.
4. R. D. FAY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 (1956) 910.
5. P. J. WESTERVELT, *57th Meeting Acoust. Soc. Am.*, Paper I 2, May 1959.
6. I. RUDNICK, *Soundrive Eng. Co., Los Angeles, Calif., Tech. Rept.* No 3, Feb. 1953.
7. G. C. WERTH AND L. P. DELSASSO, *J. Acoust. Soc. Am.*, 26 (1954) 59.
8. R. J. EMRICH AND D. B. WHEELER JR., *Phys. Fluids*, 1 (1958) 14.

Self Scattering of High Intensity Sound*

P. J. WESTERVELT

Department of Physics, Brown University, Providence, R.I. (U.S.A.)

INTRODUCTION

This paper is divided into three parts. First a general approach due to LIGHTHILL is employed to calculate the attenuation of finite amplitude sound waves having an arbitrary configuration in space and time. Secondly, the general approach is applied to a wave of stable sawtooth form and formulae are obtained for plane waves,

* This work has been supported jointly by the U.S. Air Force, Wright Air Development Center and the U.S. Office of Naval Research.

cylindrically and spherically diverging waves and for spherically converging waves. Thirdly, an unconventional suggestion is made in an attempt to explain why the experimental values for the attenuation of a repeated shock wave in a gas are less than the conventional theoretical value.

GENERAL APPROACH

A theoretical study of the scattering of sound by sound has been made by the author[1]. In a review of one of these papers LIGHTHILL[2] suggested that the present author's method should be applied to a beam of sound and in effect this is what is done in the present paper, in that a form of ray acoustics is later employed so that diverging or converging waves can be considered as locally plane waves.

Lighthill's exact equation for arbitrary fluid motion is well known by now to be

$$\frac{\partial^2 \varrho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \varrho = -c_0^2 \Box^2 \varrho = \frac{\partial^2}{\partial x_i \, \partial x_j} T_{ij} \tag{1}$$

where

$$T_{ij} = \varrho u_i u_j + p_{ij} - c_0^2 \varrho \delta_{ij} + D_{ij} \tag{2}$$

and D_{ij} represents the viscous stresses.

Eq. (1) may easily be written with the sound pressure p on the left hand side

$$\Box^2 p = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varrho - c_0^{-2} p) - \frac{\partial^2}{\partial x_i \, \partial x_j} \varrho u_i u_j - \frac{\partial^2}{\partial x_i \, \partial x_j} D_{ij} \tag{3}$$

Eq. (3) is clearly the wave equation for the sound pressure field p in the presence of sources. Since D_{ij} is usually explicitly linear in the derivatives of the velocity field (this is the case in the present development) one might prefer to place it's double divergence on the left hand side of Eq. (3), but this possibility is of no consequence in the present treatment; in a more sophisticated treatment the linear part would be on the left and the non-linear part on the right side of the equation.

Eq. (3) can be written in terms of a non-linear source strength density q_n and a linear source strength density q_l

$$\Box^2 p = -\varrho_0 \dot{q}_n - \varrho_0 \dot{q}_l \tag{4}$$

If we assume that the pressure is a function only of the density then

$$q_n = \varrho_0^{-1} c_0^{-2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(\frac{d^n p}{d \varrho^n} \right)_{\varrho = \varrho_0} \varrho^n + \varrho_0^{-1} \frac{\partial^2}{\partial x_i \, \partial x_j} \varrho u_i u_j \tag{5}$$

while, if we do not assume this restriction, we can easily extend the treatment to relaxing media of arbitrary complexity. The time derivative of the linear source strength density is clearly

$$\dot{q}_l = \varrho_0^{-1} \frac{\partial^2}{\partial x_i \, \partial x_j} [D_{ij} + E_{ij}] \tag{6}$$

In a medium with relaxation, E_{ij} would be the stress depending linearly on the various time derivatives, or time integrals of the density.

The general method of solution applicable for arbitrary wave form is the perturbation theory, in which the first order perturbation theory is quite sufficient. If the mathematics indicate that a higher order is required then, for most practical purposes,

shock has occured and the method of part 2 should be used. The perturbation method is valid in the low Reynolds number region discussed by KRASILNIKOV AND ZAREMBO[3]. In the present theory the solutions $p^{(1)}$, $\varrho^{(1)}$ and $u^{(1)}$ of the linearized equation $\Box^2 p^{(1)} = -\varrho_0 \dot{q}_l$ are first obtained. The solution $p^{(1)}$ is then entered into the expression for $\dot{q}_n$ and a solution $p^{(2)}$ of the second order equation $\Box^2 p^{(2)} = -\varrho_0 \dot{q}_n$ is found. The next step involves calculating the average power dissipated per unit volume which is simply the average rate of work per unit volume done by the unperturbed wave $p^{(1)}$ on the sources $q_n + q_l$ and this, in turn, is minus the time average of the product of $p^{(1)}$ and $(q_n + q_l)$. The product $-\langle p^{(1)} q_l \rangle$ is the power dissipated by linear processes at small amplitudes which, in conventional terms and for locally plane waves, is equal to the pressure attenuation coefficient α times the magnitude of the average intensity I.

The product $-\langle p^{(1)} q_n \rangle$ is the rate at which the non-linear source abstracts power from the unperturbed wave by the mechanism of self- scattering which transfers energy from relatively long wavelength components to the relatively shorter wavelengths which are subsequently dissipated by conventional linear processes.

We may now equate the divergence of the intensity of the unperturbed wave to minus the rate of dissipation of energy from the self-scattering process

$$\nabla \cdot I_0 = \langle p^{(1)} q_n \rangle \tag{7}$$

A solution of Eq. (7) will give the desired result, however a simpler process is usually quite satisfactory. The simpler process involves solving first the equation $\Box^2 p^{(1)} = 0$ then the second order equation $\Box^2 p^{(2)} = -\varrho_0 \dot{q}_n$. When the simpler procedure is followed the equation analogous to Eq. (7) becomes

$$\nabla \cdot I_0 = -2\alpha I + \langle p^{(1)} q_n \rangle \tag{8}$$

The procedures outlined above will give all results that have heretofore required the second order perturbation theory but the present method appears to be simpler in it's application since it is based on the first order perturbation theory.

REPEATED SHOCK WAVES

In case the wave amplitude is large enough to cause the formation of repeated shocks we have to deal with a sawtooth wave of stable form. The treatment in this case is particularly simple if we assume the pressure to be a sawtooth. The non-linear attenuation for this case is so large that we can completely neglect the linear small amplitude dissipation. We have then only to solve the equation

$$\nabla \cdot I_0 = \langle p_1 q_n \rangle \tag{9}$$

in which I_0 stands for the intensity of the fundamental harmonic, p_1 is the instantaneous pressure of the fundamental component and q_n is calculated to second order in all of the harmonic components. The expression for q_n becomes

$$q_n = \lambda \varrho_0^{-1} \beta_1 \frac{\partial^2}{\partial t^2} p^2 \tag{10}$$

where

$$\beta_1 = \varrho_0^{-1} c_0^{-2} \lambda^{-1} \left[1 + \tfrac{1}{2} \varrho_0 c_0^{-2} \left(\frac{d^2 p}{d\varrho^2} \right)_{\varrho = \varrho_0} \right]$$

and $p = \sum_{n=1}^{\infty} p_n$, p_n being the instantaneous value of the nth harmonic component.

Equation (9) has been solved for several cases of practical interest and results are presented for the peak pressure of the sawtooth wave at a distance r in terms of the peak pressure p_0 at a distance $r_0 \leqslant r$

$$p = \frac{p_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^a}{1 + \frac{\beta_1 p_0 r_0{}^a}{1-a} [r^{1-a} - r_0{}^{1-a}]} \tag{11}$$

The above formula is indentical with one given earlier by NAUGOLNIKH and reduces to the familiar form for plane waves when $a = 0$, cylindrical waves when $a = \frac{1}{2}$ and spherical waves when $a = 1$. The formula for converging spherical waves has also been obtained and here the pressure is expressed in terms of r the distance from the focus where $r_0 \geqslant r$

$$p = \frac{p_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)}{1 - \beta_1 p_0 r_0 \ln \left(\frac{r}{r_0}\right)} \tag{12}$$

I am told by NAUGOLIKH that Eq. (12) is identical with one he has derived recently. Eq. (12) demonstrates a practical limitation to the amount of power that can be transmitted near the focus. If $\beta_1 p_0 r_0 \ln \left(\frac{r_0}{r}\right) \gg 1$, Eq. (12) becomes

$$p \simeq \frac{1}{\beta_1 r \ln (r_0/r)} \tag{13}$$

from which result we see that the pressure near the focus becomes independent of the pressure at r_0. Thus if the transmitter is located at r_0 any further increase in transmitter power is wasted. In an unpublished report for Bolt Beranek and Newman, Inc., April 1959, the present author estimated the maximum useful transmitter power for a spherical radiator in air. This estimate, which includes effects of diffraction, gives for the maximum power

$$W = \lambda^2 \frac{\Omega}{\pi} \text{ kilowatts} \tag{14}$$

where λ is the wavelength in inches and Ω is the solid angle subtended by the transmitter at the focus.

MODIFICATION OF SHOCK WAVE ANALYSIS

MEDWIN, CARPENTER AND BAUMAN[4] have mentioned the disagreement which exists between theory and experiment in the values of shock wave attenuation in gases. This section presents a somewhat dubious modification of the foregoing theory which accounts very well for the aforementioned discrepancy. Furthermore the modification discussed here predicts some unusual results which, fortunately, are subject to unambiguous experimental verification. In particular the theory of this section predicts that for gases the parameter β_1 should be replaced by β_1/γ where γ is the gas constant c_p/c_v. In addition, the theory predicts that the non-linear attenuation of waves in

liquids will decrease with increasing static pressure; this effect is additional to any effect that the static pressure has upon the physical constants of the fluid.
The approach involves using an analytic expression for the time dependence of the sawtooth wave which is valid everywhere except at the discontinuities. This expression is

$$p = -p_{max}\left(\frac{t}{2T}\right) \qquad -\frac{T}{2} < t < \frac{T}{2} \tag{15}$$

where T is the period of the wave.

Next, instead of Eq. (9) we use

$$\nabla \cdot I_0 = \langle pq_n \rangle \tag{16}$$

in which I_0 is the average intensity of the sawtooth wave having the peak pressure p_{max} and p is obtained from Eq. (15). In addition q_n is expressed in terms of the p in Eq. (15). If the time average is performed over the interval $-\frac{T}{2} < t < \frac{T}{2}$, neglecting the contribution of the discontinuities at $t = \pm\frac{T}{2}$, then precisely the same answers are obtained as in part 2, namely Eqs. (11) and (12).

Now comes the crucial and somewhat debatable step. We note that if $\langle q_n \rangle \neq 0$ the source q_n is capable of doing work against the static pressure P_0. This suggests using instead of Eq. (16), the following

$$\nabla \cdot I_0 = \langle (P_0 + p)q_n \rangle \tag{17}$$

Now the exact expression for q_n valid for a locally plane wave in an ideal fluid is

$$q_n = \varrho_0^{-1} c_0^{-2} \frac{\partial}{\partial t}\left[\sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{n!}\left(\frac{d^n p}{d\varrho^n}\right)_{\varrho=\varrho_0} \varrho^n + \varrho u^2\right] \tag{18}$$

Thus if the expression in the square brackets is a continuous periodic function of time, obviously $\langle q_n \rangle = 0$ and nothing new has been added. The bracketed expression is not a continuous function so that, if we restrict ourselves only to the region which is continuous and ignore the discontinuities, it is found that $\langle q_n \rangle \neq 0$ providing cubic terms are retained in the expression for q_n. Using the following relations valid for forward traveling waves

$$u = \varrho_0^{-1} c_0^{-1} p - \tfrac{1}{2}\varrho_0^{-1} c_0^{-1} \lambda\beta_1 p^2$$

and

$$\varrho = \varrho_0 + c_0^{-2} p - \tfrac{1}{2} c_0^{-4}\left(\frac{d^2 p}{d\varrho^2}\right)_{\varrho=\varrho_0} p^2$$

it is found that q_n is given by

$$q_n = \lambda c_0^{-2}\beta_1 \frac{\partial}{\partial t} p^2 + \tfrac{1}{2}\lambda\varrho_0^{-1} c_0^{-4}\beta_2 \frac{\partial}{\partial^2} p^3 \tag{19}$$

where

$$\beta_2 = \varrho_0^{-1} c_0^{-2}\lambda^{-1}\left[\tfrac{1}{3}\varrho_0^2 c_0^{-2}\left(\frac{d^3 p}{d\varrho^3}\right)_{\varrho=\varrho_0} - \varrho_0 c_0^{-2}\left(\frac{d^2 p}{d\varrho^2}\right)_{\varrho=\varrho_0} - \varrho_0^2 c_0^{-4}\left(\frac{d^2 p}{d\varrho^2}\right)^2_{\varrho=\varrho}\right]$$

Inserting Eq. (19) into Eq. (17), using Eq. (15) and neglecting discontinuities when performing the time average, exactly the same results as given in the first part of this

paper are obtained but with one important difference. In place of β_1 in the formulae (11) and (12) there now appears

$$\left(\beta_1 + \frac{P_0}{\varrho_0 c_0^2}\beta_2\right) \tag{20}$$

For an ideal gas the expression (20) is equal to β_1/γ which agreees well with the measurements reported by MEDWIN *et al*[4]. For fluids the results are seen to depend upon the static pressure P_0. At low static pressures, $P_0 \ll \varrho_0 c_0^2$ the results are identical with previous theories which in turn agree well with experiment. At higher static pressures the non-linear attenuation should be reduced. These unexpected results can be checked experimentally by making shock wave attenuation measurements first in gases having differing values of the constant γ, and secondly in liquids at high static pressures.

REFERENCES

1. P. J. WESTERVELT, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 934 and 29 (1957) 199.
2. M. J. LIGHTHILL, *Math. Revs.*, 19 (1958) 915.
3. V. KRASILNIKOV AND L. ZAREMBO, Paper at the Third Intern. Congr. Acoust., Stuttgart 1959.
4. H. MEDWIN, H. CARPENTER AND R. BAUMAN, in L. CREMER (ed.), *Proc. Third Intern. Congr. Acoust.*, Elsevier, Amsterdam, 1960. p. 312.

Generation of Sound by Spark Discharges in Water

N. A. ROY AND D. P. FROLOV
Acoustical Institute, Academy of Science, Moscow (U.S.S.R.)

Spark discharge in water attracts attention as a source of impulses of high power. In 1957-1958 we carried out an experimental investigation of the electrical and acoustical characteristics of spark discharges with regard to the value of the discharging capacity, voltage and length of spark gap in water.

In Fig. 1 the principal scheme of the experimental arrangement is represented. The capacity of the battery was variable from 0.1 to 1.5 μF. Rectified voltage was regulated from 0 to 30 kV. The discharge circuit of the capacitors had an air and a water discharge gap connected in series. At the necessary moment a high voltage but low power impulse from the generator (2) initiated a breakdown of the air discharge gap which sent high voltage across the water gap. The voltage across the water gap was measured by means of a voltage divider (3). It transmitted without distortion the impulses with a rise time larger than 0.2 μsec. To study the time dependence of the current, the low inductive resistance (4) with $R = 0.15\,\Omega$, $L = 4.7 \times 10^{-9}$ H was connected into the circuit. Voltage and current oscillograms were photographed

simultaneously from the screen of a double-beam oscillograph. The acoustical impulse received at the discharge propagated in the water which filled a tank (5) and successively reached two hydrophones (6) and (8). Hydrophone (6) was used for starting the oscillograph by means of a special device (7) which prevented the oscillograph from being restarted by acoustical signals reflected from the walls of the tank and

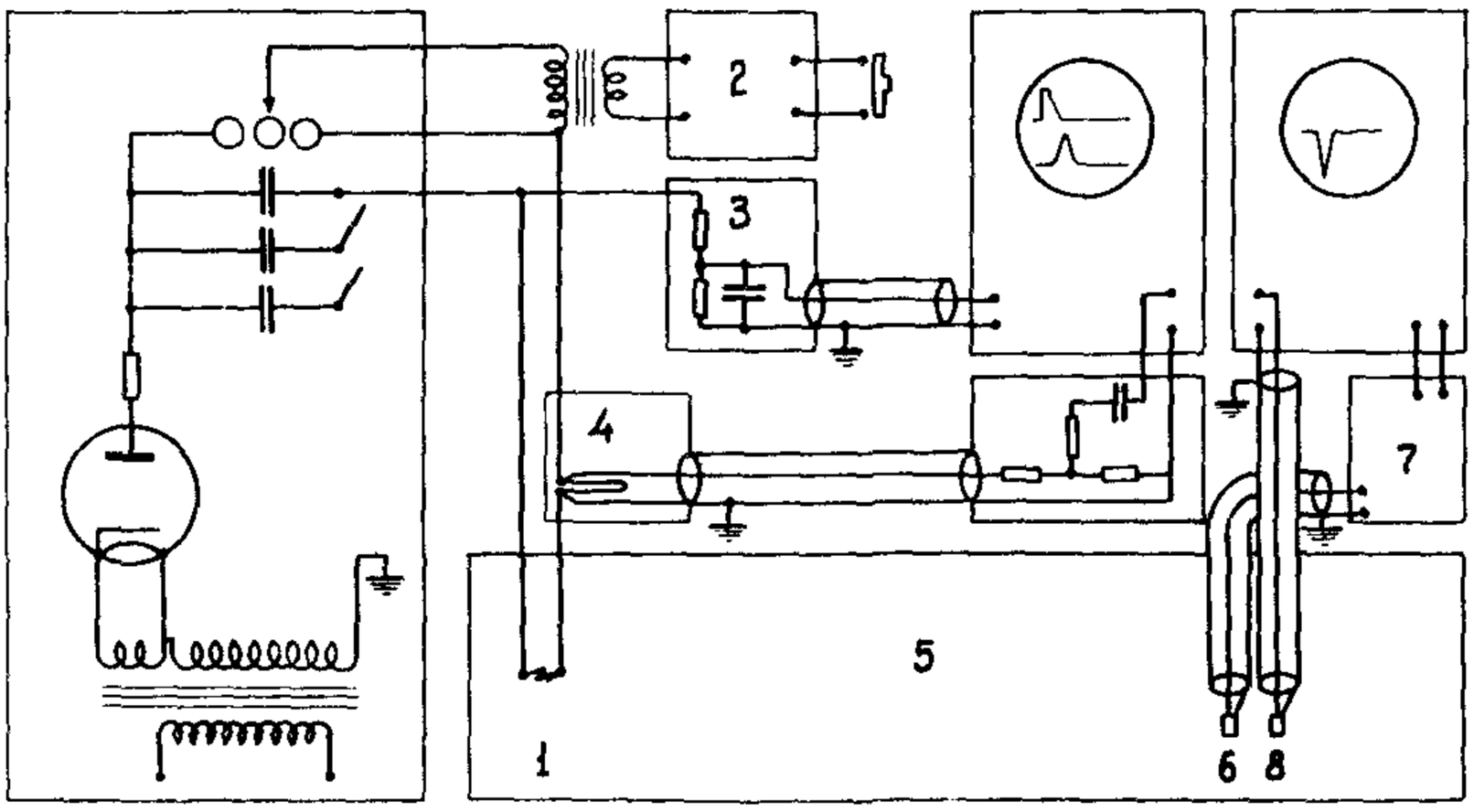
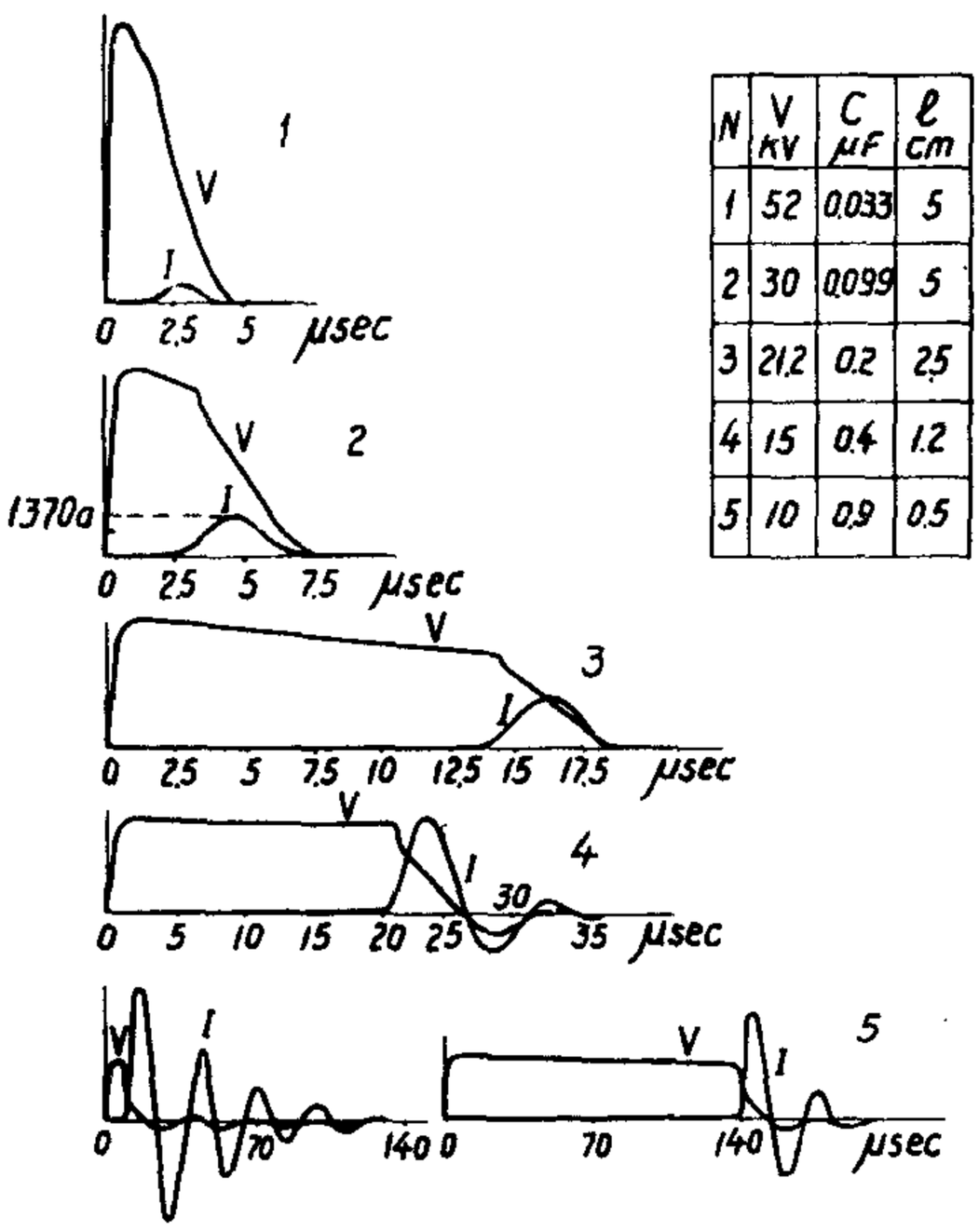


Fig. 1. The principal scheme of the experimental arrangement.

from the surface of the water. Hydrophone (8) was used as the measuring hydrophone. The sensitive elements of both hydrophones consisted of a barium-titanate cylinder, of external diameter 3 mm, of height 3.5 mm and of wall thickness 0.2 mm, fastened to a metal holder by means of an acoustically-soft suspension. The frequency of the first resonance was greater than 800 kHz. The absolute calibration was made by means of static pressure from 1 to 50 atmospheres. The sensitivity of the measuring hydrophone was 0.18 $\frac{\text{V}}{\text{atm}}$, and its capacity was 800 pF.

In Fig. 2 are shown the voltage and current oscillograms with constant energy of the discharge contour, equal to $\frac{1}{2} CV^2 = 45$ joule = const., and the greatest possible length of the water gap. At high voltages of about 20–50 kV, the duration of the horizontal top of the voltage oscillogram is apparently equal to the time in which streamers formed at the positive electrode, reached the negative electrode and closed the gap. Before the streamer connects the electrodes, the current increases only slowly and has a small value. At the moment of closing, the capacitor voltage distributes itself between air and water gaps and consequently at the voltage oscillogram a drop is observable. From this moment the current begins to increase quickly, the capacitor discharges itself and the voltage at the gap decreases. With the decreasing of size of the water gap, its resistance grows less and the maximum value of the current increases. Because of this, the aperiodical discharge becomes periodically damped, when the size of the gap is 1–2.5 cm. The period of the current and voltage oscillation is determined by the inductance and the capacity of the discharge circuit. At low voltages (about 10 kV) a large scattering in the time delay of breakdown appears.

The character of the breakdown apparently changes. The streamer theory probably applies to breakdown at high voltages. At low voltages gas bubbles caused by the dissociation of water during passing of the predischarge current form bridges. The breakdown then follows these bridges. For obtaining these gas bridges considerable time is necessary.



N	V kV	C μF	ℓ cm
1	52	0.033	5
2	30	0.099	5
3	21.2	0.2	2.5
4	15	0.4	1.2
5	10	0.9	0.5

Fig. 2. Voltage and current oscillograms with constant discharge energy.

The acoustical effects accompanying water discharge are exactly the same as explosions of ordinary detonating substances. When a discharge takes place and the discharge current passes through a gap, the water in the gap turns into steam at high temperature and pressure. The steam attempts to increase its volume. Until the energy of the capacitor is carried into the gap by means of passing current, the movement of the surface enclosing the steam volume is accelerated. At this time, equal to several microseconds, the first acoustical compressional impulse is radiated. A bubble enlarges itself owing to inertia, reaches its maximum volume, becomes spherical and then collapses. At the moment of collapsing the bubble again radiates an impulse.

The life-time of the bubble at the discharge of a capacitor of 0.1 μF charged to 30 kV across a 4 cm gap was found by us to be about 5–6 msec.

We studied only the first compressional impulse because the major part of the acoustical energy is concentrated in it. The acoustical field of the spark was measured at a distance of 100 cm from the middle of the spark gap. Oscillograms of pressure impulses were taken at points the radiusvectors of which made angles from 0° to 180° with the spark axis, the direction of which is reckoned from the positive to the negative electrode.

In Fig. 3 are shown oscillograms of acoustical impulses for a discharge of a capacitor 0.1 μF charged to 30 kV across a 4 cm gap for angles of 90° (upper) and 0° (lower). Five oscillograms were photographed on one frame to determine the amount of

scatter. These impulses have duration and amplitude of 10 and 30 μsec, 9 and 2 atm. respectively.

In Fig. 4 is shown the dependence of the duration and amplitude of an impulse on the angle for a gap-length of 4 cm; $C = 0.1\ \mu$F; $V = 30$ kV; it is easy to interpret if one imagines the tube of discharge to be made up of elementary point sources of spherical impulse of compression approximately equal to duration of current. The angular dependence weakens when the length of the spark gap decreases. Electroacoustical

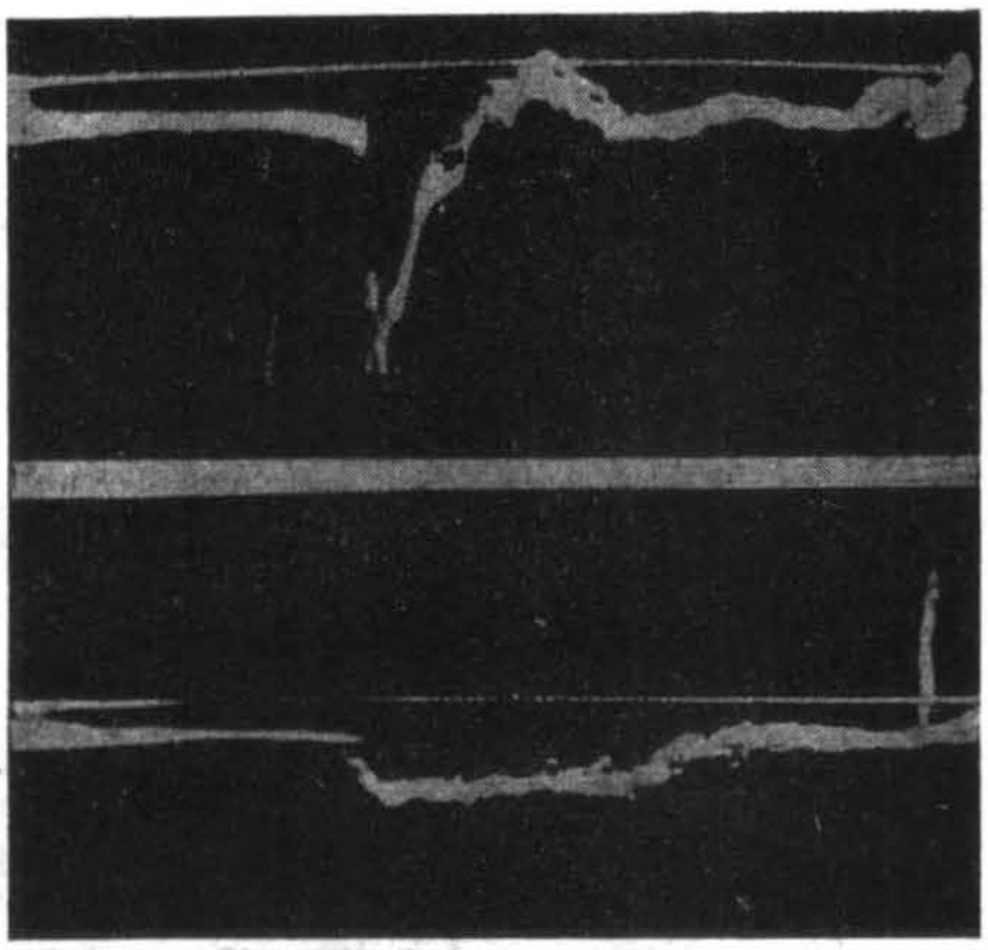


Fig. 3. Oscillograms of acoustical impulses for a discharge.

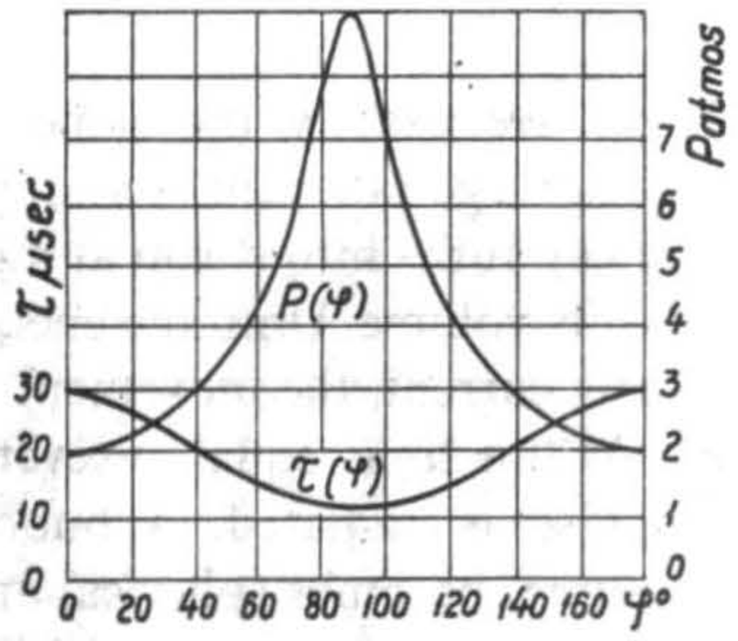


Fig. 4. The angular dependence of duration and amplitude of an impulse for a gap-length of 4 cm, $C = 0.1\ \mu$F, $V = 30$ kV, at 100 cm.

efficiency was defined as the ratio of the positive pressure impulse energy to the energy stored in the condenser. The impulse energy was defined as follows. We considered that the impulse is symmetrical relative to the spark axis and to the plane perpendicular to it and passing through the middle of the discharge tube.

We determined the acoustical energy passing through a semi-spherical surface of radius 100 cm. The surface was divided into five zones. The total energy carried by the impulse pressure was found according to the formula

$$W = 2 \sum_{i=1}^{5} S_i \frac{p_i^2}{\varrho c} \left(\frac{\Delta t_{i1}}{3} + \Delta t_{i2} + \frac{\Delta t_{i3}}{3} \right)$$

where S is the area of the zone; ϱc is the wave resistance of water; $\Delta t_{i1}, \Delta t_{i2}, \Delta t_{i3}$ are the respective durations of the front, middle and back sections of the impulse in one zone. The values of the efficiency for different conditions are given in Tables I and II.

TABLE I

THE VALUES OF EFFICIENCY FOR DIFFERENT CONDITIONS

$C[\mu F]$ \ l [cm]	4	3	2.5	2	1.5	1
0.1	32	28		14		12
0.2	30					
0.3	27					
0.4	28					
0.5	28		14			10
0.7	26					
1.0	26					
1.3	24					
1.5	18				5	

TABLE II

THE VALUES OF EFFICIENCY FOR DIFFERENT CONDITIONS

$C[\mu F]$	V[kV]	l_{max}[cm]	η[%]
0.1	30	4	32
0.2	22.6	2.5	25
0.4	15	1.0	13
0.9	10	0.3	3

The accuracy of the efficiency is approx. 30%. It is easy to see that the effectiveness of transformation of a given quantity of electrical energy into acoustical energy decreases as the length of the spark gap decreases. For invariable l the efficiency diminishes if the reserve of electrical energy is increased by increasing C at constant V

We can draw the conclusion that the transformation of electrical energy into acoustical energy for a spark discharge in water occurs most effectively, the electro-acoustical efficiency reaching 30%, when large gaps are used.

Eine elektromagnetische Impulsschallquelle zur Erzeugung von Druckstössen in Flüssigkeiten und Festkörpern

W. EISENMENGER

III. Physikalisches Institut der Universität, Göttingen (Deutschland)

Die im folgenden beschriebene Impulsschallquelle wurde entwickelt, um Untersuchungen an Stosswellen in Flüssigkeiten durchführen zu können.

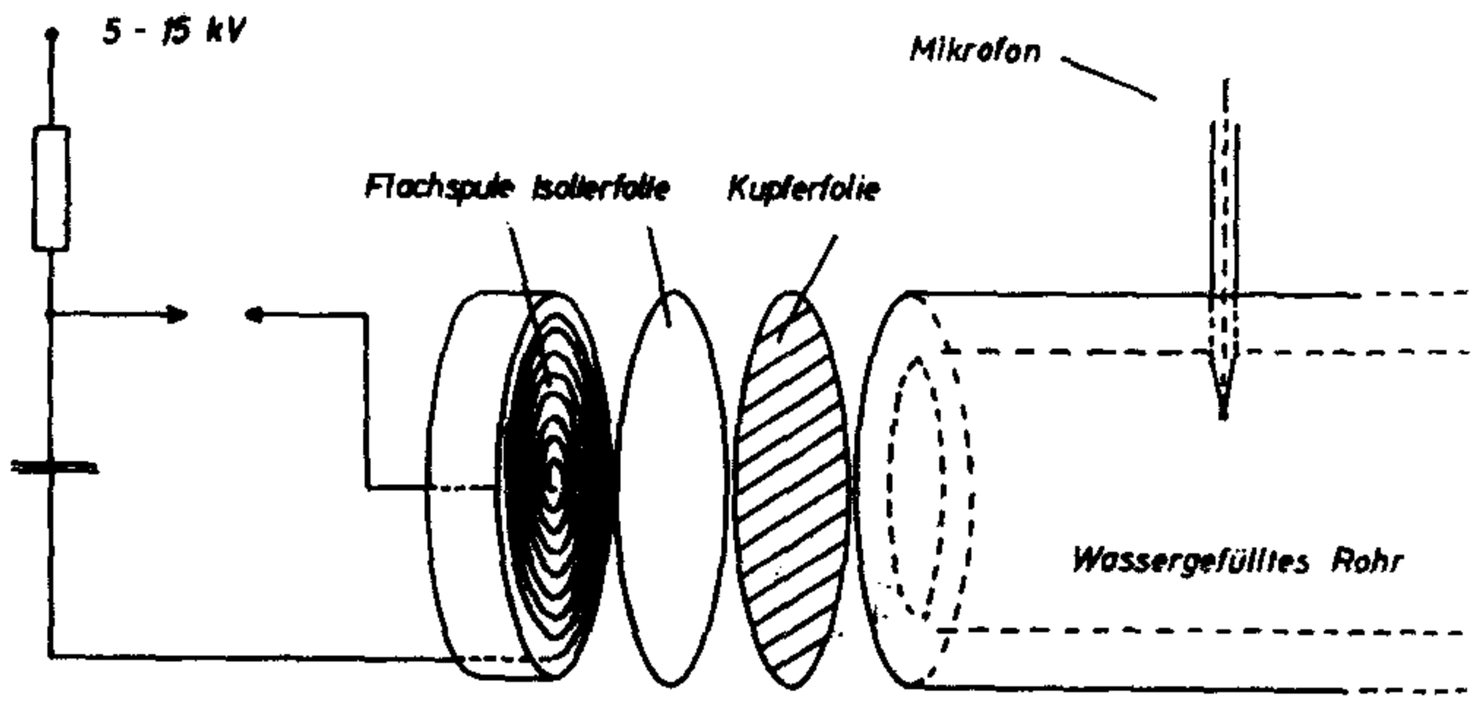


Abb. 1. Schema der Anordnung.

Abb. 1 gibt die Anordnung im Prinzip wieder. Vor einer Spiralflachspule aus Kupferdraht befindet sich in geringem Abstand eine Kupferfolie. Wird über die Flachspule ein Kondensator entladen, so entsteht durch Induktion in der Kupferfolie ein entgegengesetzt gerichteter Wirbelstrom. Infolgedessen tritt während der Dauer der Entladung zwischen der Kupferfolie und der Flachspule Abstossung auf.

Eine einfache Rechnung liefert für den über den Querschnitt konstanten Druck

$$p = 5 \frac{n^2}{r^2} \mu_0 I^2 \qquad (1)$$

n = Windungszahl,
r = Radius der Spule in cm,
$\mu_0 = 1{,}26 \quad 10^{-8}$ V Sek. / A cm,
I = Strom in A,
p = Druck in A.

Für den maximalen Entladestrom erhält man näherungsweise

$$I_{max} = \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot U \cdot \exp\left[-\frac{\pi}{4} R \sqrt{\frac{C}{L}}\right] \qquad (2)$$

mit $L = \pi n^2 \cdot a \cdot \mu_0$

Aus Gl. (1) und (2) folgt

$$p_{max} = U^2 \cdot C \cdot \frac{5}{F \cdot a} \cdot \exp\left[-\frac{\pi}{2} R \sqrt{\frac{C}{L}}\right] \qquad (3)$$

a = Abstand zwischen Folie und Spule in cm,
R = Verlustwiderstand,
C = Kapazität des Entladekondensators,
F = Spulenfläche.

Dieser Ausdruck entspricht dem Druck der ohne Schallabstrahlung auftritt, d.h. bei festgebremster Folie und Spule.

Berücksichtigt man die Schallabstrahlung d.h. die Folie grenzt an ein Medium mit endlichem Wellenwiderstand, so ist ersichtlich, dass das obige Druckgesetz für hohe Entladespannungen nicht mehr gültig sein kann, da nach Gl. (3) die abgestrahlte akustische Energie mit dem Quadrat der elektrischen Energie ansteigt. Bei einer genaueren Rechnung wurde daher die akustische Rückwirkung auf den Entladestrom berücksichtigt. Sie tritt als Gegenspannung in Erscheinung, die auf Grund der Schnelle der Folie in der Flachspule induziert wird.

Während Gl. (1) allgemein gültig ist, ergibt sich, dass der Entladestrom in Gl. (2) so herabgesetzt wird, dass bei hohen Entladespannungen p_{max} proportional U wird. Der hierbei auftretende Übergangsbereich kann unter Berücksichtigung der jeweiligen Daten der Anordnung berechnet werden. Unterhalb des Übergangsbereichs gilt Gl. (3) aus der man den Einfluss der verschiedenen Parameter auf die Höhe des erzielbaren Druckes ersehen kann. Somit erscheint es günstig bei möglichst hohen Spannungen, kleiner Fläche und kleinem Abstand zwischen Folie und Spule zu arbeiten. Die Vergrösserung der Kapazität hat dagegen nur so lange eine Drucksteigerung zur Folge wie die Entladung noch nicht aperiodisch wird. Der Wirkungsgrad bleibt unterhalb des Übergangsbereichs auf einige Prozent beschränkt, oberhalb des Übergangsbereiches können höhere Wirkungsgrade erreicht werden. Eine ausführliche Widergabe der Ergebnisse der Rechnung kann an dieser Stelle nicht erfolgen. Ergänzend muss bemerkt werden, dass bei der Wahl der günstigsten Foliendicke die akustische Impedanz im Verhältnis zum Wellenwiderstand des schallübertragenden Mediums und die der Entladungsperiode entsprechende Hauttiefe zu berücksichtigen sind.

Versuchsanordnung

Die Flachspule (vgl. Abb. 1) befindet sich auf einer Plexiglasscheibe, die auf der Rückseite durch eine Eisenplatte abgeschlossen ist. Die Kupferfolie ist am Ende eines wassergefüllten Eisenrohres eingespannt und die Spule wird mit Hilfe einer Spannvorrichtung gegen die Kupferfolie gedrückt. Zur Vermeidung von Durchschlägen befindet sich zwischen Kupferfolie und Spule eine Isolierfolie. Das Eisenrohr ist am anderen Ende verschlossen. Das Wasser wird mit Hilfe von Pressluft auf einen statischen Überdruck von etwa 1 Atm. gebracht. Letzteres ist erforderlich, um zu vermeiden, dass sich die Kupferfolie nach wenigen Entladungen ausbeult und unbrauchbar wird. Die Entladung des Kondensators über die Spule erfolgte mittels einer Schaltfunkenstrecke. Zur Entladestrommessung wurde die über ein *R-C* Glied integrierte Spannung aus einer Induktionsschleife benutzt. Druckoszillogramme wurden mit Hilfe eines gesinterten Bariumtitanatmikrofones nach einer Arbeit von ROMANENKO[1] und einem dynamischen Mikofon (Bändchenmikrofon) gewonnen. Das Ba-Ti-Mikrofon hatte einen Durchmesser von 0,3 mm und eine obere Frequenzgrenze von 10 MHz. Empfindlichkeit bei 2 Volt Vorspannung — 176 dB (V/μBar) mit Zuleitungskapazität 50 pF.

Als Bändchenmikrofon wurde ein 10 mm langer Leitsilberstrich auf einer Plexiglasplatte verwendet. Der Magnetspalt befand sich im Abstand vom 1/10 mm vor dem Leitsilberstrich. Die Eichung wurde bei tiefen Frequenzen durchgeführt. Unter Berücksichtigung des Einflusses der Plexiglasplatte ergab sich die umgerechnete Druckempfindlichkeit von — 196 dB (V/μBar). Bei guter Justierung (Ausrichtung

parallel zur Stossfront) konnte noch eine Anstiegszeit von 0,02 μSek. nachgewiesen werden.

Messergebnisse

In Abb. 2 sind wiedergegeben als Funktion der Entladespannung, die maximale Entladestromstärke, der daraus nach Gl. (1) berechnete Druck und der mit Hilfe des ge-

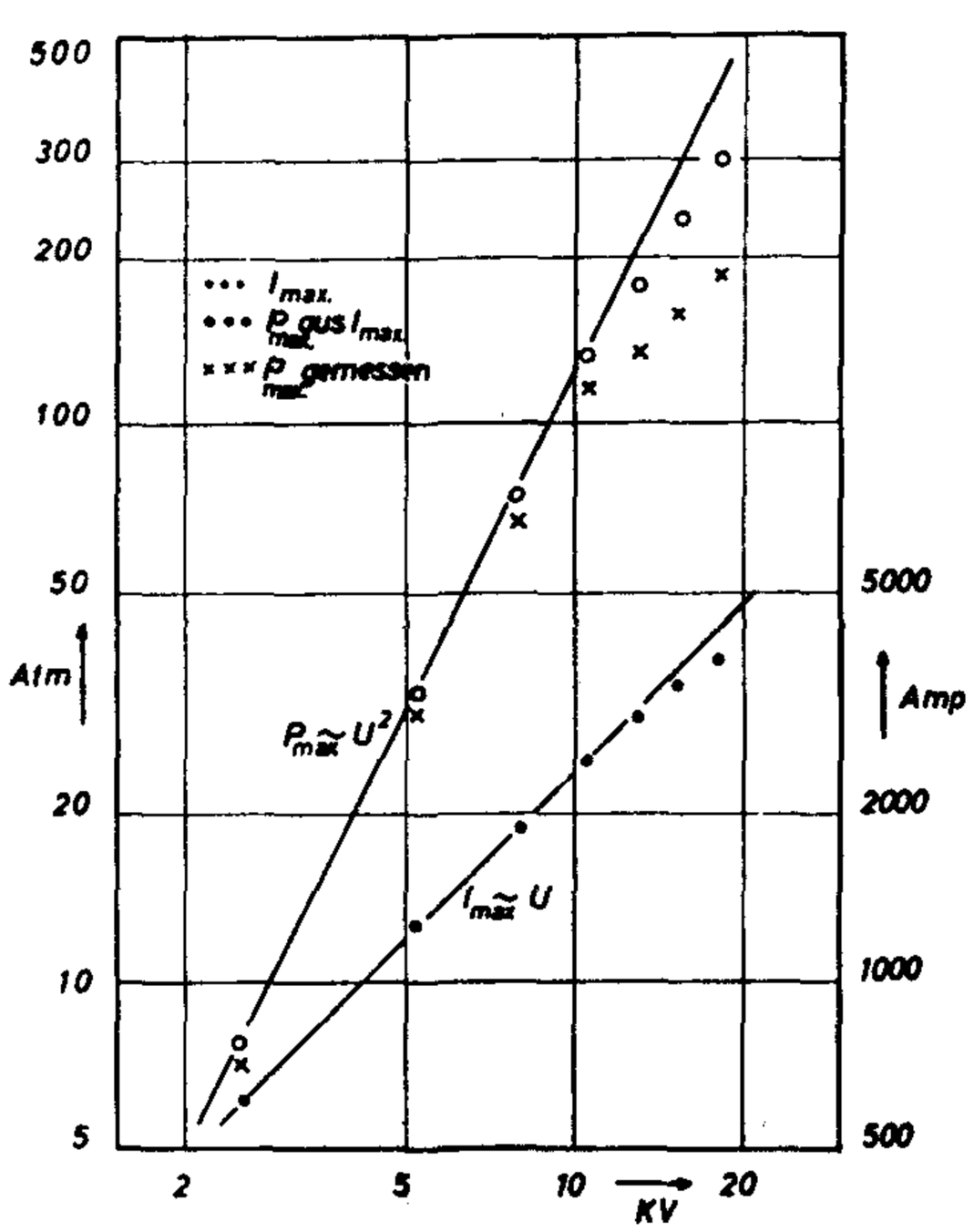


Abb. 2. Maximale Entladungsstromstärke und Druck als Funktion der Entladespannung.

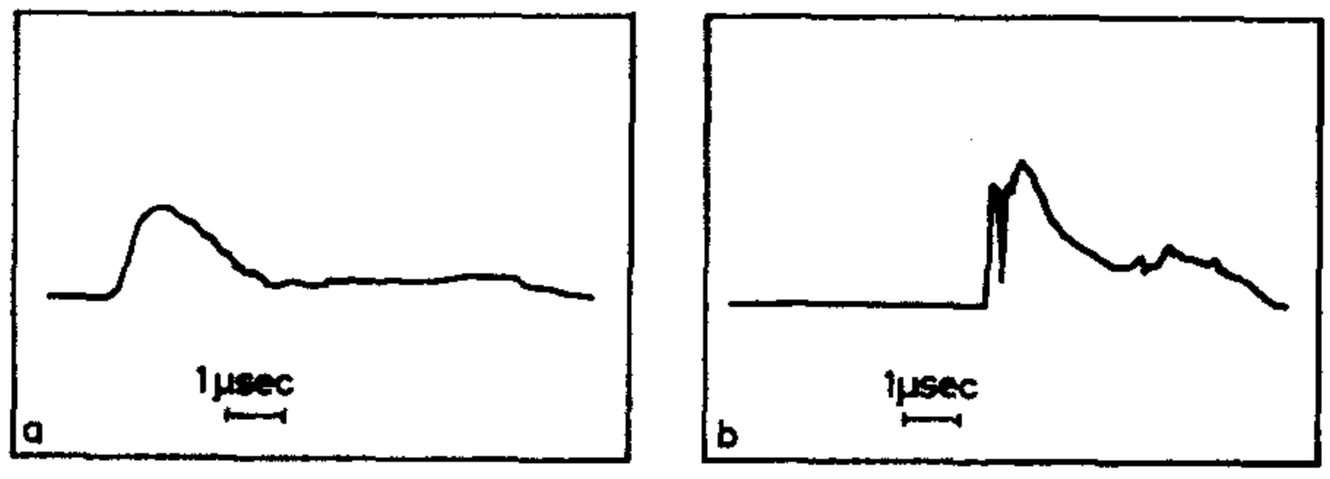


Abb. 3. Druckoszillogramme

a) Sondenmikrofon; Laufweg 150 mm; $p \approx$ 80 Atm.
b) Sondenmikrofon; Laufweg 150 mm; $p \approx$ 150 Atm.
c) Sondenmikrofon; Laufweg 10 mm; $p \approx$ 200 Atm.
d) Bändchenmikrofon; Laufweg 200 mm; $p \approx$ 150 Atm.

eichten Bändchenmikrofones in 20 cm Abstand ermittelte Druck. Die Daten der Anordnung waren: Entladekondensator 0,7 μF, Spule: Durchmesser 5,85 cm, Windungszahl $n = 48$, Foliendicke 0,1 mm. Oberhalb von 10 kV treten merkliche Abweichungen zwischen Rechnung und Messung auf. Sie werden durch die starke Absorption in der Stossfront hervorgerufen, wie durch Messung in geringerem Abstand von der Folie bestätigt werden konnte. Bei hohen Entladespannungen nimmt der maximale Entladestrom nicht mehr linear zu, d.h. es liegt bereits ein Einfluss der akustischen Rückwirkung vor (Übergangsbereich). In Abb. 3 sind Oszillogramme des mit den beiden Mikrofonen aufgenommenen Druck-(Schnelle-)Verlaufes bei verschiedenen Entladespannungen und Abständen von der Folie wiedergegeben. Die Aufnahmen zeigen, wann sich eine Stossfront ausbildet. Die beobachteten Anstiegzeiten geben jedoch im wesentlichen nur die obere Frequenzgrenze der Mikrofone wieder.

Wegen der bei höheren Drucke beobachteten starken Absorption in der Stossfront wurden Versuche mit einem Entladekondensator von 7,5 μF durchgeführt. Der hinter der Stossfront bei 12 kV Entladespannung erzielte Druck betrug hierbei 650 Atm. bei einer Dauer von 5 μSek. und anschliessendem Abfall. Auf Grund der grösseren Impulsdauer erfolgt in diesem Fall der Druckabfall durch die Absorption in der Stossfront nach längeren Laufwegen.

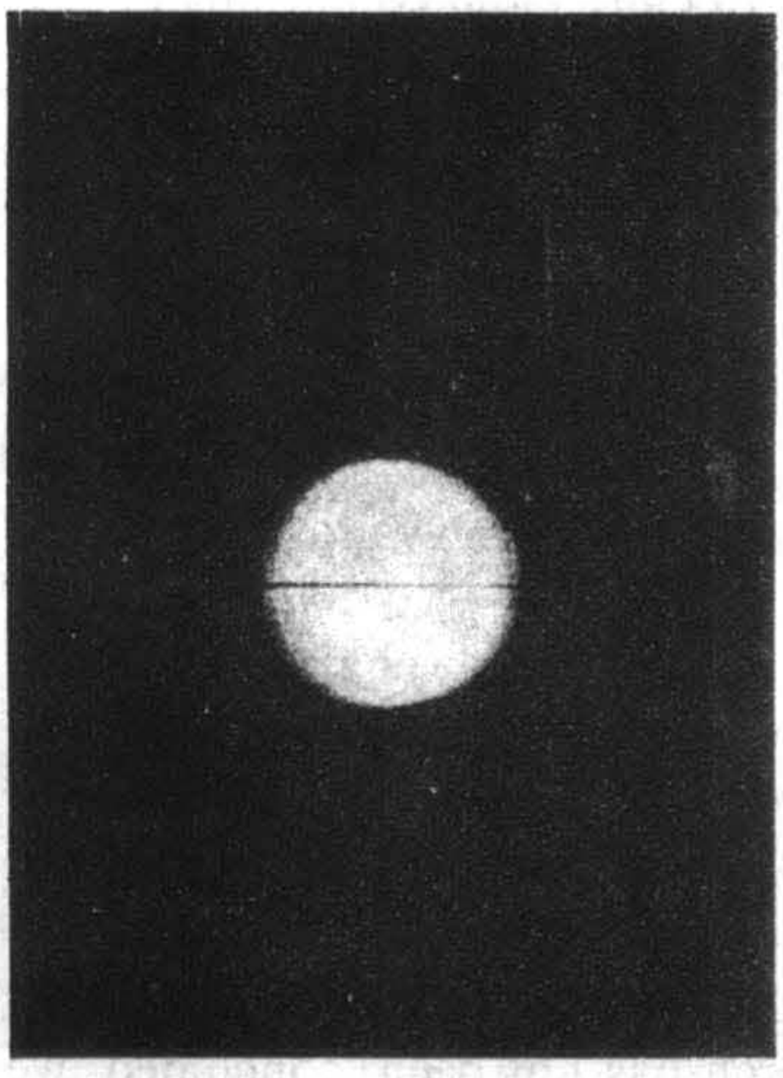


Abb. 4. Schattenaufnahme der Stosswelle.

Abb. 4 zeigt eine Schattenaufnahme der Stossfront bei Funkenfotografie. Es ergibt sich hinreichende Druckkonstanz über den Querschnitt. Letzteres konnte auch durch Messung mit einem Sondenmikrofon bestätigt werden.

LITERATUR

1. E. V. ROMANENKO, *Akust. Zhur.*, 3 (1957) 364.

Sonic Cavitation and Ionizing Radiation

D. SETTE

Institute of Physics, University of Messina, and Institute of Ultrasonics, Rome (Italy)

Bubbles appear in many sound-irradiated liquids as soon as the sound pressure reaches values of the order of a few atmospheres: the peak negative pressure is then well below the negative pressures which are needed in static conditons to overcome the tensile strenght of the medium. According to the current idea sound cavitation is so easily produced because it essentially consists in the growth of existing nuclei to visible bubbles through the evaporation of dissolved gases and of the liquid itself during the negative part of sound pressure cycles. The nuclei are assumed to be spherical cavities of undissolved gases of 0,1–10μ radius. The theory is fairly successful in describing through the growth of the bubbles various aspects of the cavitation experiments, but up to now it has not been possible to clarify the conditions of existence and the origin of the nuclei on which the theory rests.

In recent times it has been observed that ionizing radiation can induce bubbles in liquid systems near their critical temperature. According to SEITZ[1] the bubbles in the experiments in hydrogen and propane bubble-chambers (close to the critical point) are due to knocked-off electrons of about 1 keV produced by the high energy particles along their path. These electrons deposite their kinetic energy in small regions producing "temperature spikes" which explode into bubbles of radius larger than the critical one required for stability; these bubbles can grow through evaporation of the liquid.

Although the sonic cavitation and the bubble formation in bubble chambers happen in liquids which are in very different physical conditions, it seems worthwile to examine the possibility that cosmic radiation could be responsible for the existence of the assumed nuclei or that is could trigger sonic cavitation directly with some other process.

We have planned some experiments to clarify the point; they have been performed only in part at the present time. Although the research has not been concluded, we thought it interesting to report on the results of two experiments..

Threshold of cavitation has been determined in water at 1 Mc/s by the direct observation, increasing by steps the voltage applied to the quartz source. The voltage was applied in each step for 15 s and a rest time of 30 s was given to the liquid between two voltage applications. At the onset of cavitation the voltage was removed and the liquid rested for a minimum of 5 minutes before a new run was started. The water was in a parallelepiped tank whose volume (17 liters) was chosen large in order to decrease the effect of degassing during the experiment. The beam of progressive sound waves was horizontal and ended on a pad of glass wool. On the bottom of the tank a few holes (5 cm diameter) were bored and closed by means of 0.2 mm copper diaphragms.

In the first experiment a point source of gamma rays was set under one of the copper diaphragms. The source was 15 cm below the axis of the sound beam and radiated in a solid angle of 0.15 steradian the region of the liquid in which the onset of cavitation was observed.

The gamma source was ^{60}Co at the intensity of 50 mCurie. In the solid angle of 0.15 steradian 4.4×10^7 photons of about 1 keV were irradiated per second because two photons (1.33 and 1.17 MeV) are emitted as a consequence of each ^{60}Co disintegration. The interaction of these photons with matter consists mainly of Compton events.

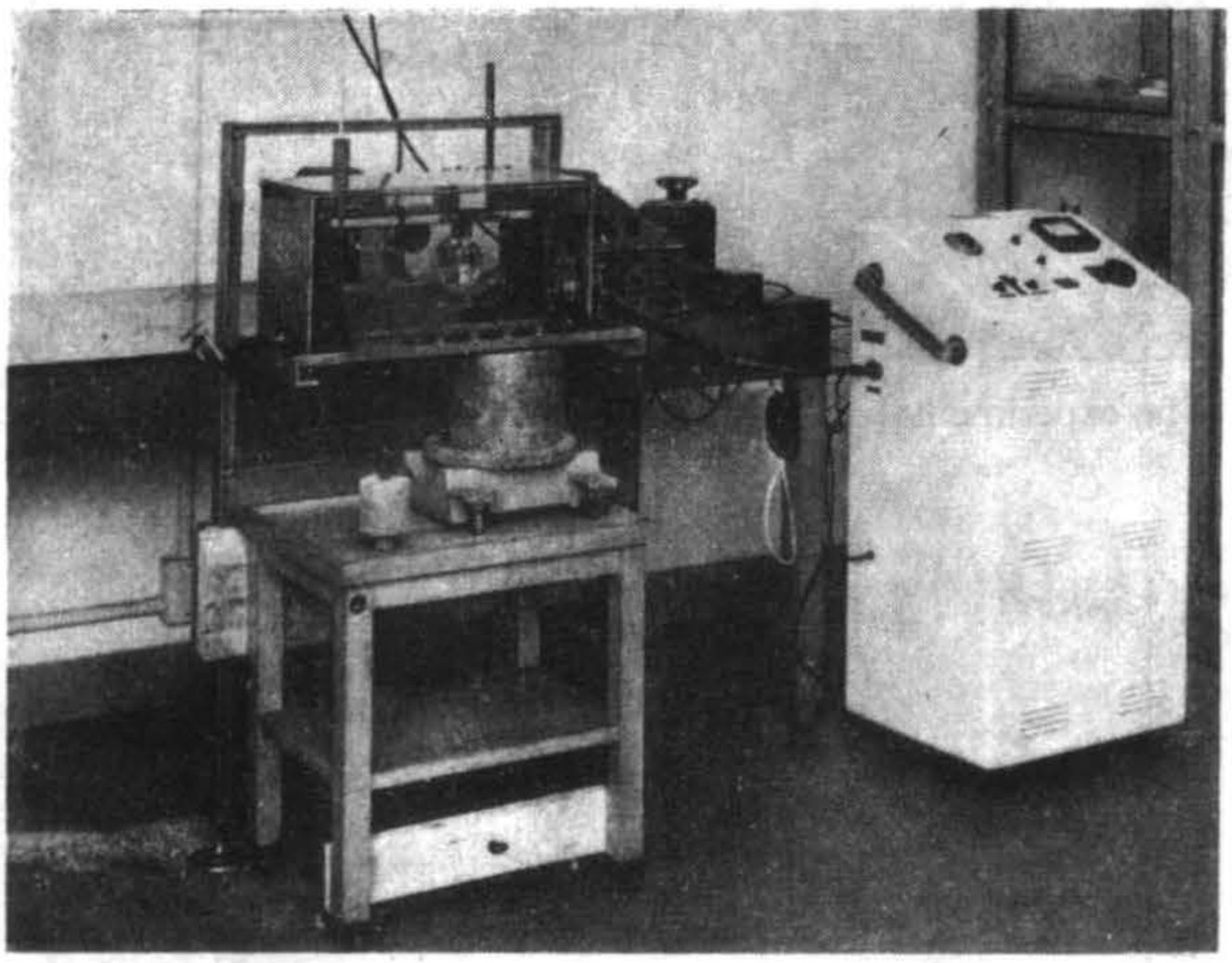


Fig. 1. The experimental disposition with the gamma source set under the water tank.

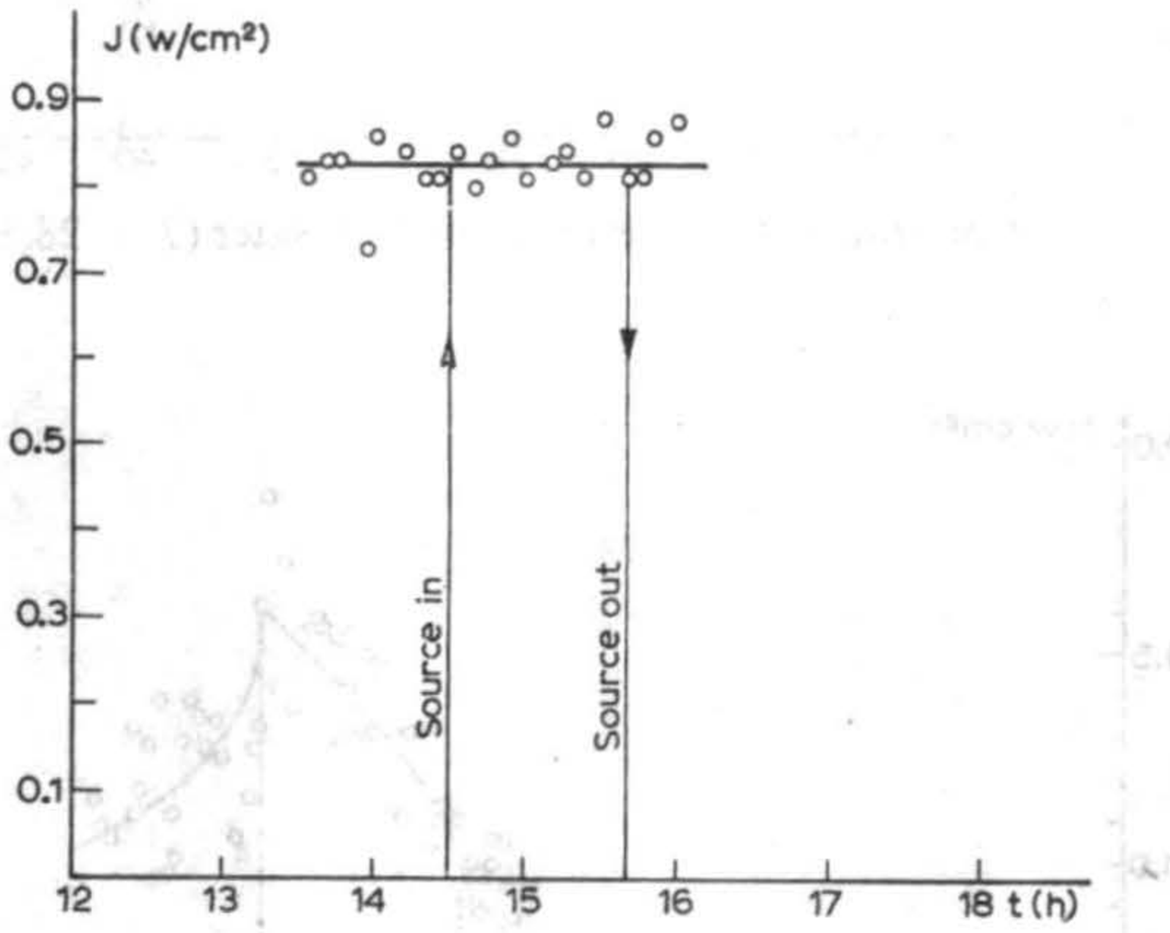


Fig. 2. Cavitation threshold in tap water ($T = 28 \pm 0.2°$ C).

Fig. 1 shows the experimental disposition with the gamma source set under the water tank, while Fig. 2 gives the results obtained: on the diagram the threshold is put as function of the time elapsed from the filling of the tank. The intense ionization produced in water by the gamma rays does not induce any variation of the observed cavitation threshold between the limits of the experimental accuracy.

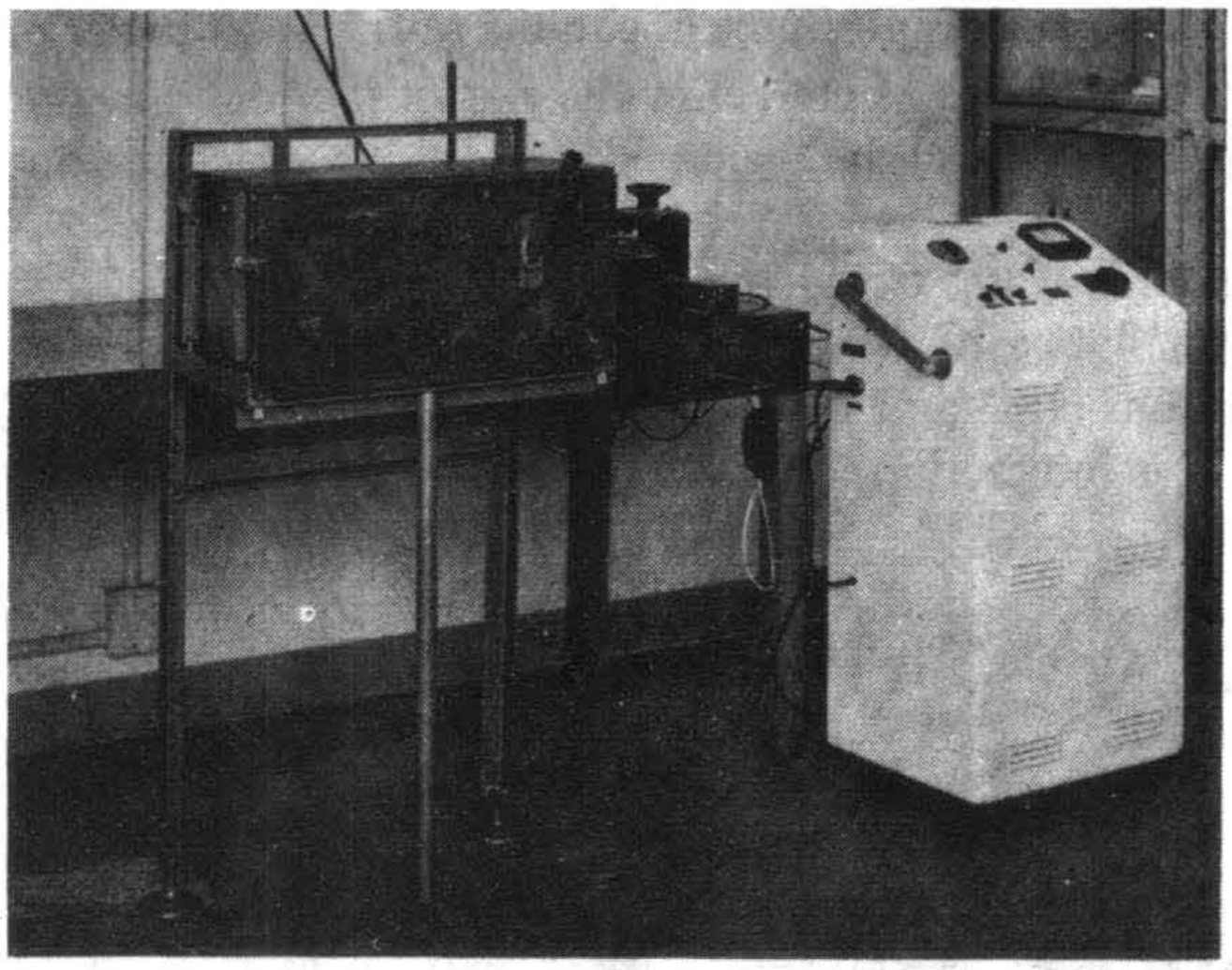


Fig. 3. The experimental disposition surrounded entirely by a lead screen.

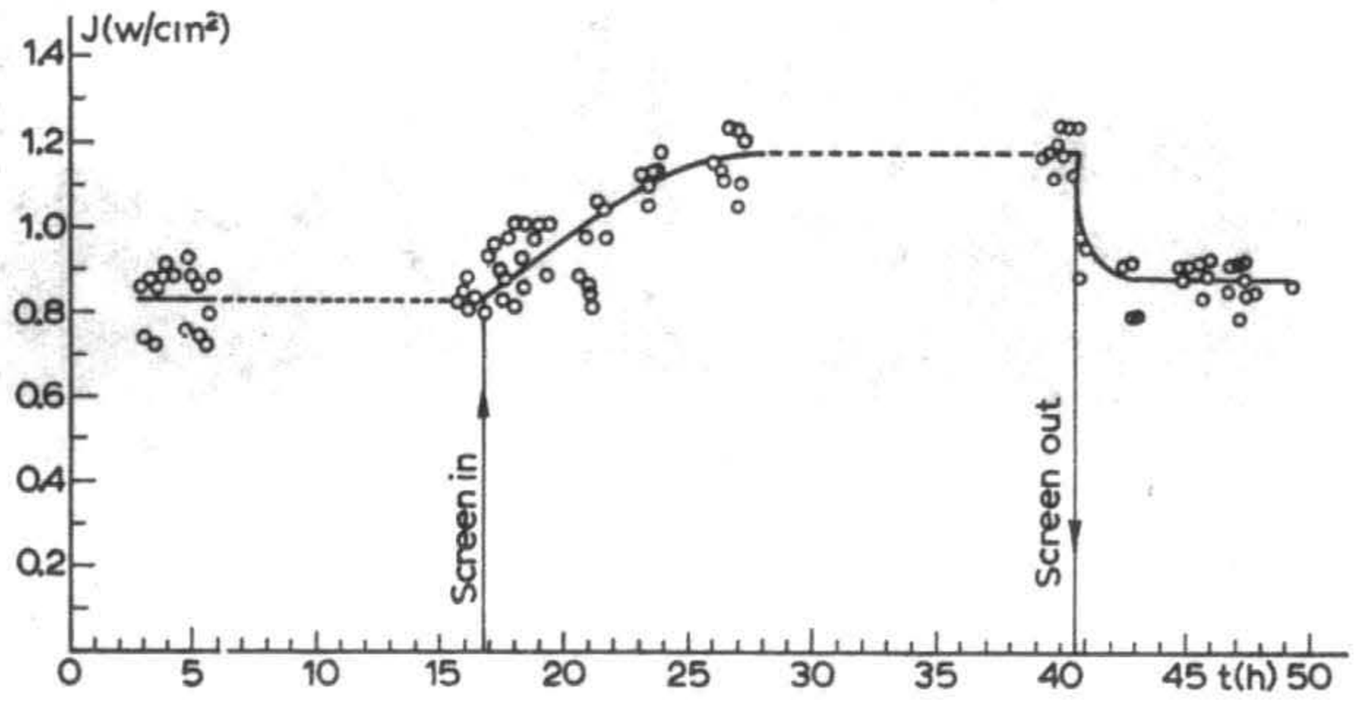


Fig. 4. Cavitation threshold in aerated distilled water ($T = 28.3 \pm 0.5°$ C).

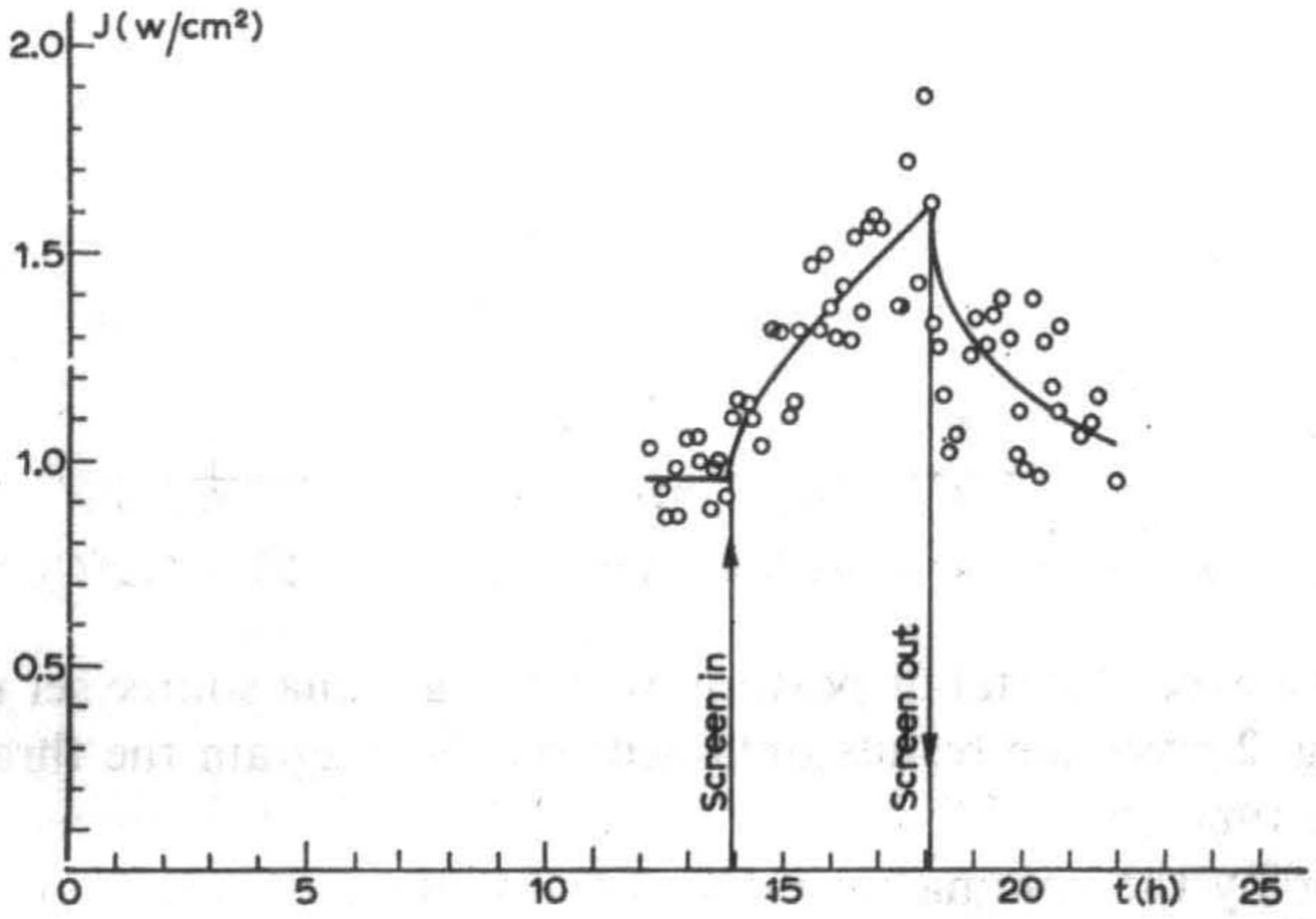


Fig. 5. Cavitation threshold in tap water ($T = 29 \pm 0.7°$C).

In the second experiment the gamma source is not used. The water tank can be surrounded entirely by a lead screen 1.5 cm thick: a thin slot and a hole of 2 cm diameter allow the entrance of a light beam and the observation of the liquid (Fig. 3). The experiment is planned to see the influence, if any, on the cavitation threshold of the presence of the lead screen which reduces the cosmic radiation reaching the liquid in the tank.

The cavitation threshold has been measured for a long period of time on the same sample of water in the tank and the screen has been placed around the tank part of this time. Figs. 4 and 5 give two typical runs. In both cases the insertion of the screen produces an increase of the cavitation threshold which seems to reach a new value asymptotically with time. The removal of the screen causes the decrease of the threshold which in time goes back to the old value. The total variations of the threshold due to the presence of the screen are in two cases 40 and 70% of the original values; these variations seem to be much larger than the experimental error.

The results of this experiment seems to indicate that cosmic radiation has some influence on sound cavitation. The possibility therefore that the origin of the nuclei is bound to the cosmic radiation reaching liquid seems to have some support. Further experimental information is necessary however to draw more definite conclusions.

REFERENCE

1. F. SEITZ, *Phys. Fluids*, 1 (1958) 2.

Observation of Ultrasonic Cavitation

J. SANEYOSHI AND M. OKUSHIMA
Tokyo Institute of Technology, Tokyo (Japan)

INTRODUCTION

Ultrasonic cavitation is very important for the transmission of sonar and for various applications of intense ultrasound in liquids. It has not been clarified whether the microscopic cavities are generated and collapse in every cycle of the ultrasound or whether they are existing continuously. We made stroboscopic observations of cavitation clouds due to ultrasound of 20 kc/s in water, and have succeeded in verifying that almost all of these cavities are generated and collapse in every cycle. Besides, we made oscillographic observations on the quantity of the cavities and on the sound pressure simultaneously. And we noticed that sharp peaks of sound pressure are induced at every moment that the quantity of the cavities becomes minimum.

STROBOSCOPIC OBSERVATION

As shown in Fig. 1, a cavitation cloud in front of the radiating surface of a magnetostrictive transmitter is illuminated by a stroboscopic flashlight and photographed

by a camera. The stroboscopic flashlight is synchronized with the driving source, and the flash phase is adjusted successively at every 1/8 of one period of 20 kc/s. The velocity of the transmitter surface is measured by a pick-up transducer cemented on the opposite end of the transmitter. The media used are boiled water, air-saturated water and a mixture of both.

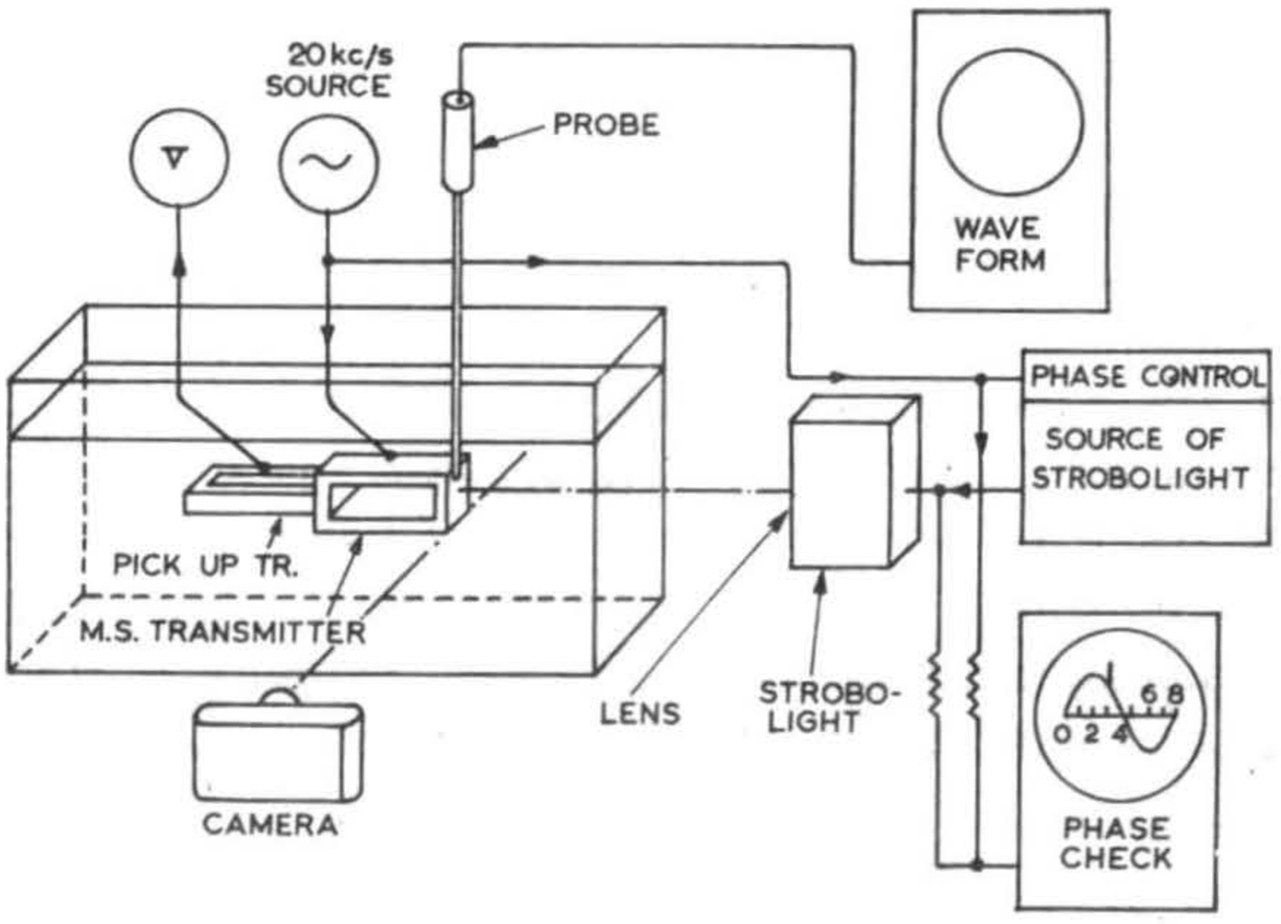
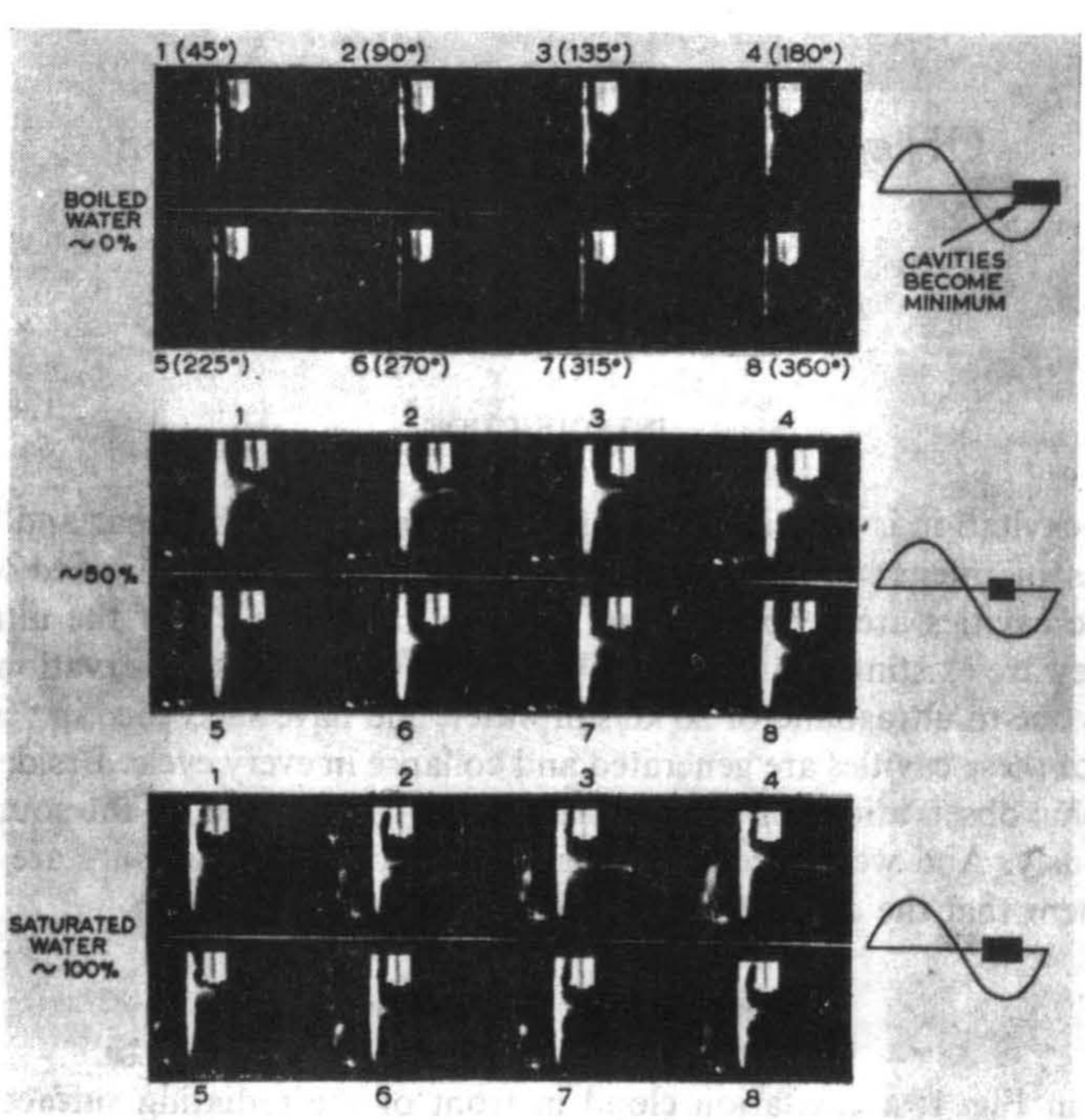


Fig. 1. Arrangement for the stroboscopic observation.



Figs. 2, 3 and 4. Stroboscopic photographs of the cavitation cloud.

Fig. 2 contains 8 photographs which are taken at the flash phases designated there. In each photograph, the bright line is the radiating surface, the transmitter itself is on the left side of this line, and the cavitation cloud is generated in the right side of it. Concerning boiled water, the cavitation cloud is very small and it becomes minimum in the phase range of 270–315 degrees.

Fig. 3 are similar photographs for water in which the degree of saturation of dissolved air is nearly 50%. The cloud is larger than that of Fig. 2, and it becomes minimum at a phase of about 225 degrees.

For air-saturated water (Fig. 4) the cloud becomes minimum at 270 degrees, and the streak of cavities also appears and extinguishes in every cycle.

Throughout these observations, the velocity of the transmitter was kept constant at 27 cm/s, the temperature of the water was 25–30 degrees Centigrade, and the shutter speed of the camera was 1/25 second.

These photographs show clearly that the cavitation cloud diminishes at a certain phase in every period, but it does not disappear completely. However, these photos are the aggregated records of about 800 successive phenomena during exposure time. And it is probable that the cavities disappear completely at a certain phase in some cycles but not in other cycles, because the wave forms of the sound pressure were considerably irregular. Thereafter we intended to observe the quantity of the cavities with respect to time.

OSCILLOGRAPHIC OBSERVATION

As shown in Fig. 5, the shadow of the cloud is focussed on the ground glass of a camera, and a small size phototransistor is fixed at the densest part of the shadow image. The output of the phototransistor may be considered as a measure of the quantity of the cavities. Then the oscillograms of the quantity of cavities and the sound pressure can be photographed simultaneously with a dual-beam oscilloscope. In each pair of oscillograms in Fig. 6, the lower one (pressure) was shifted to the left to compensate the time lag in the probe microphone. This time lag corresponds to 3.10 cycles of the 20 kc/s waves.

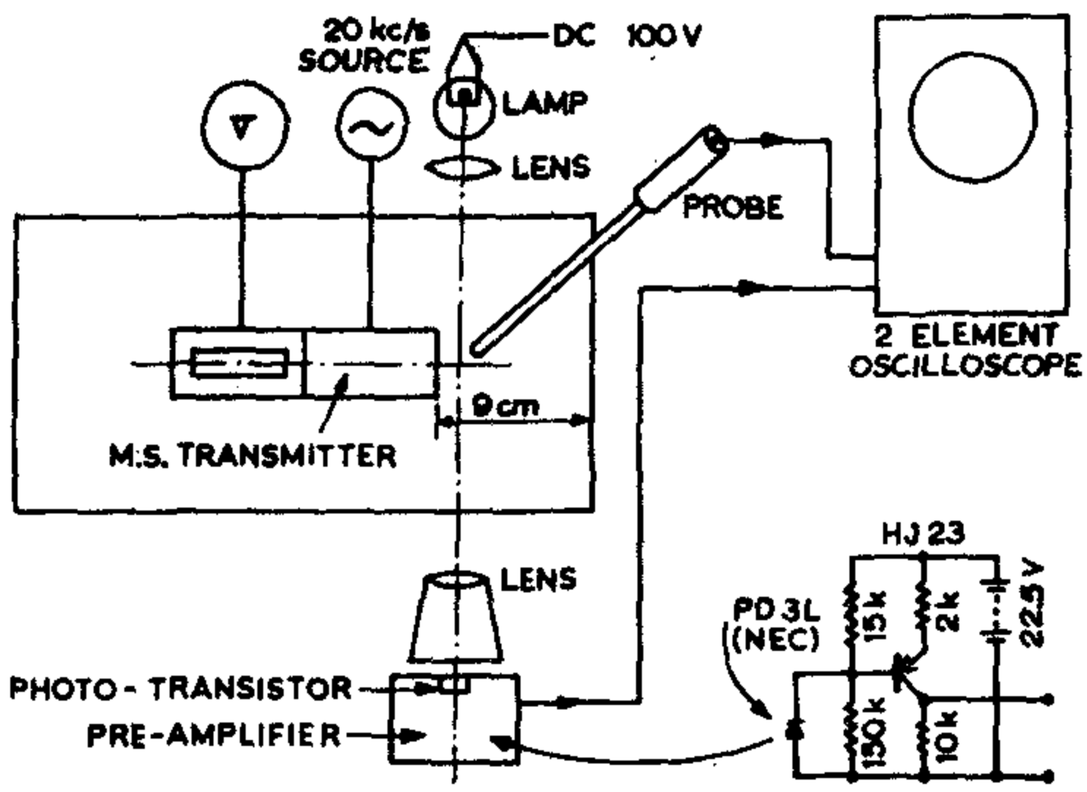


Fig. 5. Arrangement for the oscillographic observation of the quantity of cavities and of the sound pressure.

We can read the following facts from these oscillograms: When the driving velocity is increasing, (1) sharp peaks of positive pressure appear, (2) the peaks disappear in

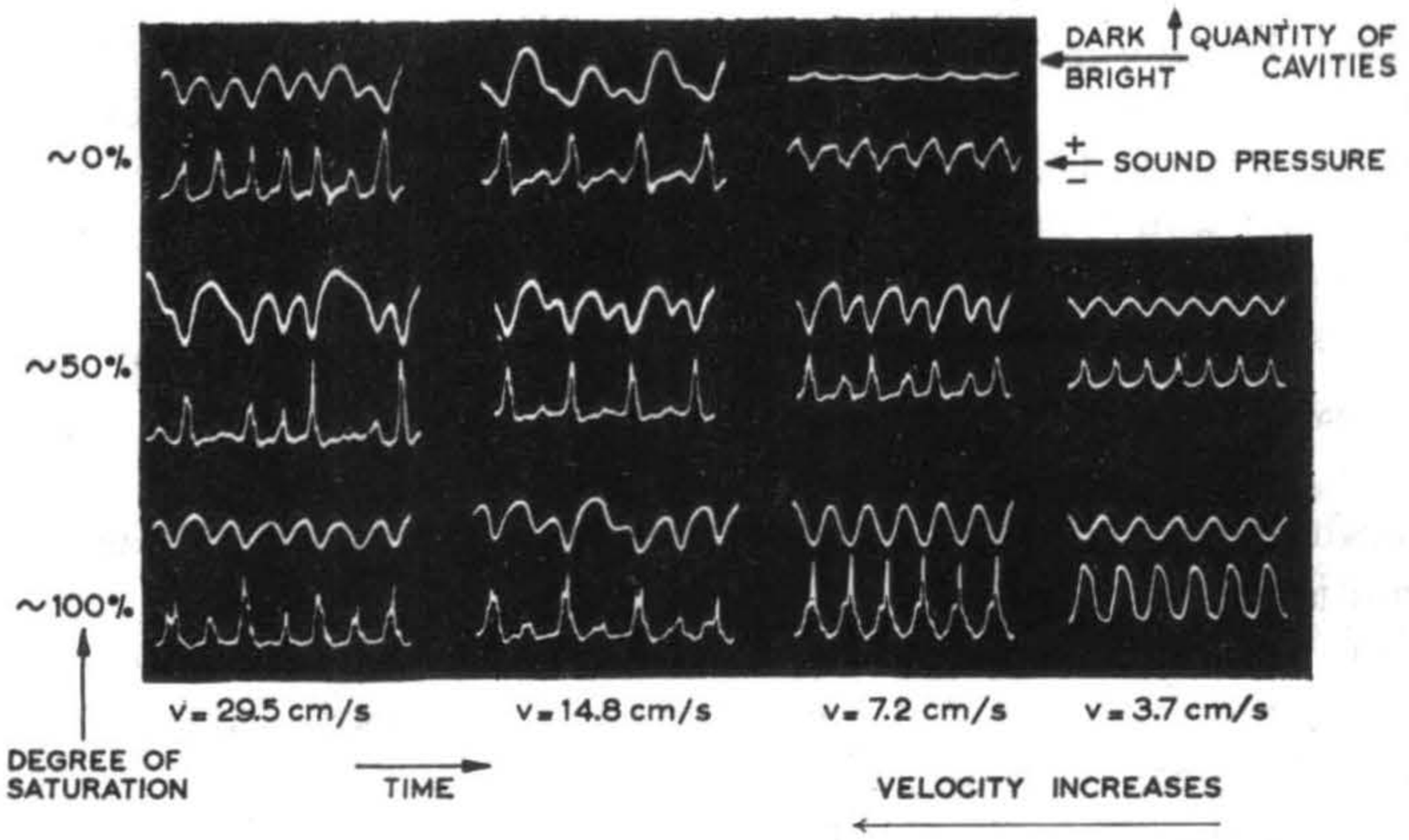


Fig. 6. Oscillograms of the quantity of cavities and of the sound pressure.

every other cycle, and (3) the wave forms become irregular. Even when the wave forms are very irregular, the peaks of sound pressure coincide perfectly with the minima of the quantity of cavities.

Growth of Gas Nuclei in Water under Negative Pressure Pulses

H. G. FLYNN

Acoustics Research Laboratory, Harvard University, Cambridge, Mass. (U.S.A.)

As part of a study of the behavior of transient cavities in liquids, radius–time curves have been computed for the growth of such cavities in water under a negative pressure pulse. These calculations are being carried out on the UNIVAC computer at the Harvard Computation Laboratory.

In these calculations it is assumed that a small spherical nucleus of radius R contains n moles of a gas and is initially at rest in an infinite volume of water. The liquid is taken to be incompressible, and the effects of heat conduction, mass transfer and viscosity have been neglected. Expansion of the gas in the cavity is assumed to be isothermal. At the time $t = 0$, a negative pressure pulse is applied uniformly to the liquid according to the relation

$$f(t) = \lambda_0 \exp\left[-\lambda^2(t-\bar{t})^2\right]$$

where t is the time, λ_0 is the pulse amplitude in bars, λ is a measure of the pulse width and $\bar{t}$ locates the maximum of the pulse in time. Pulse width, defined as the ratio $2/\lambda$, is the interval between times at which $f(t) = \lambda_0 \exp[-1]$.

The nucleus is assumed to grow in accordance with the system of differential equations

$$\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t} + \frac{3}{2}\frac{U^2}{R} = \frac{1}{\varrho_0 R}\left[p_n\left(\frac{R_n}{R}\right)^3 + p_v(T_0) - f(t) - \frac{2\sigma}{R} - p_{L0}\right]$$

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t} = U$$

In these equations U is the speed of the interface of the cavity, R is the radius of the cavity, σ is the surface tension, p_n is the initial pressure of the gas in the nucleus, R_n is the initial radius of the cavity, ϱ_0 is the density of the liquid, p_{L0} is the initial static pressure in the liquid, and $p_v(T_0)$ is the vapor pressure of the liquid at the ambient temperature T_0. It is assumed that p_{L0} and T_0 remain constant throughout the motion. In all these calculations p_{L0} has been taken to be 1 bar and $T = 20°$ C.

These equations are the same differential equations solved numerically by NOLTINGK AND NEPPIRAS[1] in their study of the growth of gas nuclei under the influence of sinusoidal pressure excitation.

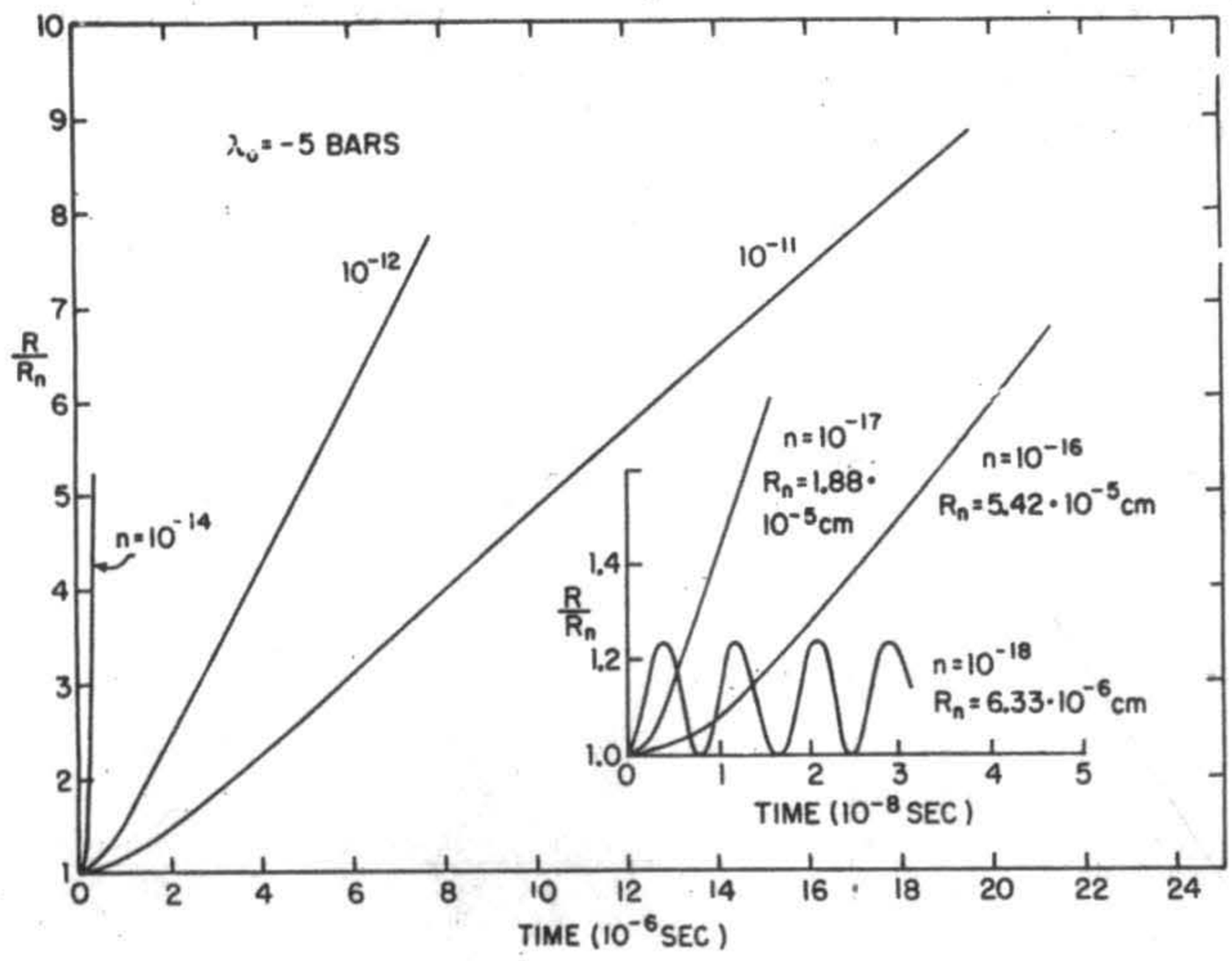


Fig. 1. Radius–time curves for pulse of infinite width.

Fig. 1 shows the R,t curves for a pulse of infinite width. Under such a constant pressure, nuclei for which $n > 10^{-18}$ moles will grow. This cut-off agrees with what one would expect from a consideration of the static equilibrium of a nucleus under a static pressure. Fig. 2 shows how the R,t curves vary with pulse width. For $2/\lambda = 1$ ms, the growth of a nucleus is negligible for moderate values of λ_0. In Fig. 3, the ratio of maximum to initial radius, R_0/R_n, is shown as a function of $2/\lambda$ and the relation between the maximum relative expansion of the cavity and pulse width is found to be a linear function.

In Fig. 4 the effect of λ_0, the pulse amplitude, on the R,t curves is displayed. For

$2/\lambda = 25$ ms a change of λ_0 by a factor of 5 increases R_0/R_n by a factor of 6.7. Finally in Fig. 5 the relation between the growth of a gas nucleus and its gas content is shown. The maximum relative growth increases sharply as n, the number of moles of gas, decreases and reaches a maximum in the neighborhood of the cut-off, $n = 10^{-18} M$.

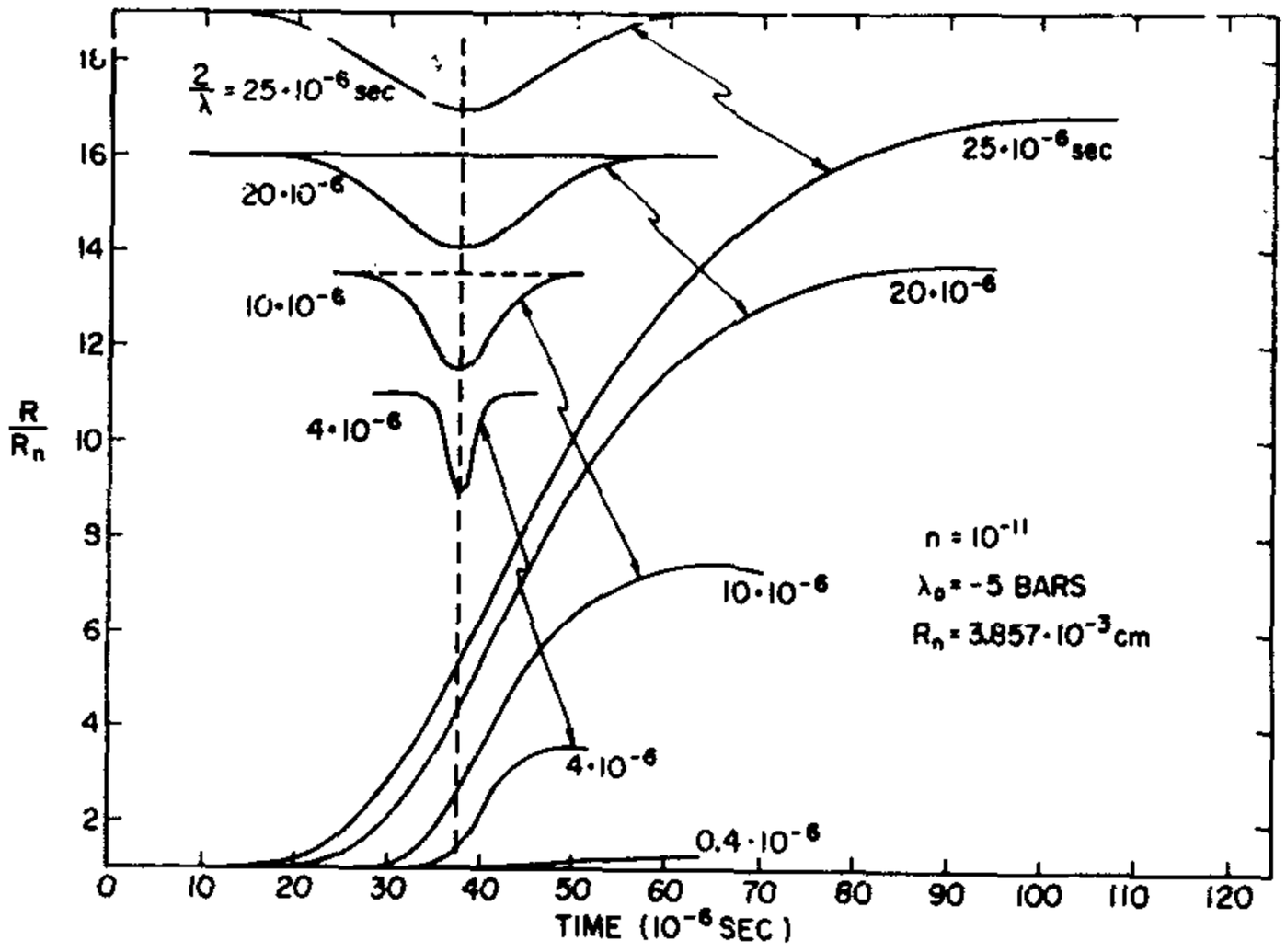


Fig. 2. Radius–time curves as a function of pulse width.

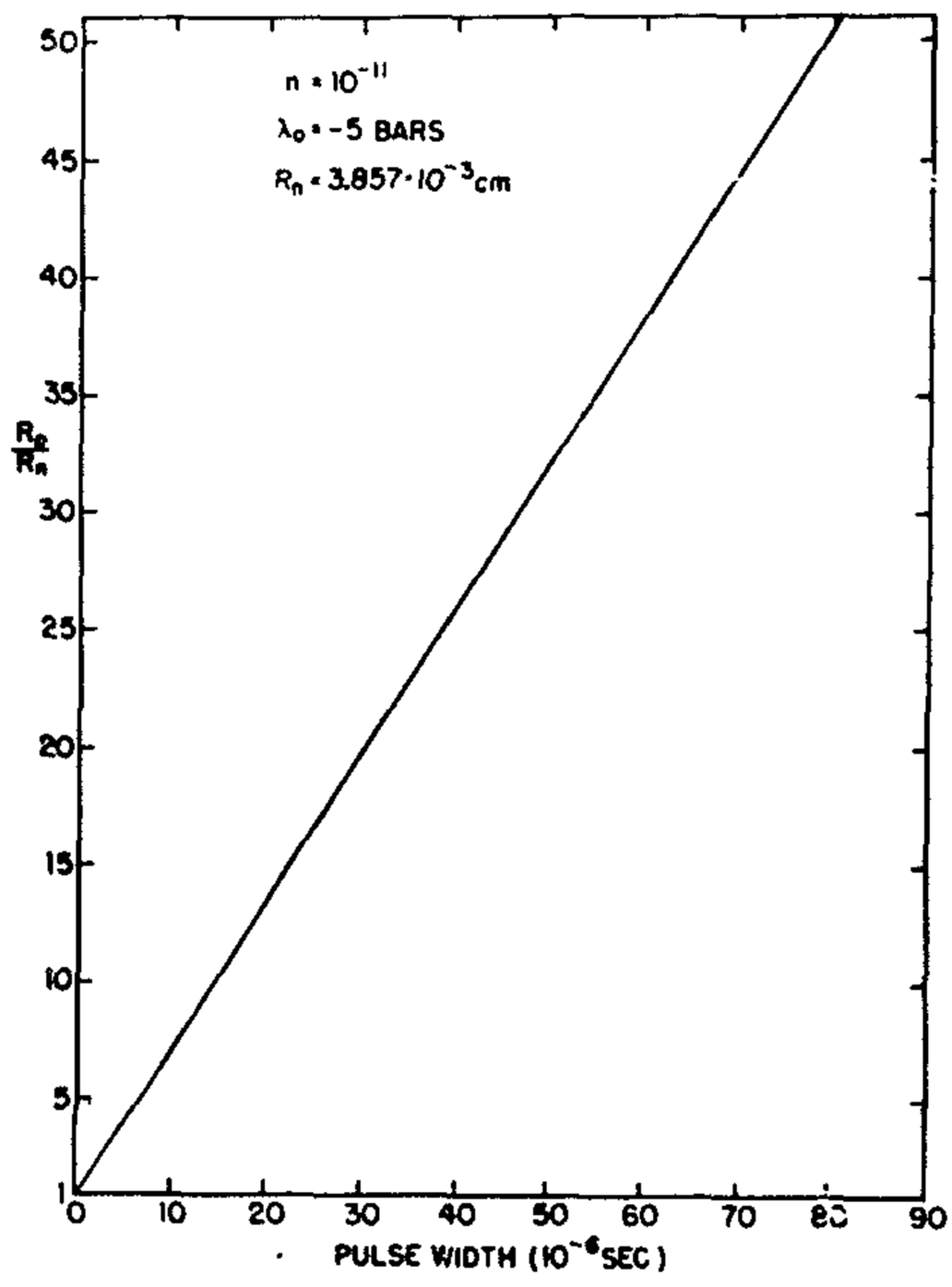


Fig. 3. Maximum relative radius as function of pulse width.

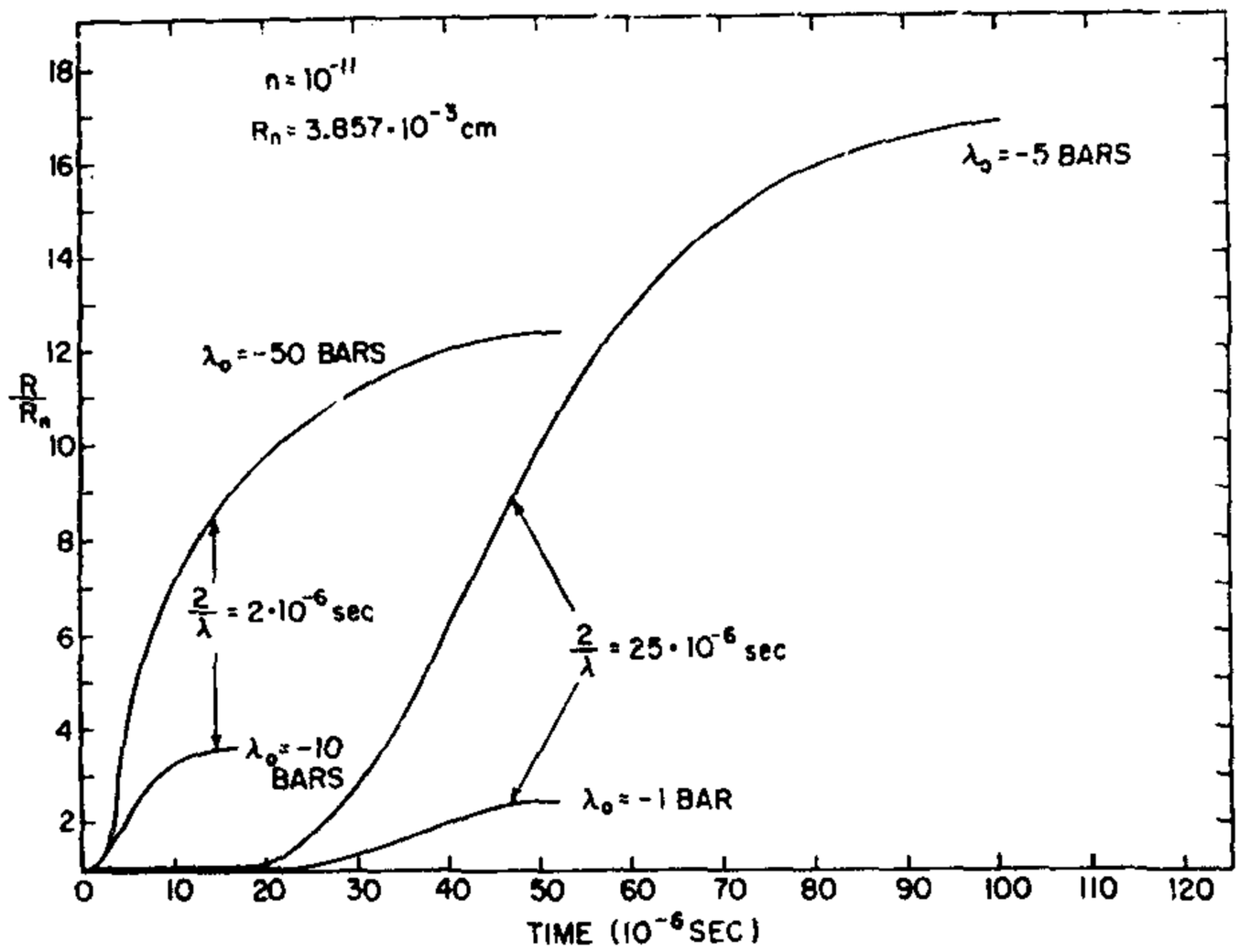


Fig. 4. Radius–time curves as function of pulse amplitude.

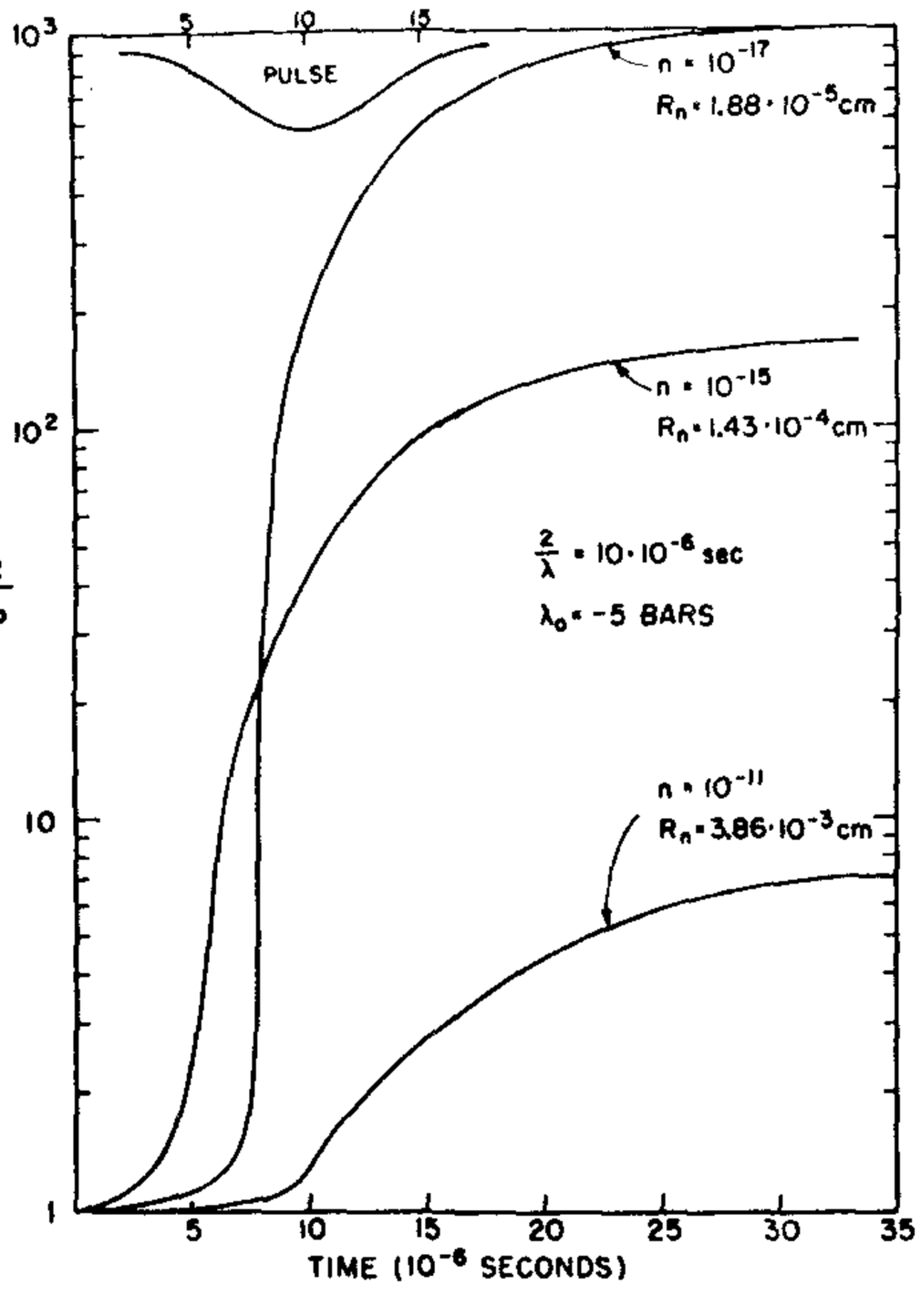


Fig. 5. Radius–time curves as function of gas content.

Acknowledgement is gratefully made for support of this work by the Office of Naval Research.

REFERENCE

1. B. E. Noltingk and E. A. Neppiras, *Proc. Phys. Soc.* (*London*) *B*, 63 (1950) 674.

Zur Phasenbeziehung zwischen Lumineszenz und Kavitationsvorgang bei periodischer Schallanregung

E. MEYER UND H. KUTTRUFF

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen (Deutschland)

Bekanntlich hängt die Sonolumineszenz, also das Leuchten von Flüssigkeiten unter der Einwirkung eines Schallfeldes, eng mit dem Kavitationsvorgang zusammen. Man weiss ferner, dass die Lichtemission nicht kontinuierlich, sondern in Form von kurzen, sich mit der Frequenz des anregenden Schallfeldes wiederholenden Lichtimpulsen vonstatten geht.

Nachdem verschiedene Versuche zur Herstellung einer Phasenkorrelation zwischen Lichtaussendung und Schalldruck[1,2,3,4] zu einander widersprechenden Ergebnissen geführt haben, erschien es zweckmässiger, den Zeitpunkt der Lichterzeugung auf den Kavitationsablauf selbst zu beziehen und zwar durch direkte Beobachtung der Kavitationsblasen. Im Interesse einer einfacheren Experimentiertechnik wurde die Schallfrequenz mit 2,5 kHz relativ niedrig gewählt. Die Blasen wurden im Licht einer kurzzeitigen Funkenentladung photographiert, die zu einem vorgegebenen Zeitpunkt ausgelöst werden konnte.

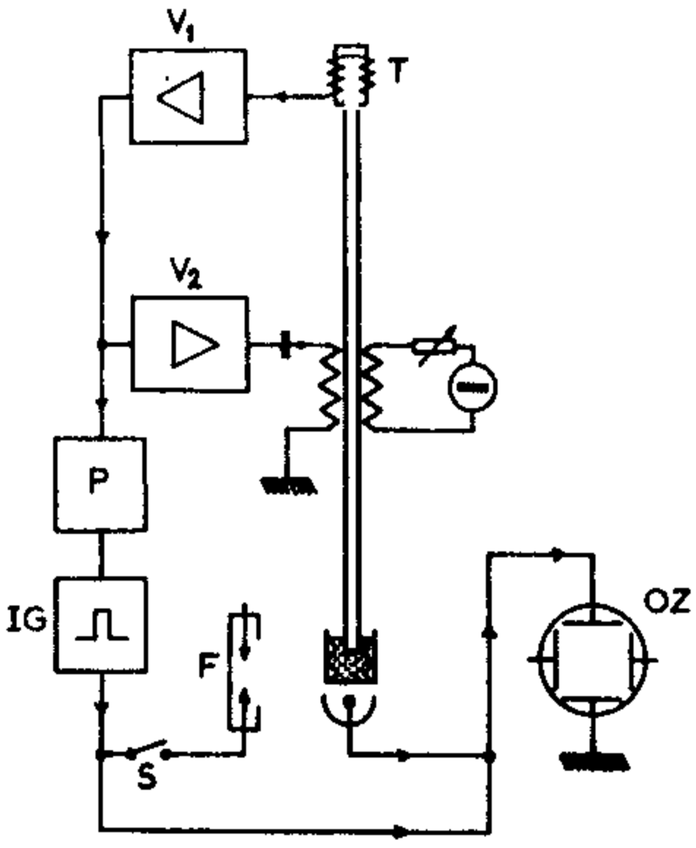


Abb. 1. Blockschaltbild der Messapparatur.

Zur Schallerzeugung wurde ein Nickelrohr von 1 m Länge und 12 mm Aussendurchmesser verwendet (Abb. 1). Es ist in der Mitte eingespannt und wird magnetostriktiv erregt. Am bequemsten ist eine Selbsterregung, die mittels eines magnetischen Telefonsystems T, zweier Verstärker V_1 und V_2 und der Anregungsspule bewerkstelligt wird. Das untere Ende des Rohres ist mit einem Messingplättchen versehen und taucht in eine kleine Küvette ein, die Glykol als Messflüssigkeit enthält. Die entstehenden Kavitationsblasen sind auf der Schwingeroberfläche lokalisiert, da hier die maximalen Trägheitskräfte auftreten. Diese Blasen werden schräg von unten

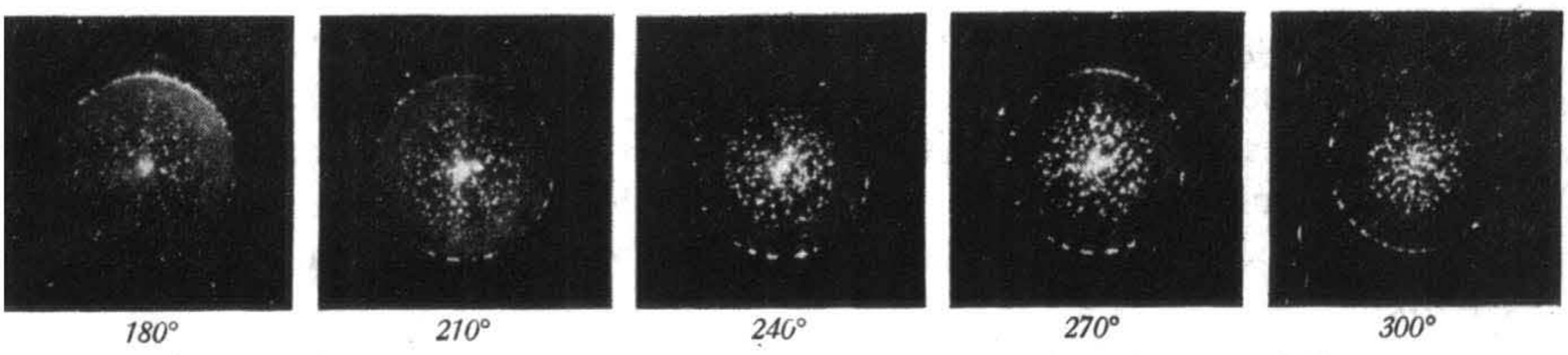


Abb. 2. Momentaufnahmen von Kavitationsblasen bei verschiedenen Schwingerphasen. $f = 2{,}5$ kHz. (Die Zahlen bezeichnen die Zeitdifferenz zwischen Funkenbeleuchtung und Ende des jeweils vorangegangenen Lumineszenzimpulses, ausgedrückt als Phasenwinkel in Grad). $360^0 \cong 400\,\mu$Sek.

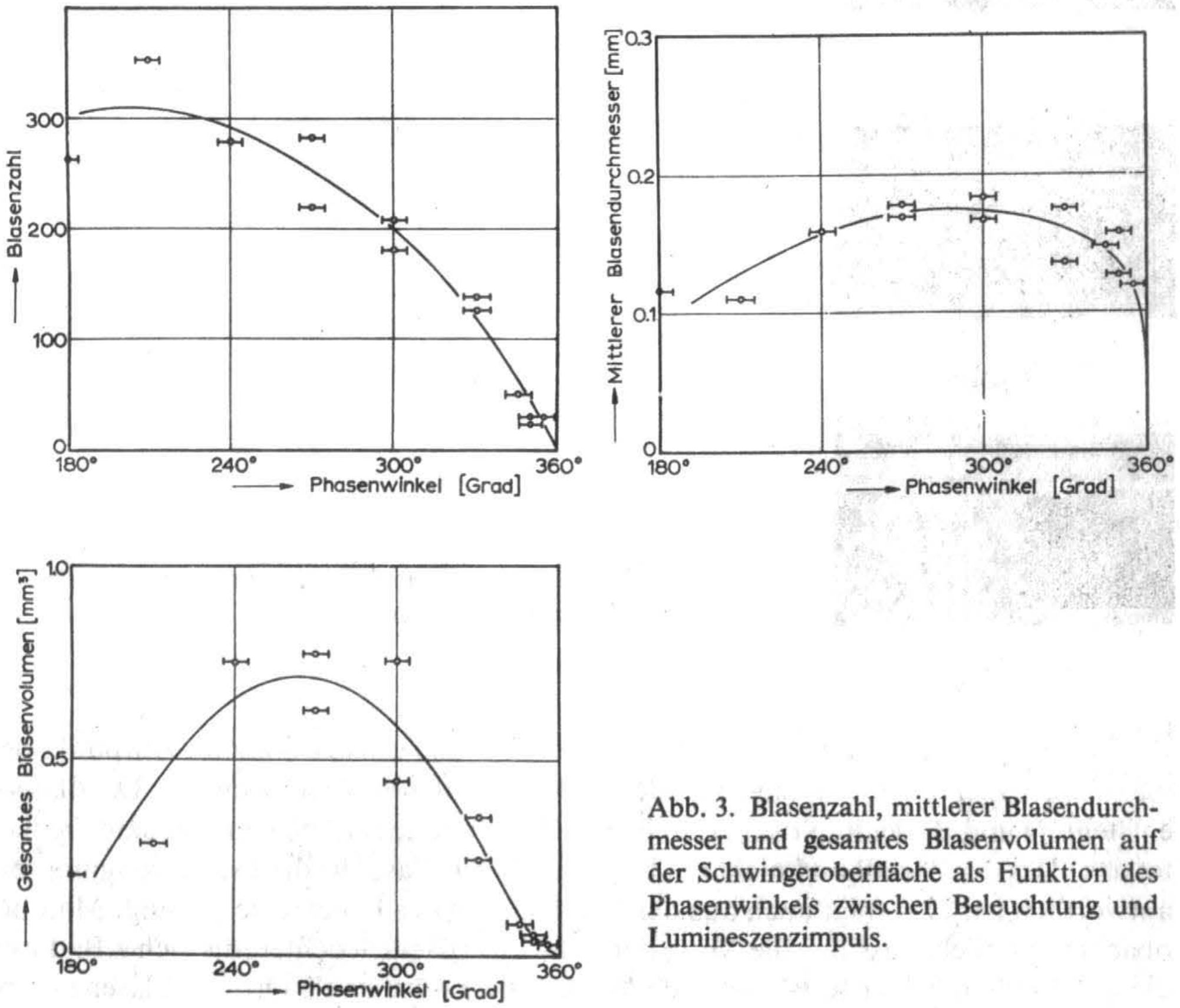


Abb. 3. Blasenzahl, mittlerer Blasendurchmesser und gesamtes Blasenvolumen auf der Schwingeroberfläche als Funktion des Phasenwinkels zwischen Beleuchtung und Lumineszenzimpuls.

mit Hilfe der Funkenlichtquelle *F* beleuchtet, die beim Schliessen des Schalters *S* durch eine im Impulsgenerator *IG* erzeugte Impulsspannung einmalig gezündet wird. Der Impulsgenerator seinerseits wird mit der Anregungsspannung synchronisiert, deren

Phasenlage bezüglich der Rohrschwingung mit dem Phasenschieber *P* beliebig eingestellt werden kann. Ausserdem werden die Zündimpulse auf einem Oszillographen *OZ* mit den Lumineszenzimpulsen zeitlich verglichen, die mittels eines Photomultipliers in elektrische Impulse umgesetzt werden. Die – hier nicht gezeichnete – Aufnahmekamera befand sich bei den in Abb. 2 wiedergegebenen Aufnahmen senkrecht unter der Küvette.

Bei den so gewonnenen Aufnahmen stellte es sich heraus, dass jeweils während der an die Aussendung des Lumineszenzblitzes anschliessenden Halbperiode keine Kavitationsblasen vorhanden waren. Diese Halbperiode ist daher in Abb. 2 gar nicht wiedergegeben worden. Erst bei etwa 180° entstehen zahlreiche Bläschen, und zwar über die ganze Schwingerfläche verteilt. Diese wachsen zuerst noch und werden dann durch eine radial nach innen gerichtete Flüssigkeitsströmung zusammengeschoben.

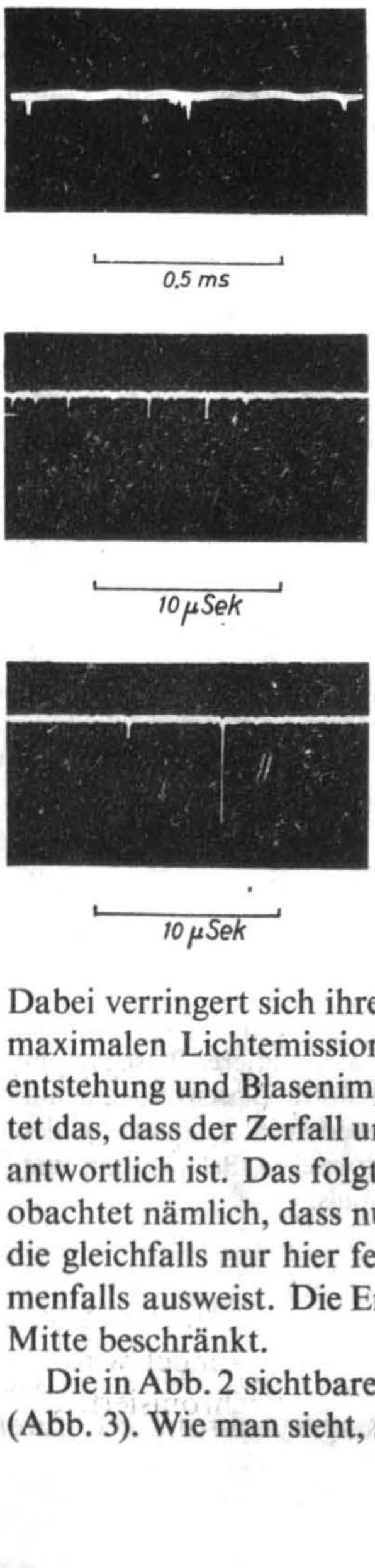


Abb. 4. Oszillogramme von Lumineszenzimpulsen bei verschieden schneller, einmaliger Zeitablenkung.

Dabei verringert sich ihre Zahl nach und nach; bei 360°, also etwa zum Zeitpunkt der maximalen Lichtemission, sind gerade die letzten Blasen verschwunden. Da Blasenentstehung und Blasenimplosion durch eine Halbperiode zeitlich getrennt sind, bedeutet das, dass der Zerfall und nicht die Entstehung der Blase für die Lichterzeugung verantwortlich ist. Das folgt auch aus der Ausdehnung der Leuchterscheinung. Man beobachtet nämlich, dass nur die Mitte der Schwingerfläche leuchtet, die sich z.B. durch die gleichfalls nur hier festzustellende Werkstoffzerstörung als Ort des Blasenzusammenfalls ausweist. Die Entstehung der Blasen dagegen ist nach Abb. 2 nicht auf die Mitte beschränkt.

Die in Abb. 2 sichtbaren Blasen wurden ausgezählt und nach Grössenklassen sortiert (Abb. 3). Wie man sieht, setzt erst ab 270° das Zusammenfallen der Blasen in nennens-

wertem Mass auf. Doch erst in den Schlussphasen verringert sich auch der mittlere Blasendurchmesser stark. Eine genauere Untersuchung der sich in Wirklichkeit aus zahlreichen Einzelimpulsen zusammensetzenden Leuchtimpulse zeigt ausserdem, dass fast nur die in diesem letzten Stadium implodierenden Blasen Lichtblitze erzeugen können. Offenbar kann eine implodierende Kavitationsblase nur dann leuchten, wenn sie nicht von zu vielen anderen Blasen umgeben ist, die den zu einem raschen Zusammenfall erforderlichen hohen Flüssigkeitsdruck aufnehmen.

Abb. 4 zeigt mit einmaliger Strahlablenkung gewonnene Lumineszenzoszillogramme. Wie man sieht, werden in jedem einzelnen Zyklus mehrere Lichtblitze erzeugt; im Mittel sind es drei bis acht. Bei den beiden unteren Teilbildern betrug die Zeitkonstante der Messapparatur $40 \cdot 10^{-9}$ Sek. Die genaue Ausmessung dieser und ähnlicher Oszillogramme führt bei Berücksichtigung dieser Zeitkonstante zu dem Schluss, dass die tatsächliche Dauer der Lichtblitze 10^{-8} Sek. nicht überschreitet.

Diese Ergebnisse legen es nahe, das Zustandekommen der Sonolumineszenz durch adiabatische Erhitzung des gasförmigen Blaseninhalts bei der Implosion oder durch einen verwandten Prozess zu erklären. Dennoch ist es bis jetzt nicht möglich, z.B. elektrische Entladungen mit Sicherheit als Ursache des Leuchtens auszuschliessen.

LITERATUR

1. P. GÜNTHER, E. HEIM, A. SCHMITT UND W. ZEIL, *Naturforsch.*, 12a (1957) 521.
2. P. GÜNTHER, E. HEIM UND G. EICHKORN, *Z. angew. Phys.* 11 (1959) 274.
3. W. U. WAGNER, *Z. angew. Phys.*, 10 (1958) 445.
4. P. JARMAN, *Proc. Phys. Soc.* (*London*) *B*, 73 (1959) 628.

Über das Zustandekommen der Sonolumineszenz

E. HEIM

Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie der T.H. Karlsruhe (Deutschland)

Auf Grund des bis heute bekannten Tatsachenmaterials kann es als erwiesen gelten, dass die unter der Einwirkung des Schallwechseldrucks periodisch erfolgende adiabatische Kompression von Gasblasen, die in den Druckbäuchen eines stehenden Wellenfeldes schwingen, für das Zustandekommen der Sonolumineszenz verantwortlich ist. Als Grundlage für eine theoretische Behandlung dieses Fragenkomplexes können die Arbeiten von NOLTINGK UND NEPPIRAS[1] dienen, in denen das Verhalten derartiger Blasen unter der Einwirkung eines alternierenden Flüssigkeitsdruckes rechnerisch behandelt wurde. Eine Auswertung der dort abgeleiteten Energiegleichungen ergab, dass in jeder Schwingungsperiode auf ein langsames Anwachsen der Blasengrösse, das, wenn auch mit zunehmend verminderter Geschwindigkeit, noch bis weit in die Überdruckperiode des Schallwechseldrucks hinein fortdauert, ein kurzzeitiger Kollaps erfolgt, in dessen Verlauf die Blasenwandungen Überschall-

geschwindigkeit erreichen und die gesamte kinetische Energie der bewegten Flüssigkeitsmasse auf den gasförmigen Blaseninhalt übertragen wird. Charakteristisch für diesen Mechanismus sind die in der Endphase des Kollaps kurzzeitig im Innern der schwingenden Blasen auftretenden extrem hohen Drucke (Grössenordnung 10^5 Atm. und mehr) und Energiedichten als Folge der adiabatisch erfolgenden Kompression. Die unmittelbar danach explosionsartig einsetzende Expansion führt zur Aussendung einer Stosswelle in die umgebende Flüssigkeit. Die Phasenlage dieser Effekte, bezogen auf die Schallwechseldruckamplitude, ist ganz besonders auffallend, da der Augenblick der Beendigung des Kollaps erst nach Durchlaufen des Druckmaximums zu einem durch die Versuchsbedingungen eindeutig festgelegten Zeitpunkt innerhalb des letzten Viertels jeder Schwingungsperiode erreicht wird.

Die grundsätzliche Richtigkeit dieser Anschauungen konnte experimentell bewiesen werden, da BOHN[2] mit Hilfe eines magnetostriktiven Sondenmikrophons das Auftreten kurzzeitiger, dem sinusförmigen Schallwechseldruck in periodischer Folge überlagerter Druckspitzen in der berechneten Phasenlage nachweisen konnte und MUNDRY UND GÜTH[3] bei der funkenkinematographischen Verfolgung des Lebenszyklus einzelner Gasblasen Radius–Zeit-Kurven erhielten, die besonders in der Umgebung des Kollapses eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit den theoretisch berechneten Kurven aufwiesen.

Wenn der Kollaps die Ursache für das Auftreten des Ultraschall-Leuchtens wäre, müsste die Lichtemission auf ein eng begrenztes Zeitintervall in der nach NOLTINGK UND NEPPIRAS zu berechnenden Phasenlage beschränkt sein. Wir konnten nun tatsächlich als erste zeigen, dass bei der Sonolumineszenz nur während des Bruchteils einer Schwingungsdauer Licht emittiert wird[4]; innerhalb dieses Bereichs des Aufleuchtens, der unter den angewandten Versuchsbedingungen bei einer Schallfrequenz von 30 kHz ein Intervall von maximal $4 \cdot 10^{-6}$ Sek. umfasste und dessen Phasenlage mit der theoretisch berechneten übereinstimmte, sind deutlich einzelne Lichtblitze zu erkennen, deren Zeitdauer mit Sicherheit kleiner als $5 \cdot 10^{-8}$ Sek. ist. Durch den Nachweis der zeitlichen Koinzidenz beider Erscheinungen konnten wir den ursächlichen Zusammenhang zwischen Kollaps und Aufleuchten auch direkt beweisen[5]. Zu dem gleichen Ergebnis gelangte KUTTRUFF[6] mit einer Versuchsanordnung, die es gestattete, den Zeitpunkt des Aufleuchtens einer bestimmten Phase der Blasenbewegung zuzuordnen.

Aufschluss über die atomaren Prozesse, die zur Aussendung des Ultraschall-Leuchtens führen, gibt eine spektrale Zerlegung des emittierten Lichts, bei der man ein völlig linienloses Kontinuum erhält, das bisher etwa von 2000 bis 7250 Å verfolgt werden konnte[7–18]. Bei elektrolythaltigen Lösungen ist dieses Kontinuum gegenüber den Spektren salzfreier Lösungen lediglich verstärkt, in seiner spektralen Intensitätsverteilung jedoch, zumindest im Sichtbaren, unverändert. Neben diesem unveränderten Kontinuum treten in den Spektren einiger Alkali- und Erdalkalisalzlösungen die Resonanzlinien der entsprechenden Metalle auf, die nach längeren Wellen hin deutlich abschattiert sind, während die kurzwellige Seite absolut scharf erscheint[9, 11, 12, 14].

Im folgenden soll nun gezeigt werden, welche Aussagen man an Hand der Spektren und der übrigen experimentellen Befunde über den zur Aussendung der Sonolumineszenz führenden Anregungsmechanismus machen kann:

Im Verlaufe des Kollapses nimmt die Geschwindigkeit der Blasenwandungen be-

schleunigt zu. Sie übersteigt dabei in der Endphase bei weitem die Schallgeschwindigkeit und erreicht ihren grössten Wert erst unmittelbar (etwa $2 \cdot 10^{-10}$ Sek.) vor Beendigung des Kollapses, um dann schroff abzunehmen, bis sie im Endpunkt selbst wieder gleich Null ist. Da dem gasförmigen Blaseninhalt die Energie von den Blasenwandungen her zugeführt wird, und zwar schneller, als sie auf die weiter zur Blasenmitte hin liegenden Teilchen durch Stösse übertragen werden kann, wird sich dabei in der Blase ein mit fortschreitendem Kollapse zunehmendes Energie- und Druckgefälle ausbilden. Das hat zur Folge, dass die der Blasenwandung benachbarten Teilchen eine um vieles grössere, die inneren Teilchen dagegen eine kleinere Energie besitzen werden, als sie ihnen im Falle thermodynamischen Gleichgewichts zukommen würde. Wir haben es also mit einer Gasphase zu tun, in der die ersten Ableitungen der Zustandsgrössen sowohl nach der Zeit als auch nach dem Ort extrem hohe Werte erreichen, wobei in gewissen Volumenelementen zeitweise vermutlich plasmaähnliche Bedingungen vorliegen werden. Die meisten Autoren gingen demgegenüber bei der Diskussion der Sonolumineszenz von der irrigen Vorstellung aus, dass sich im Verlauf der adiabatischen Zustandsänderung im Blaseninnern stets momentan thermodynamisches Gleichgewicht einstellen würde und das Leuchten dann als Temperaturstrahlung mit einer dem schwarzen Strahler entsprechender Temperatur zukommenden Intensitätsverteilung zu deuten wäre.

Ausser diesem Energiestau in den Randbezirken der kollabierenden Blasen hat die zunehmend beschleunigte Bewegung der Blasenwandungen in der Endphase des Kollapses die Aussendung einer auf das Blasenzentrum hin gerichteten Stosswellenfront zur Folge, in deren Bereich die Energiedichte sprunghaft zunimmt, um dann im Interferenzpunkt nochmals abrupt anzusteigen.

Das Aufleuchten wäre dann nach FINKELNBURG[15] als direkte Folge einer Anregung durch Molekülstoss zu erklären, indem beim Zusammenprall der Stosswellen die Summe der kinetischen Energien von stossenden und gestossenen Teilchen zur Deformation der Elektronenhüllen dient. Der Ausgleich der so entstehenden hohen Elektronendichte erfolgt dann in der Weise, dass eines oder mehrere Elektronen auf Kosten der Stossenergie angeregt werden. Bei ihrer Rückkehr in den Normalzustand kann diese Anregungsenergie als Strahlung abgegeben werden. Da die Ausstrahlung in einem starken Störfeld der Elektronen und Kerne der Stosspartner und ihrer Nachbarn erfolgt, hat man an Stelle des primär diskontinuierlichen Edelgasspektrums eine weitgehend kontinuierliche Emission zu erwarten. Ein erheblicher Teil der Stösse wird aber über eine blosse Anregung hinaus zur Ionisation führen, so dass beim Zustandekommen des Sonolumineszenzkontinuums mit Sicherheit auch die primär kontinuierliche Elektronenrekombinations- und Bremsstrahlung beteiligt sein wird. Bei dieser Art der Anregung wird die Leuchterscheinung um so intensiver auftreten, je grösser die Masse der stossenden Teilchen und die Anzahl ihrer Elektronen ist.

Die Aussendung der beobachteten Resonanzlinien der Alkalien und Erdalkalien wäre unter diesen Bedingungen allerdings nicht zu verstehen. Nun durchlaufen aber die Teilchen in den Randbezirken der betrachteten Blasen im Verlaufe des Kollaps eine kontinuierliche Folge von Energiewerten, so dass dort zeitlich nacheinander die Stösse mit immer grösserer relativer kinetischer Energie erfolgen werden. Im Falle des experimentell am besten untersuchten Natriums ist eine Stossanregung möglich, sobald diese relative kinetische Stossenergie 2,1 eV übersteigt. Dabei kommt es wegen der grossen Übergangswahrscheinlichkeit vorwiegend zu einer Besetzung des

3p-Niveaus, das bei der Kombination mit dem Grundzustand zur Aussendung der beobachteten D-Linien führt. Die Anregungswahrscheinlichkeit nimmt dann mit wachsender Stossenergie zu, bis letztere den Wert der Ionisierungsspannung von 5,1 eV erreicht. Von diesem Augenblick an konkurrieren die Anregungs- und die Ionisierungswahrscheinlichkeit solange miteinander, bis erstere bei etwa 7 eV relativer kinetischer Energie praktisch wieder gleich Null wird, da dann keine nicht ionisierten Na-Atome mehr im Gasraum vorhanden sind. Die Emission der D-Linien ist also bereits beendet, bevor die vom Edelgas getragene kontinuierliche Emission überhaupt einsetzt.

Inwieweit auch die im Verlaufe des Kollapses rasch ansteigende Energiedichte an der Peripherie der Blasen bereits zu einer Ionisation der Gasatome führt und damit ebenfalls zur kontinuierlichen Emission beitragen würde, lässt sich nicht mit Sicherheit sagen.

LITERATUR

1. B. E. NOLTINGK UND E. A. NEPPIRAS, *Proc. Phys. Soc. (London) B*, 63 (1950) 764.
   E. A. NEPPIRAS UND B. E. NOLTINGK, *Proc. Phys. Soc. (London) B*, 64 (1951) 1032.
2. L. BOHN, *Acustica*, 7 (1957) 201.
3. E. MUNDRY UND W. GÜTH, *Acustica*, 7 (1957) 241.
4. P. GÜNTHER, E. HEIM, A. SCHMITT UND W. ZEIL, *Z. Naturforsch.*, 12a (1957) 521.
5. P. GÜNTHER, E. HEIM UND G. EICHKORN, *Z. angew. Phys.*, 11 (1959) 274.
6. Privatmitteilung von PROF. E. MEYER, Göttingen (siehe auch Seite 340 dieses Buches).
7. P. PAUNOFF, *Annuaire Univ. Sofia, Fac. Sci. phys. math.*, Livre 1, 34 (1937/1938) 313.
8. R. O. PRUDHOMME UND R. H. BUSSO, *Compt. rend.*, 235 (1952) 1486.
9. E. HEIM, Diplomarbeit, Karlsruhe, 1955.
10 D. SRINIVASAN, Dissertation, University of Missouri, 1955.
11. P. GÜNTHER, W. ZEIL, U. GRISAR, W. LANGMANN UND E. HEIM, *Z. Naturforsch.*, 11a (1956) 882.
12. P. GÜNTHER, W. ZEIL, U. GRISAR UND E. HEIM, *Z. Elektrochem.*, 61 (1957) 188.
13. P. GÜNTHER, E. HEIM UND H. U. BORGSTEDT, *Z. Elektrochem.*, 63 (1959) 43.
14. E. HEIM, *Z. angew. Phys.*, 12 (1960) 423.
15. W. FINKELNBURG, *Z. ges. Schiess- und Sprengstoffwesen*, 31 (1936) 109.

Effects of Acoustic Microstreaming at Electrodes*

W. L. NYBORG AND M. I. L. SEEGALL

Department of Physics, Brown University, Providence, R.I. (U.S.A)

It appears that certain phenomena caused by sound in liquids are specifically to be attributed to small-scale eddying or *microstreaming* fields set up by the sound. Although especially vigorous in the vicinity of vibrating bubbles[1,2] this eddying is produced quite generally near vibrating objects, as well as near surface obstacles or

* Supported in part by the U.S. Air Force Office of Scientific Research and in part by the National Institutes of Health, Biophysics Section.

walls (especially at cracks, corners, roughnesses, etc.) in oscillatory fields. Loosely adhering surface films are removed by the microstreaming[3]; heat transfer and surface reactions are accelerated by it[4, 5].

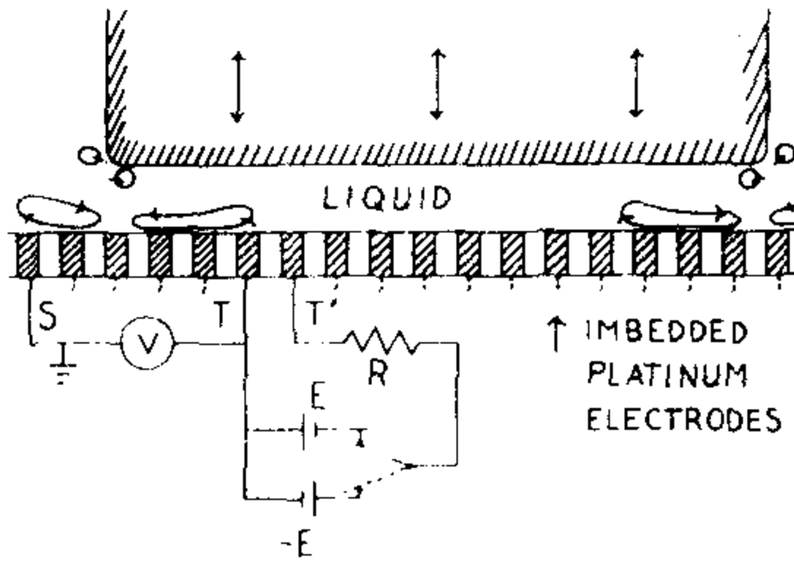


Fig. 1. Arrangement for generating sonically-produced microstreaming over an electrode array. Typical streamlines are shown.

In this present work on microstreaming effects the processes under study take place at platinum electrodes, specifically at platinum–water interfaces; they are accompanied by changes in electrode potentials. A set of parallel platinum wires (0.2 mm in diameter in one case) was imbedded in plastic (Fig. 1). After the plastic block had hardened, it was milled off and polished, the result being a smooth plate of plastic with a linear electrode array imbedded flush within it. This plate plus an attached rim (not shown) forms a shallow cup which is filled with distilled water, then placed in position beneath a vibrating tip. The streaming produced in this situation has been investigated recently[6, 7]. Since the spacing between tip and plane is critical, the vibrating rod and electrode cup are mounted on a common assembly employing mechanical parts of a microscope. The rod, driven at 25 kc/s, was 3 mm in diameter and was placed 0.35 mm above the electrode array. Tip amplitudes up to 10 microns were used. To prevent cavitation the entire assembly was enclosed in a stainless steel tank and subjected to 10 atm overpressure of oxygen.

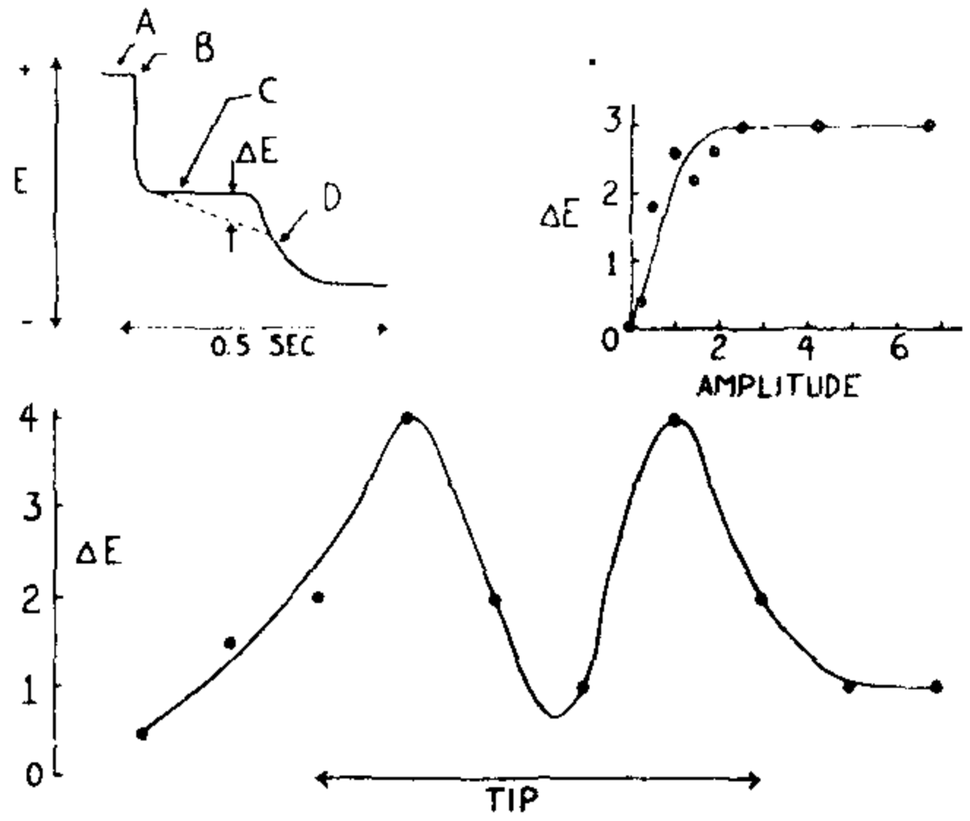


Fig. 2. Results on cathodic depolarization voltage transient. In upper left, solid curve is obtained without sound, dotted curve with sound. Units are volts for E, microns (approximate) for amplitude. Potential difference of reversing battery is 20 volts.

In the experiment a test electrode (T) is polarized anodically relative to an adjoining one (T′), so that oxygen is produced electrolytically at the test electrode. After a short interval the polarity is reversed by a switch. Oxygen then leaves T and hydrogen commences to form. These changes which take place at T as it adjusts from + to — polarization are referred to as events of *cathodic depolarization*, a process which has been studied in some detail by BOWDEN, BUTLER, RIDEAL and others[8], by observing the time-dependent electrode potential.

In the upper left of Fig. 2, the solid curve shows the kind of results obtained for the time-dependent voltage difference between T and a "standard" electrode S. At A the electrode T has its cathodic potential relative to S; at B the reversing switch is thrown and the potential changes very rapidly; at C a plateau is reached, a period of time during which the potential remains essentially constant in spite of current flow; finally (D) the potential decays to the anodic value. The amount of charge passed during the polarization is of the order of that needed to remove several layers of oxygen atoms and replace them by several hydrogen monolayers. Apparently the plateau represents a period of time during which sufficient oxygen persists near the electrode to maintain it at the reversible oxygen potential for the prevailing conditions.

The dotted curve shown in the upper left of Fig. 2 suggests the kind of depolarization transient observed in the presence of sound. The plateau is diminished or removed, indicating that removal of surface oxygen is hastened by the sound. As an index of sonic effect we choose ΔE, the amount by which sound increases the voltage drop which has occurred after 0.2 s of depolarization.

The lower graph in Fig. 2 shows ΔE plotted against horizontal position of the pair (T, T′) under the tip. The least effect occurs under the tip center, although the pressure amplitude is the greatest there. Maximum effect occurs near the edge of the tip – about where the acoustic streaming is greatest. ("Fine structure" in the pattern near the edge does not appear in Fig. 2 because of insufficient resolution in the electrode array.)

The plot in the upper right shows that ΔE increases rapidly with amplitude at low values, but reaches a limiting value at higher amplitudes. Apparently, at the higher amplitudes oxygen is swept away so rapidly that its presence has no effect on the process.

REFERENCES

1. J. KOLB AND W. L. NYBORG, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 (1956) 1237.
2. S. A. ELDER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 54.
3. F. J. JACKSON AND W. L. NYBORG, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 614.
4. C. T. WALKER AND C. E. ADAMS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 813.
5. W. NYBORG, R. GOULD, F. JACKSON AND C. ADAMS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 706.
6. F. J. JACKSON AND W. L. NYBORG, *J. Appl. Phys.*, 28 (1957) 149.
7. F. J. JACKSON, Ph. D. dissertation, Brown University, 1959.
8. J. A. V. BUTLER, *Electrical Phenomena at Interfaces*, Macmillan, New York, 1951, Chapter IX.

Section 5
VIBRATIONS

5. Abschnitt
KÖRPERSCHALL

Section 5
VIBRATION

Akustische Messmethoden in Kunststoff-Forschung, -Prüfung und -Entwicklung

H. OBERST

Farbwerke Hoechst A.G., Frankfurt a.M.-Höchst (Deutschland)

EINLEITUNG

Das Verhalten von hochpolymeren Stoffen, also Gummi und Kunststoffen, bei mechanischen Beanspruchungen hängt im Vergleich zum Verhalten anderer fester Stoffe in besonders starkem Masse von molekularen Umlagerungsprozessen ab. Die beteiligten molekularen Einzelmechanismen, auch solche gleicher Art, benötigen für diese Prozesse Zeiten von sehr unterschiedlicher Dauer; man spricht deshalb von den *Zeitspektren* der Mechanismen, und diese Spektren erstrecken sich über viele Zehnerpotenzen der Zeit.

Die Prozesse der verschiedenen Zeitbereiche lassen sich experimentell mit Schwingungsversuchen erforschen, bei denen die Periodendauern von der Grösse der Zeiten der Bereiche sind. Da alle Zeiten, von sehr kurzen bis sehr langen, in den Spektren vorkommen, haben auch Methoden mit Frequenzen des Infraschallbereichs bis zu solchen mit hohen Ultraschallfrequenzen für die Kunststoff-Forschung Bedeutung.

Auch das molekulare Langzeitverhalten im Spektralbereich oberhalb etwa 1 Sek. kann grundsätzlich experimentell bei periodischer Beanspruchung mit Frequenzen unterhalb etwa 1 Hz untersucht werden, und es sind tatsächlich derartige Messverfahren entwickelt worden; im allgemeinen verwendet man jedoch für diesen Zeitbereich leichter zu handhabende "statische" Versuche. Bei diesen wird eine Variable, die auf den Probekörper ausgeübte Kraft oder dessen Deformation oder auch die Deformationsgeschwindigkeit, konstant gehalten. Die Ergebnisse der Schwingungsexperimente und der statischen Versuche ergänzen einander, und es ist deshalb zweckmässig, auch in dem hier gegebenen Rahmen, in dem die Schwingungsversuche im Vordergrund des Interesses stehen, die statischen Versuche mitzubetrachten.

Bei der Untersuchung molekularer Umlagerungsprozesse wendet man im allgemeinen so kleine Beanspruchungen an, dass die Beziehungen zwischen Spannungen und Deformationen linear bleiben. Bei den Schwingungsversuchen ist diese Forderung meist von selbst erfüllt. Sie schränkt den Informationsgehalt der Versuchsergebnisse nicht wesentlich ein, weil die molekularen Prozesse durch Nichtlinearitäten zwar modifiziert, aber im allgemeinen nicht entscheidend geändert werden.

Bei Grenzbelastungen (Bruch, Reissen, Kaltverstreckung) spielen neben den molekularen Umlagerungsprozessen Vorgänge wie Risskeimbildung, Rissausbreitung und *dergl. eine entscheidende Rolle; sie erfordern besondere* Untersuchungsmethoden. Doch auch die Informationen über das molekulare Verhalten bei kleinen Beanspruchungen tragen wesentlich zum Verständnis der Vorgänge bei Grenzbelastungen bei.

Der Schwerpunkt des Interesses an den Schwingungsmessverfahren hat sich in der Hochpolymerenforschung aus physikalischen und auch aus technischen Gründen immer mehr auf die mit Hör- und Infraschallfrequenzen arbeitenden Methoden verlagert. Man untersucht in diesem Frequenzbereich überwiegend die dynamisch-elastischen Eigenschaften der Probekörper bei Schubverformung oder Dehnung (im einachsigen Spannungszustand). In diesen Fällen äussern sich die molekularen Umlagerungsprozesse, vor allem in dem besonders interessierenden Zustandsgebiet des viskoelastischen Verhaltens der Stoffe, gegebenenfalls in extrem starken Änderungen der elastischen Moduln mit der Frequenz und der Temperatur und in hohen Maxima der Dämpfung. Die Methoden, aus den bei verschiedenen Temperaturen gemessenen Frequenzkurven oder aus den bei verschiedenen Frequenzen gemessenen Temperaturkurven der dynamisch-elastischen Kennwerte (Moduln und Verlustfaktoren) Rückschlüsse auf die molekularen Prozesse und deren Zeitspektren zu ziehen, sind weit entwickelt und werden viel angewandt.

Der folgende kurze Überblick kann keinen Anspruch auf Vollständigkeit erheben; er ist beschränkt auf physikalische Grundlagen, soweit diese hier benötigt werden, und auf eine Reihe gebräuchlicher Messverfahren und ihre Anwendungen in Kunststoff-Forschung, -Entwickling und -Prüfung.

PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN[1]

Die Besonderheiten des molekularen Verhaltens der Kunststoffe rühren vor allem von der Fadenstruktur hochpolymerer Moleküle her, die bekanntlich aus monomeren Bausteinen zu langen Ketten ggf. mit Hunderttausenden solcher Glieder zusammengesetzt sind. Im festen Zustand der Stoffe sind die Moleküle miteinander verknäuelt, verschlauft und verknotet oder bei vernetzten Stoffen durch chemische Bindungen miteinander verknüpft; sie bilden, je nach Stoffart, ein überwiegend amorphes oder ein zum Teil amorphes und zum Teil kristallines Gefüge. Dieser Aufbau hat zur Folge, dass die Hochpolymeren nicht wie andere feste Stoffe bei einer scharf definierten Temperatur aus dem festen in den flüssigen Zustand übergehen.

Bei tiefen Temperaturen unterhalb der sogenannten Einfriertemperatur sind die Moleküle eingefroren und in ihren Lagen festgehalten; die Hochpolymeren haben in diesem Temperaturgebiet ähnliche mechanische Eigenschaften wie Gläser, und man spricht deshalb vom Bereich des Glaszustandes.

Als Einfriertemperatur pflegt man eine (nicht scharf definierte) Temperatur zu bezeichnen, oberhalb welcher in einem breiten Übergangsbereich grössere Segmente der Molekülhauptketten im Amorphen mehr und mehr beweglich werden. Mit zunehmender Temperatur tauen die verknäuelten und verknoteten hochpolymeren Moleküle auf, und die Stoffe nehmen das für Hochpolymere charakteristische viskoelastische Verhalten an. Bei vernetzten Stoffen wird dabei schliesslich der sogenannte gummielastische Zustand erreicht, in dem die Vernetzungen das Stoffgefüge zusammenhalten und die Moleküle in Mikrobereichen voll beweglich wie in einer zähen Flüssigkeit sind, so dass die Stoffe hochelastisch dehnbar sind wie vulkanisierter Gummi. Bei nicht vernetzten Stoffen übernehmen die Verknotungen die Rolle der Vernetzungen, und man kann in diesem Falle von einem quasi-gummielastischen Verhalten sprechen; doch können diese Zusammenhalte etwas nachgeben, und ein mehr oder weniger starkes Fliessen ist dem viskoelastischen Verhalten überlagert.

Bei den teilkristallinen Hochpolymeren haben die Kristallite eine doppelte Funktion; sie halten im viskoelastischen Zustandsgebiet der amorphen Bereiche ähnlich wie Vernetzungsstellen das molekulare Gefüge zusammen und wirken gleichzeitig, ähnlich wie die Körner eines Füllstoffes, als harte Einlagerungen, die dem Material gegebenenfalls eine beträchtliche Härte verleihen können. Die Viskoelastizität der amorphen Bezirke sorgt dabei für eine verhältnismässig hohe Zähigkeit.

Die molekularen Umlagerungsprozesse bei mechanischer Beanspruchung der Hochpolymeren haben bei gegebener Deformation einen Abbau innerer Spannungen zur Folge. Im Spannungsrelaxationsversuch, einem der "statischen" Experimente, wird dieser Abbau unter definierten Bedingungen gemessen; die Kunststoffprobe wird zur Zeit $t = 0$ ruckartig gedehnt und die Dehnung ε_0 dann konstant gehalten. Jeder in einem solchen Versuch beobachtete Verlauf der Spannung $\sigma(t)$ in der Probe lässt sich durch lineare Superposition exponentiell abklingender Einzelprozesse darstellen, und zwar ist dafür gebräuchlich die mathematische Form

$$E(t) = \sigma(t)/\varepsilon_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} H(\ln\tau)\, e^{-t/\tau}\, d(\ln\tau) \qquad (1)$$

mit τ die Relaxationszeit.
Durch diese Gleichung ist der sogenannte Relaxationsmodul $E(t)$ definiert; die Verteilungsfunktion $H(\ln\tau)$ wird als Relaxationsspektrum bezeichnet.

Bei schwingender Beanspruchung führen die molekularen Umlagerungen zu den bekannten Erscheinungen der elastischen Dispersion, d.h. zum Anstieg eines elastischen Moduls bei gegebener Temperatur mit zunehmender Frequenz im Dispersionsgebiet, und zu dem der "Dispersionsstufe" zugeordneten Maximum des Verlustfaktors als Mass für die Dämpfung. Auch diese Erscheinung wird vom Relaxationsspektrum beherrscht. Wirkt auf den Probekörper eine periodische Kraft der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ (f die Frequenz), so gilt im eingeschwungenen Zustand für den komplexen Elastizitätsmodul $E^*(\omega)$ in der üblichen Definition die Beziehung

$$E^*(\omega) = E'(\omega) + jE''(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} H(\ln\tau)\, \frac{j\omega\tau}{1 + j\omega\tau}\, d(\ln\tau) \qquad (2)$$

Durch Zerlegung von Gl. (2) in Real- und Imaginärteil erhält man die Spektraldarstellungen des dynamischen Elastizitätsmoduls $E'(\omega)$ und des Verlustmoduls $E''(\omega)$. Der Verlustfaktor ist $d(\omega) = E''(\omega) / E'(\omega)$.

In ähnlicher Weise wie $E(t)$ im Spannungsrelaxationsversuch wird im "statischen" Gegenstück, dem Kriechexperiment, in dem die Spannung σ_0 in der Probe konstant gehalten und die Dehnung $\varepsilon(t)$ gemessen wird, die Nachgiebigkeit (*compliance*) $J(t) = \varepsilon(t) / \sigma_0$ mit Hilfe des sogenannten Retardationsspektrums $L(\ln\tau)$ als Integral dargestellt. Das gleiche gilt für die komplexe Nachgiebigkeit $J^*(\omega) = J'(\omega) - jJ''(\omega) = 1/E^*(\omega)$, die häufig anstelle des Moduls benutzt wird (vgl. Abb. 8). Das Relaxations- und das Retardationsspektrum können mit Hilfe der für diesen Zweck entwickelten Transformationstheorien ineinander umgerechnet werden[2]. Entsprechende Integraldarstellungen wie für den dynamischen Elastizitätsmodul, auf den bisher Bezug genommen wurde, gelten auch für andere Moduln, insbesondere den Schubmodul.
Die Messgrössen $E(t)$, $E'(f)$, $E''(f)$ oder $d(f)$ und $J(t)$, $J'(f)$, $J''(f)$ oder $d(f)$ ($d = J''/J'$) können mit den einzelnen Messmethoden nur in begrenzten Zeit- und

Frequenzbereichen ermittelt werden, und es sind Näherungsverfahren entwickelt worden, aus den Zeit- oder Frequenzkurven der Kenngrössen die Verteilungsfunktionen $H(\ln\tau)$ oder $L(\ln\tau)$ in entsprechenden Zeitbereichen zu berechnen[1]; die Zeiten τ sind dabei den entsprechenden Frequenzen durch die Beziehung $\tau = 1/\omega$ zugeordnet. Die üblichen Schwingungsversuche liefern die Verteilungsfunktionen $H(\ln\tau)$ und $L(\ln\tau)$ im Kurzzeitbereich, die statischen Versuche leisten das gleiche im Langzeitbereich ($\tau \gtrapprox 1$ Sek.). Durch Kombination eines statischen und eines Schwingungsversuchs, den man sinngemäss als Kurzzeitversuch bezeichnen kann, lassen sich die Spektren in einem grossen Zeitbereich über viele Zehnerpotenzen von τ ermitteln.

Die Spektren haben sich als Bindeglied zwischen beiden Versuchsarten und als nützliches Hilfsmittel, die mit diesen erzielten Ergebnissen gemeinsam zu diskutieren, bewährt. Bei der Diskussion der Ergebnisse einer einzigen Messmethode kommt man ohne Einführung der Verteilungsfunktionen aus; doch wird auch in diesem Falle von den Spektren als Hilfsmittel, das mechanische Verhalten der Hochpolymeren in Abhängigkeit von der Beanspruchungszeit im wesentlichen zu verstehen, häufig Gebrauch gemacht.

Zu einer Verteilungsfunktion $H(\ln\tau)$ oder $L(\ln\tau)$ leisten in den verschiedenen Zeitintervallen von τ im allgemeinen verschiedenartige molekulare Mechanismen Beiträge. Meist dominieren jedoch bei bestimmten Temperaturen Mechanismen verschiedener Art in verschiedenen Zeitbereichen, und die Folge sind mehr oder weniger deutlich trennbare Maxima der Spektren, die sich den verschiedenen Mechanismengruppen eindeutig zuordnen lassen. Das gleiche gilt für die Maxima der Frequenzkurven des Verlustfaktors und die zugehörigen Dispersionsstufen der Moduln, die durch die Spektren bestimmt sind, und auch für die Maxima und Dispersionsstufen der Temperaturkurven dieser Kenngrössen bei gegebener Frequenz. Dies ist der Grund, weshalb die Analyse der Spektren und der Kurven der Kenngrössen, insbesondere der Dämpfungskurven, die mechanische Spektrometrie, zu einem wichtigen Hilfsmittel zur Erforschung des molekularen Verhaltens und damit zum Verständnis der mechanischen Eigenschaften der Hochpolymeren geworden ist.

Die deutlichste Dispersionserscheinung rufen die Relaxations- oder Retardationsprozesse der Segmente der beweglich werdenden Molekülhauptketten in den amorphen Bereichen oberhalb der Einfriertemperatur hervor. Neben diesen dominierenden Relaxationsmechanismen gibt es bei vielen hochpolymeren Stoffen eine grössere Zahl sekundärer, die im allgemeinen vergleichsweise niedrige Dispersionsstufen und Dämpfungsmaxima verursachen. Bei den Sekundärmechanismen kann es sich um kurze Hauptkettensegmente von wenigen Monomeren Länge handeln, die schon im Glaszustand, also vor dem Aufschmelzen der Hauptketten oberhalb der Einfriertemperatur, beweglich werden, um Mechanismen in Molekülseitenketten oder um Kettenteile in der engeren Umgebung von Kettenverzweigungen, ferner um Mechanismen in den kristallinen Bereichen, die u.a. bei Kristallumwandlungen Relaxationsprozesse ausführen können.

MESSVERFAHREN

Im folgenden Überblick über die Messverfahren sind vor allem Methoden ausgewählt worden, die sich in der Kunststoff-Forschung und -Prüfung durchgesetzt haben und in grösserem Umfang angewandt werden. Aus den schon in der Einleitung genannten

Gründen sind dies überwiegend Verfahren mit Frequenzen des Infraschall- und Hörbereichs und die sie ergänzenden statischen (Langzeit-)Versuche.

Das bisher wohl am meisten angewandte Verfahren zur Bestimmung dynamisch-elastischer Kennwerte von Kunststoffen, das auch in industriellen Laboratorien in grossem Umfang benutzt wird, ist der allgemein bekannte Torsionsschwingungsversuch[1, 3, 4, 5, 6].

Der Probekörper, ein schmales, dünnes Bändchen aus dem zu prüfenden Material, bildet zusammen mit einer Schwungscheibe an seinem unteren Ende ein Torsionspendel. Die Probe ist von einer Temperaturkammer umschlossen. Aus der Eigenfrequenz und dem logarithmischen Dekrement $\Lambda = \pi d$ des Torsionspendels und den Probenabmessungen und dem Trägheitsmoment der Scheibe werden der dynamische Torsionsmodul G' und sein Verlustfaktor bestimmt. Der Frequenzbereich der Methode erstreckt sich etwa von 0,1 Hz bis 10 Hz.

Ein Verfahren zur Bestimmung des komplexen Torsionsmoduls oder der zugehörigen komplexen Nachgiebigkeit (insbesonders im viskoelastischen Zustandsgebiet) in einem grösseren Bereich der Hörfrequenzen (etwa 20 bis 2000 Hz) ist von FERRY UND FITZGERALD[7] entwickelt worden. Es handelt sich dabei um ein elektrodynamisches

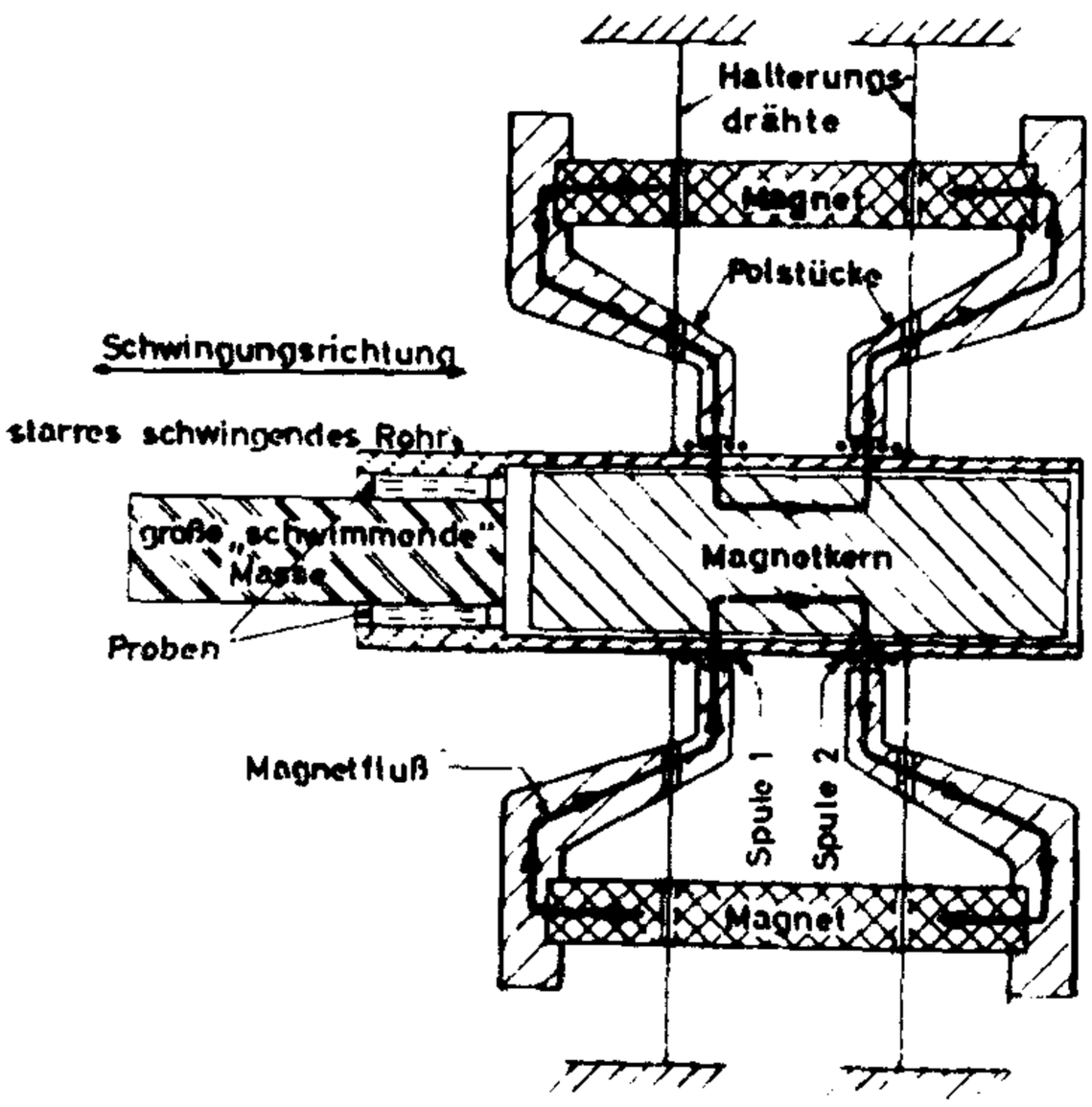


Abb. 1. Vereinfachte schematische Darstellung des elektromechanischen Wandlers in der Messeinrichtung zur Bestimmung dynamischer Schubmoduln (nach FITZGERALD UND FERRY[7]).

Wandlersystem, bei dem die Bestimmung einer mechanischen Impedanz, wie oft bie derartigen Vibrometern, auf die Messung einer elektrischen zurückgeführt wird. Das Grundsätzliche der Messanordnung ist aus Abb. 1 zu ersehen. Als Prüflinge dienen zwei dünne Kreisscheiben, die als Schubfedern zwischen einem weich gehalterten massiven Zylinder (schwingende Masse) und einem dünnwandigen Leichtmetallrohr (Tauchspulenträger) gelagert sind. Die elektromechanische Apparatur ist in ein dichtes Gehäuse eingeschlossen und wird in einem Flüssigkeitsbad gekühlt oder geheizt (Temperaturbereich —50 bis +150° C).

Unter der verhältnismässig grossen Zahl der Messmethoden zur Bestimmung des komplexen Elastizitätsmoduls ist in den letzten Jahren die Biegewellenmethode in den Vordergrund gerückt, mit der stehende Wellen auf streifen- oder stabförmigen Probe-

körpern untersucht werden. Man kann mit diesem Verfahren die Hochpolymeren in allen Gebieten des festen Zustands und in einem breiten Frequenzbereich (etwa 1 bis 10.000 Hz) prüfen[8].

Ein Beispiel des elektromechanischen Teils einer solchen Apparatur zeigt Abb. 2. Zur Erregung der Biegeschwingungen (in Resonanz) der stabförmigen, einseitig eingespannten Probe und zur Messung der Schwingungsweiten dienen elektromagnetische

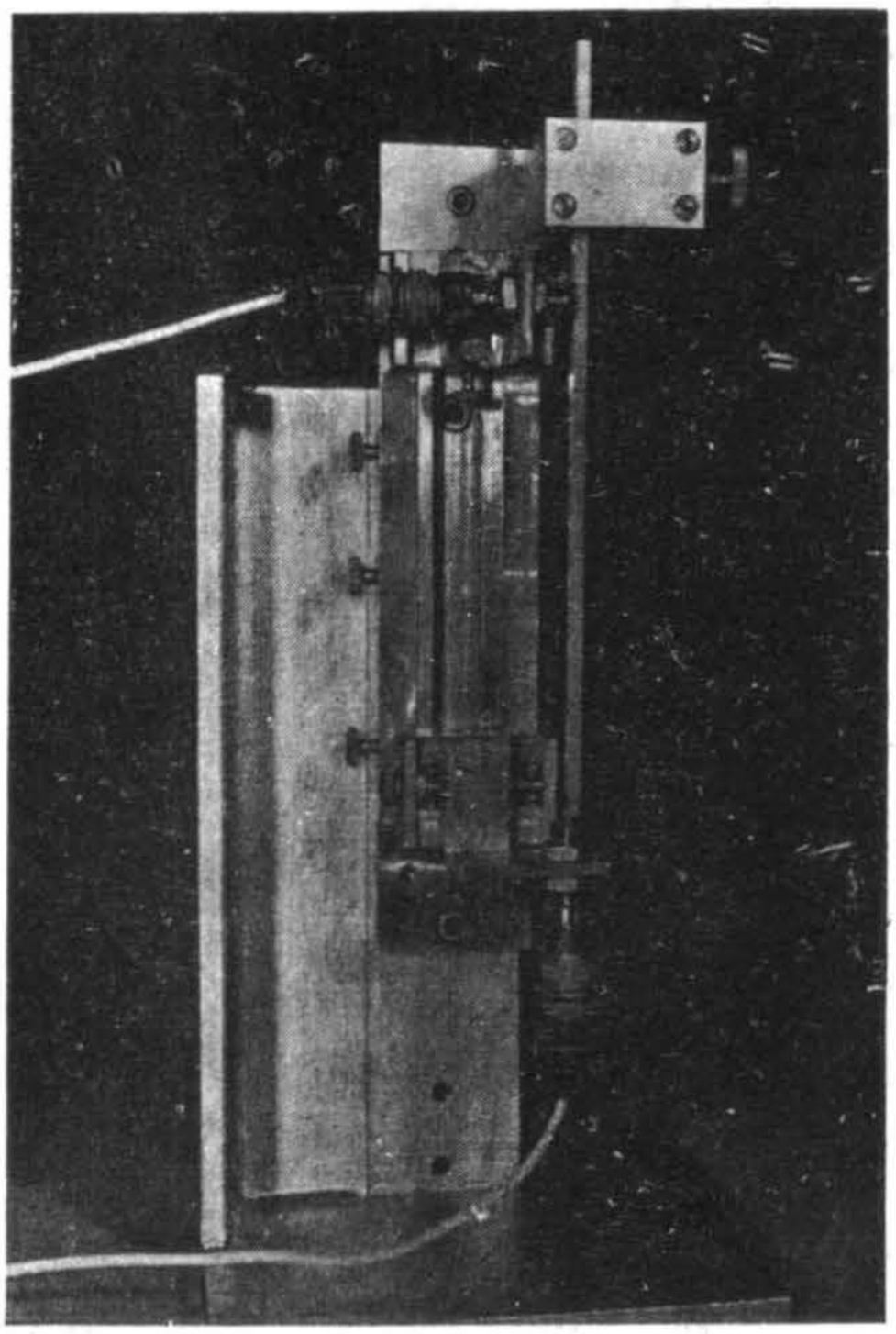


Abb. 2. Elektromechanischer Teil einer Apparatur zur Untersuchung stehender Biegewellen auf Kunststoffstreifen.

Wandler. Aus den Messwerten der Resonanzfrequenzen, der zugehörigen Halbwertsbreiten der Resonanzkurven und aus den Abmessungen und der Dichte des Streifens werden der dynamische Elastizitätsmodul und der zugehörige Verlustfaktor berechnet. Die ganze elektromechanische Apparatur ist im Thermostat untergebracht.

Besondere Massnahmen erfordern die Bereiche extrem hoher Dämpfung ($d \gtrapprox 0{,}1$), in denen es nicht mehr zu ausgeprägten Resonanzüberhöhungen kommt. Man untersucht dann fortschreitende Biegewellen auf den Stäben[8, 9] oder bringt Streifen des zu prüfenden Materials fest haftend auf dünne Blechstreifen auf und untersucht die Resonanzen des so entstehenden kombinierten Systems[10, 11]. Die Berechnung der dynamisch-elastischen Kenngrössen des hochpolymeren Belagmaterials aus den am kombinierten System erzielten Messdaten an Hand der zur Verfügung stehenden theoretischen Beziehungen[10, 12] erfordert Auswertungshilfen wie Kurvenscharen oder Tabellen oder die unmittelbare Auswertung der Messergebnisse z.B. mit einer elektronischen Rechenanlage.

Eine von ROBINSON[13] entwickelte Variante der Biegewellenmethode dient zur Bestimmung des komplexen Elastizitätsmoduls in einem sehr grossen Temperaturbereich (20 bis 600° K) unter Verzicht auf einen breiten Frequenzbereich. Abb. 3 zeigt den Hauptteil der Messeinrichtung schematisch. Die Anordnung des elektromechanischen Teils entspricht einer von NOLLE[14] angegebenen (*vibrating reed*). Der experimentelle Aufwand liegt in diesem Falle in der Einrichtung zur Erzeugung tiefer Temperaturen; die Messtemperatur wird durch gesteuerten Wärmetransport von einem Kältemittel (flüssigem Stickstoff oder Wasserstoff) oder von heissem Silikonöl über ein Austauschgas (Wasserstoff oder Stickstoff) zur Probe eingestellt, die vor der Messung im Vakuum thermisch isoliert wird.

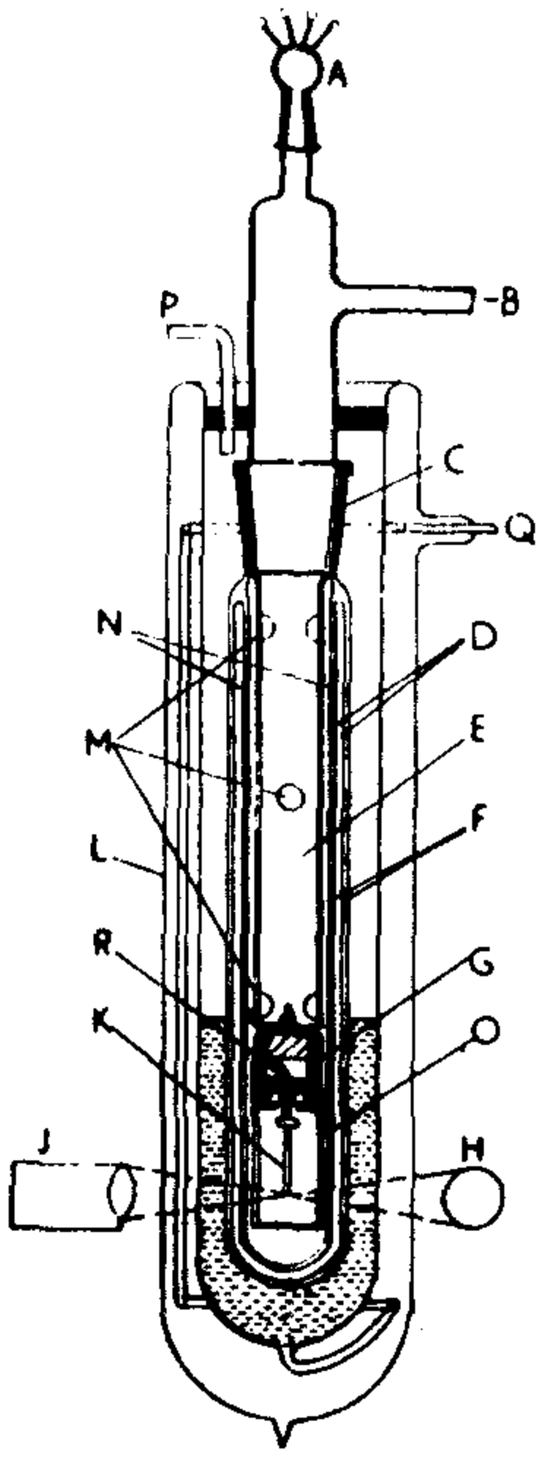


Abb. 3. Untersuchung stehender Biegewellen auf streifenförmigen Proben in einem grossem Temperaturbereich (nach ROBINSON[13]).
A = vakuumdichte Durchführung elektrischer Leitungen; B = zur Vakuumpumpe oder zur Glasflasche; C = Glaskonusverbindung; D = Raum für Wärmeaustausch-Gasfüllung oder Vakuum; E = Glasträgerrohr für elektromechanischen Übertrager; F = doppelwandiger, versilberter Glasvakuumbehälter (mit Sichtschlitzen); G = Übertrager (um 90° gedreht zur besseren Erkennbarkeit der Einzelheiten); H = Fotozelle; J = Lichtquelle; K = Probe; L = Dewargefäss mit Flüssigkeitsfüllung (Kälte- oder Heizmittel); M = Pumplöcher im Hauptträgerrohr; N = Löcher in der Innenwand von F; O = versilbertes Messingrohr (mit Sichtlöchern) zum Wärmestrahlungsschutz; P = Pumpleitung; Q = Einlass zum eingebauten Druckrohr; R = Thermoelement.

Der Frequenzbereich der Bestimmung komplexer Moduln ist sehr weit in den Infraschallbereich hinein (bis etwa 10^{-5} Hz) ausgedehnt worden[15, 16, 17]. Bei diesen Methoden werden die langsamen periodischen Deformationen (Schub, Dehnung) des Probekörpers mit Hilfe eines Synchronmotors und eines Getriebes zur Drehzahluntersetzung erzwungen. Spannung und Deformation werden nach Betrag und Phase mit geeigneten Hilfsmitteln (u.a. Kraftmessgliedern mit Differentialtransformatoren oder Dehnmessstreifen) im Trägerfrequenzverfahren gemessen.

Als Beispiel einer Messeinrichtung für einen der "statischen" Versuche, den Spannungsrelaxationsversuch[16, 18, 19], zeigt Abb. 4 schematisch ein Spannungsrelaxometer[20]. Die Abbildung lässt erkennen, wie die ruckartige und genaue Einstellung der Dehnung ε_0 des Probestabes zur Zeit $t = 0$ im Experiment erreicht wird; der Spannungsverlauf wird von einem Pegelschreiber registriert (Messzeitbereich etwa 0,3 bis 10^5 Sek.; Absoluteichung mit an die Zugstange gehängten Gewichten).

Alle angeführten Prüfverfahren arbeiten zerstörungsfrei. Auf weitere Methoden, insbesondere solche zur Bestimmung des Kompressionsmoduls oder die verschiedenen Ultraschallmethoden, kann hier nicht eingegangen werden.

ANWENDUNGEN IN DER KUNSTSTOFF-FORSCHUNG

Als charakteristische Gruppe hochpolymerer Stoffe, an der in den letzten Jahren mit Hilfe von Schwingungsmessverfahren besonders systematisch Forschungsarbeit geleistet worden ist, sei hier diejenige der (überwiegend amorphen) Polymethacryl-

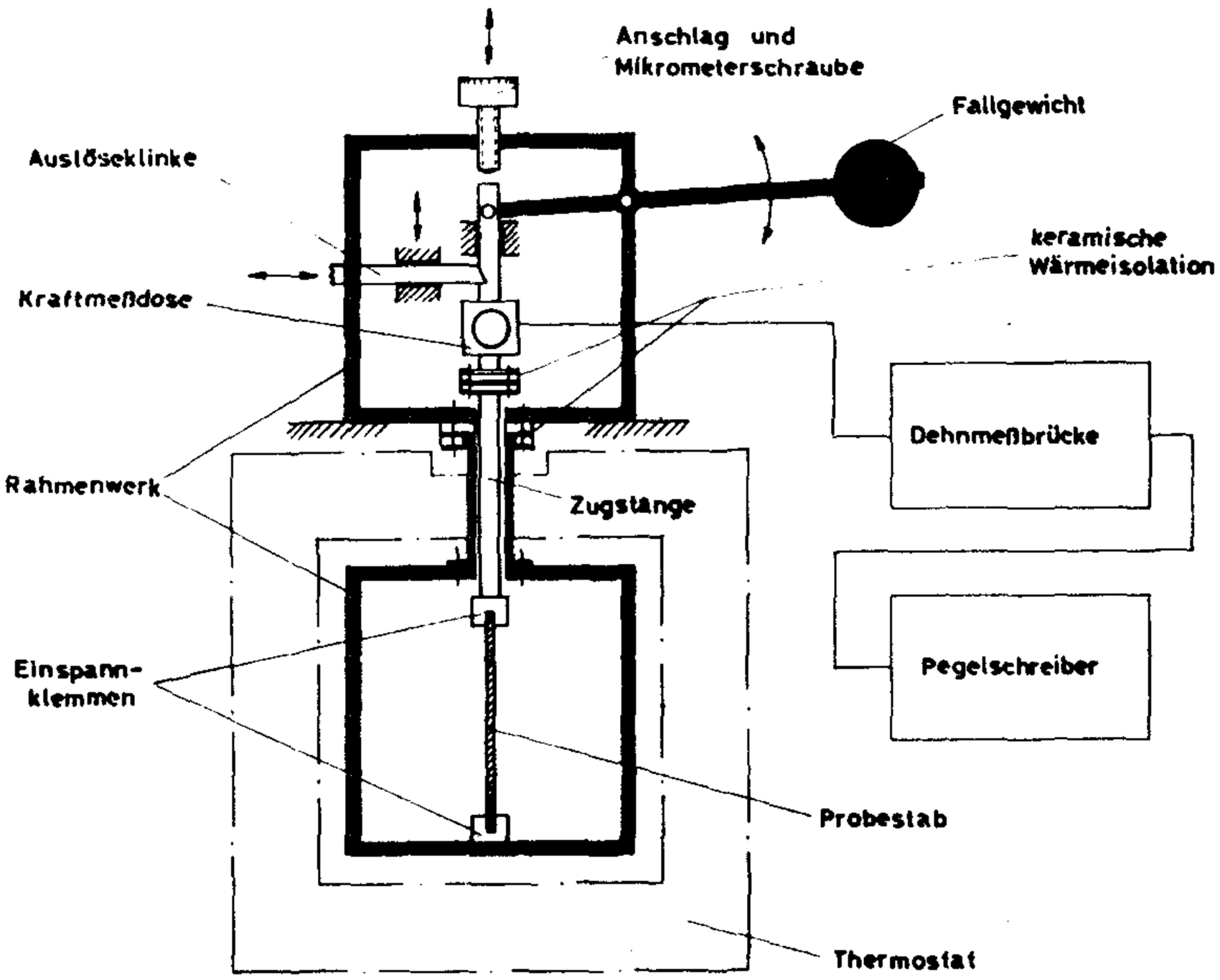


Abb. 4. Spannungsrelaxometer (nach BOHN, LINHARDT UND OBERST[20]).

säureester als Beispiel herangezogen, unter denen der als Plexiglas* bezeichnete Polymethacrylsäuremethylester der bekannteste ist[3, 8, 21–28].

Abb. 5 zeigt das Model eines Molekülkettenstücks des letztgenannten Stoffes (nach HEYBOER[23]) in der bekannten, von STUART entwickelten Kalottendarstellung und daneben die chemische Strukturformel der monomeren Bausteine.

In Abb. 6 ist in der oft gebrauchten, besonders anschaulichen Reliefdarstellung auf der linken Seite der mechanische Verlustfaktor *d* dieses Stoffes in Abhängigkeit von der Frequenz und der Temperatur (gemessen im Torsionsschwingungsversuch bei tiefen und mit der Biegewellenmethode bei hohen Frequenzen des Messbereichs) und dazu auf der rechten Seite zum Vergleich der dielektrische Verlustfaktor (tg δ) nach Messungen von HEYBOER[23] wiedergegeben**.

Das mechanische Verlustfaktor-Relief zeigt zwei schräg zu den Koordinatenachsen

* Eingetragenes Warenzeichen der Fa. Röhm und Haas, Darmstadt.

** Der Verfasser ist den Herren PROF. DR. K. WOLF und DR. H. THURN, Ludwigshafen, für die Überlassung der Reliefdarstellung zu Dank verpflichtet.

verlaufende "Höhenrücken", einen sehr hohen oberhalb 100° C, der den Relaxationsprozessen der Hauptkettensegmente im viskoelastischen Bereich oberhalb der Einfriertemperatur entspricht, und einen niedrigeren bei tieferen Temperaturen (im Bereich des Glaszustandes), der Seitenkettenrelaxationen zugeordnet ist (vgl. unten).

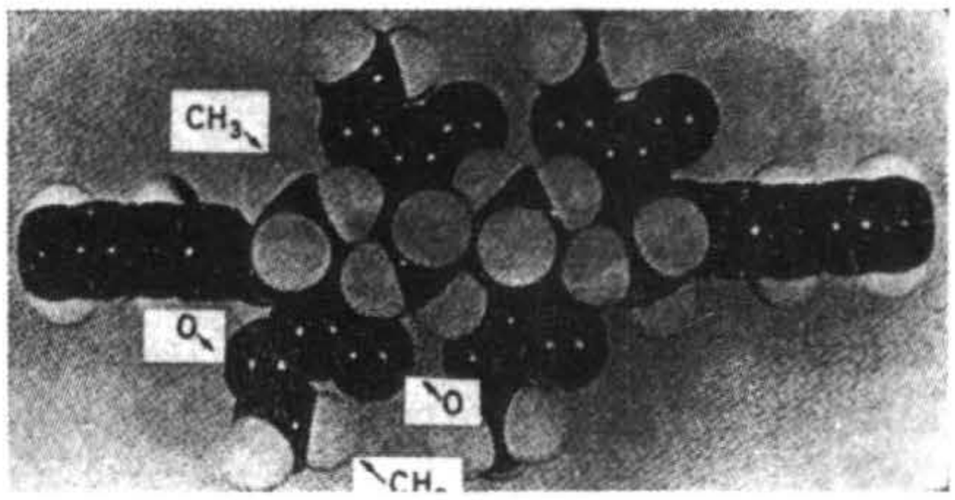


Abb. 5. Polymethylmethacrylat.

Molekülmodell (4 Monomer-Einheiten). Chemische Strukturformel der Monomer-Einheit.

Senkrechte Schnitte durch das "Gebirge" parallel zur Frequenzachse ergeben die Frequenzkurven, Schnitte parallel zur Temperaturachse die Temperaturkurven der Dämpfung.

Die Neigung der Richtung der Höhenrücken gegen die Achsen erklärt sich aus der zunehmenden Beweglichkeit der Relaxationsmechanismen mit zunehmender Tempera-

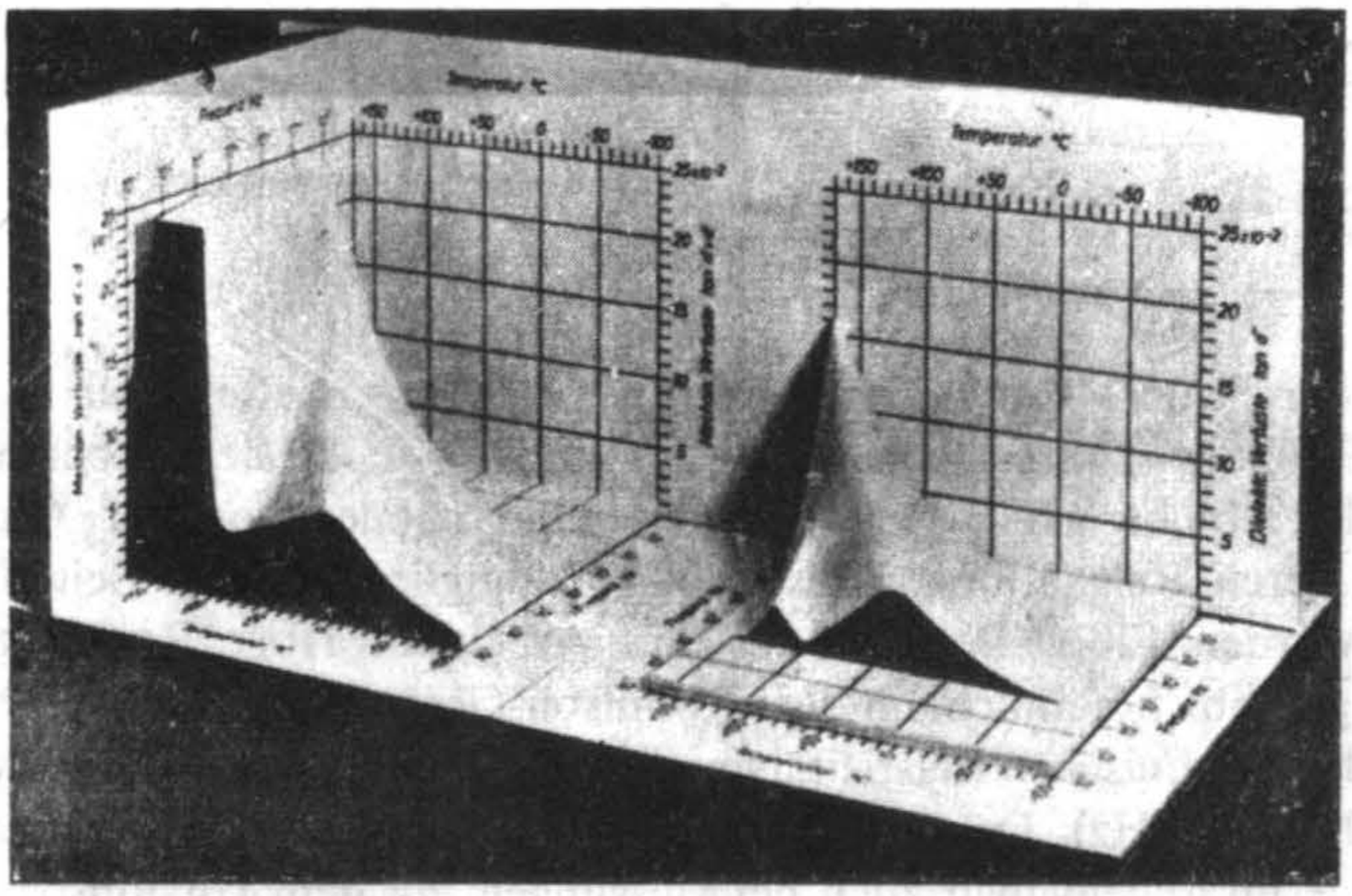


Abb. 6. Reliefdarstellung.

Mechanischer (links) und dielektrischer (rechts) Verlustfaktor von Polymethacrylsäuremethylester in Abhängigkeit von der Temperatur und der Frequenz (nach HEYBOER[23]).

tur; die Relaxationsspektren verschieben sich dabei nach kürzeren Zeiten und dementsprechend die Dämpfungsmaxima der Frequenzkurven nach höheren Frequenzen. Diese Verschiebungen unterliegen den Gesetzen der Reaktionskinetik[1], und man kann aus der Grösse der Verschiebung der Frequenz des Dämpfungsmaximums mit der Temperatur auf die (scheinbare) innere Aktivierungsenergie der relaxierenden mole-

kularen Mechanismen schliessen (siehe dazu auch unten). Die höhere Aktivierungsenergie haben nach Abb. 6 die Hauptkettensegmente.

Das Relief des dielektrischen Verlustfaktors entspricht dem des mechanischen; jedoch ist im dielektrischen Fall der den Hauptkettenrelaxationen entsprechende Höhenzug wegen der geringen Beanspruchung der schwach polaren Hauptkette mit den mit ihr starr verbundenen Methyl-(CH_3–)Gruppen nur wenig ausgebildet.

Die Frequenzkurven des mechanischen Verlustfaktors bei gegebener Temperatur weisen breite Maxima auf. Demgegenüber sind die Dämpfungsmaxima der Temperaturkurven bei fester Frequenz, wie Abb. 6 zeigt, stark zusammengedrängt, man gewinnt mit ihrer Hilfe einen guten Überblick über die Relaxationsprozesse in allen interessierenden Stoffzuständen, und dies ist der Grund dafür, dass in der mechanischen Spektrometrie die Temperaturkurven der Dämpfungsgrössen bevorzugt als Messunterlagen benutzt werden.

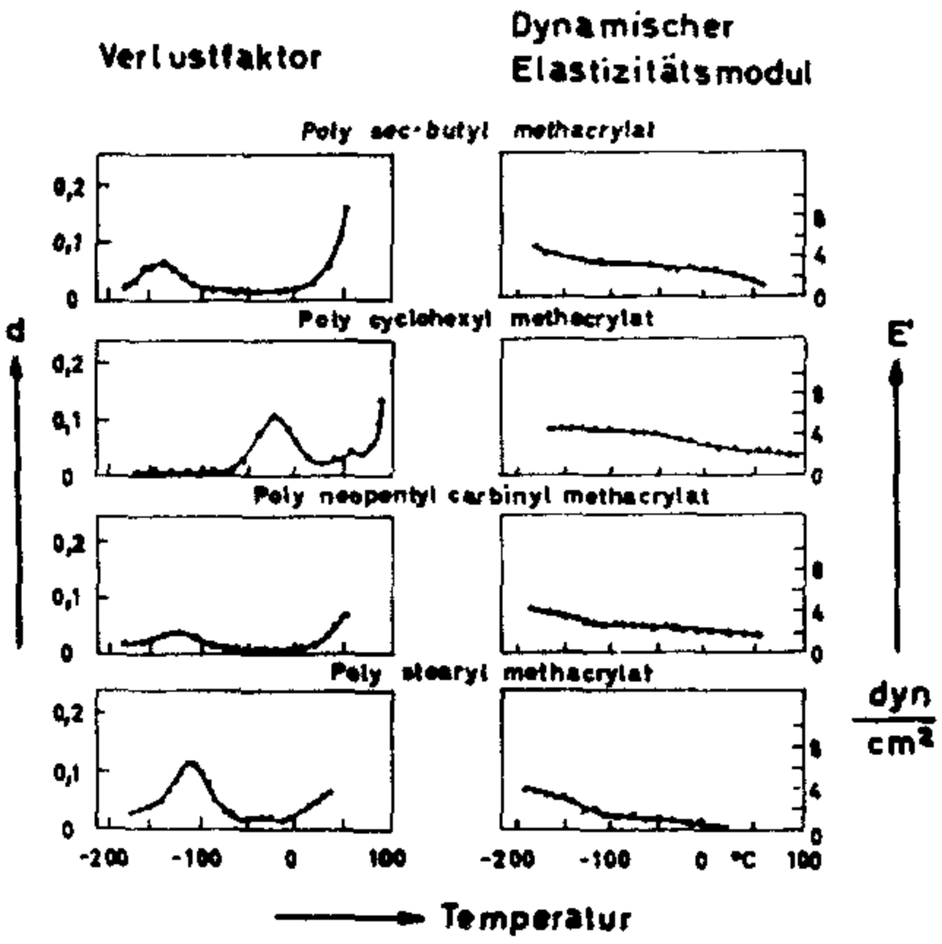


Abb. 7. Dynamischer Elastizitätsmodul E' und Verlustfaktor d verschiedener Polymethacrylsäureester in Abhängigkeit von der Temperatur (nach HOFF, ROBINSON UND WILLBOURN[24]).

Durch Austausch der Methylgruppe am Ende der Seitenkette (Abb. 5) mit anderen Gruppen (Radikalen) verschiedener Gestalt sind mit Hilfe der mechanischen Spektrometrie die Abhängigkeit der Hauptkettenrelaxationen von der Art der Seitenketten und deren Relaxationsprozesse in Abhängigkeit von der Seitenkettengestalt untersucht worden. Einige Beispiele aus einer Arbeit von HOFF, ROBINSON UND WILLBOURN[24] zeigt Abb. 7, nämlich mit dem Robinson-Gerät (Abb. 3) gemessene Temperaturkurven des dynamischen Elastizitätsmoduls E' und des Verlustfaktors d (Frequenzbereich 100 bis 500 Hz). Dass der Parameterwert der Frequenz (Resonanzfrequenz) sich hier (wie im allgemeinen auch bei Messungen mit dem Torsionspendel) mit der Temperatur ändert, ist von untergeordneter Bedeutung.

Hier interessieren u.a. besonders die charakteristischen Nebenmaxima der Dämpfungskurven bei Temperaturen unterhalb der hohen Maxima der Hauptkettenrelaxationen (oberhalb 50° C); sie können den Relaxationsprozessen von Sekundärmechanismen im eingefrorenen Zustand der Hauptketten zugeordnet werden. Das bei einigen Stoffen hervortretende Maximum bei —150° C beispielsweise beruht auf der Fähigkeit flexibler linearer Seitenketten, mehrere räumliche Konfigurationen anzunehmen, das Maximum bei —30° C im Falle des Cyclohexylesters auf der intramolekularen Biegsamkeit des Cyclohexylringes.

Die Beispiele der Abb. 7 stehen für zahlreiche andere verschiedener Autoren, die mit dieser Art der mechanischen Spektrometrie tiefgehende Einblicke in das molekulare Geschehen der Hochpolymeren gewonnen haben[21, 29, 30].

Bei den Polymethacrylsäureestern, wie auch bei anderen Hochpolymeren, setzen lange Seitenketten durch Vergrösserung des Abstandes zwischen den Hauptketten deren Kohäsionskräfte herab und verschieben gegebenenfalls die Einfriertemperatur und das Hauptmaximum des Verlustfaktors nach tieferen Temperaturen; sind sie jedoch gleichzeitig sperrig wie bei der Mehrzahl der Stoffe in Abb. 7, wirkt die sterische Hinderung der Erniedrigung der Einfriertemperatur entgegen. Den Einfluss der Länge linearer Seitenketten haben FERRY und seine Mitarbeiter eingehend mit Hilfe des Fitzgerald-Gerätes (Abb. 1) untersucht[25–28].

Gemessen werden in diesem Falle Frequenzkurvenscharen des Realteils J' und des Imaginärteils J'' der komplexen Schubnachgiebigkeit (*compliance*) des Kunststoffs mit der Temperatur als Parameter[28]. Auf diese Kurvenscharen ist das oft benutzte Verfahren der "reduzierten Variablen" angewandt worden[1, 8, 31, 32, 33, 34]. Die in begrenzten Bereichen (hier etwa 20 bis 3000 Hz) bei verschiedenen Temperaturen gemessenen Frequenzkurvenstücke werden, im wesentlichen durch Parallelverschiebung in Abszissenrichtung, stückweise zu einer "reduzierten" Kurve für eine gegebene Bezugs-(Reduktions-)Temperatur (hier 100° C) zusammengesetzt; diese Kurve erstreckt sich über viele Zehnerpotenzen der Frequenz. Das Ergebnis für das Poly-*n*-octylmethacrylat (8 C-Atome in der Alkylgruppe der Seitenkette) als Beispiel zeigt Abb. 8.

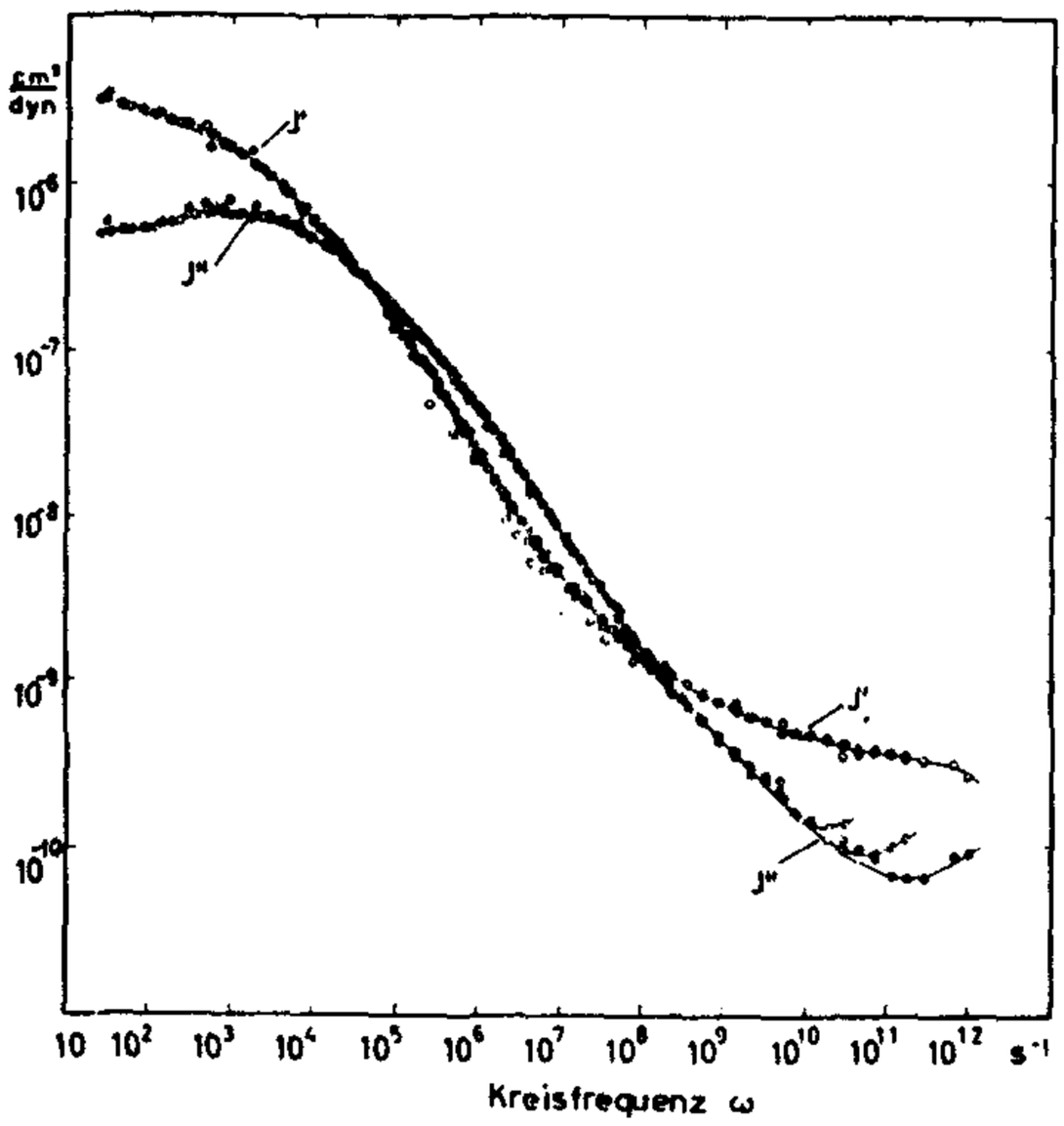


Abb. 8. Reduzierte Frequenzkurven des Realteils J' und des Imaginärteils J'' der komplexen Schubnachgiebigkeit (*shear compliance*) von Poly-*n*-octylmethacrylat bei der Reduktionstemperatur 100° C (nach DANNHAUSER, CHILD UND FERRY[28]).

Das Reduktionsverfahren beruht in der Hauptsache auf der Verschiebung der Relaxationsspektren nach kürzeren Zeiten und damit der Frequenzkurven, hier von J' und J'', nach höheren Frequenzen mit zunehmender Temperatur, entsprechend den Gesetzen der Reaktionskinetik (vgl. oben). Es ist ohne weiteres nur anwendbar beim Dominieren eines Relaxationsmechanismus im Messbereich (hier der Molekülhauptkettensegmente).

In Abb. 9 sind die an Hand der Frequenzkurven von J' und J'' mit einem der üblichen

Näherungsverfahren[1, 35] berechneten Relaxationsspektren $H(\ln\tau)$ der Hauptkettenmechanismen für den Polymethacrylsäure-*n*-Octylester und ferner für den -*n*-Hexyl-[27], den -*n*-Butyl-[26] und den -Äthylester[25] bei der Reduktionstemperatur 100° C wiedergegeben; die im Messbereich nur wenig wirksamen Spektren der Sekundärmechanismen wurden bei den drei letztgenannten Stoffen von denen der Hauptkettenmecha-

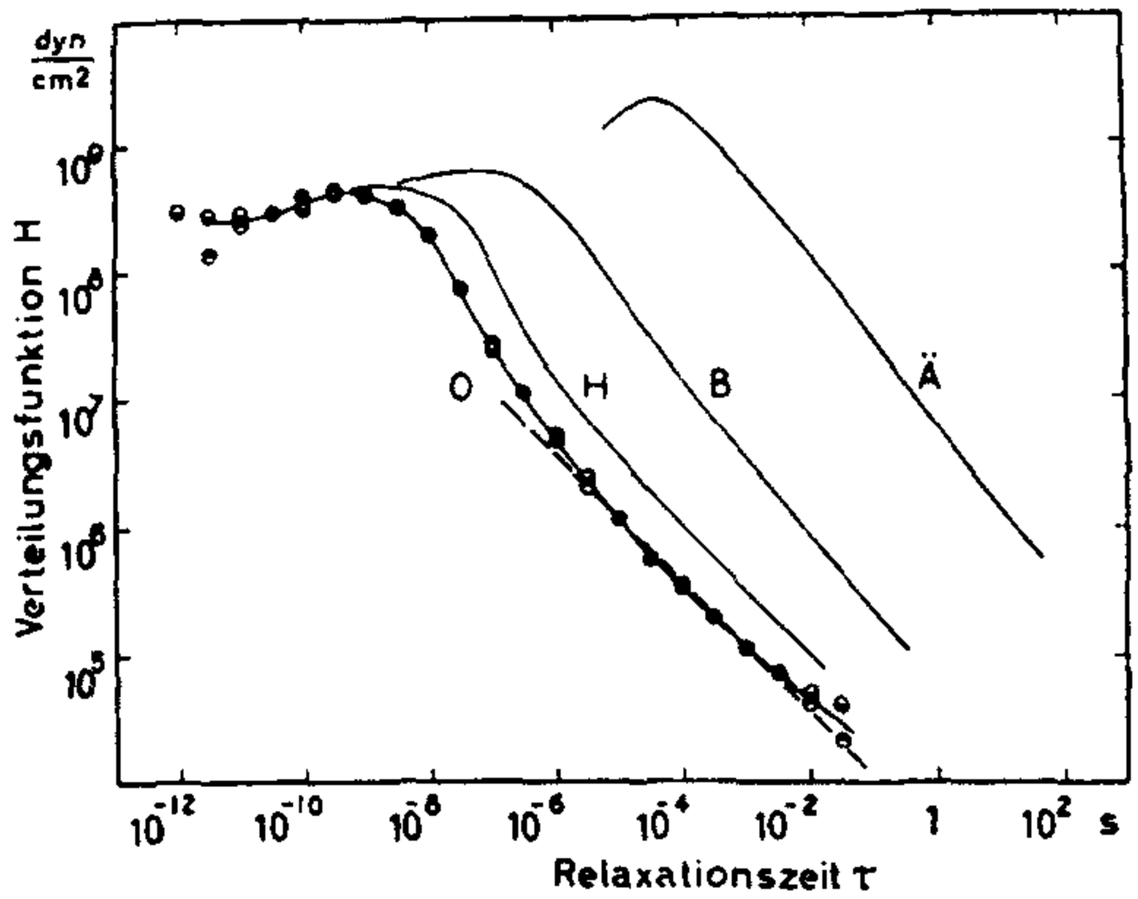


Abb. 9. Relaxationsspektren verschiedener Polymethacrylsäureester bei der Reduktionstemperatur 100°C.
O: *n*-Octylester
H: *n*-Hexylester
B: *n*-Butylester
Ä: Äthylester
} Spektren der α-(Hauptketten-) Mechanismen.
(nach DANNHAUSER, CHILD UND FERRY[28]).

nismen separiert. Der Verlauf der Spektren entspricht im viskoelastischen Zustandsbereich dem theoretisch zu erwartenden (gestrichelte Kurve). Mit abnehmender Länge der Seitenketten nimmt die Beweglichkeit der Hauptketten ab (vgl. oben), und das Relaxationsspektrum verschiebt sich dabei nach längeren Zeiten (um etwa 6 Zehnerpotenzen der Zeit beim Übergang vom *n*-Octyl- zum Äthylester).

Diese Art der mechanischen Spektrometrie ist angemessen für überwiegend amorphe Hochpolymere im viskoelastischen und insbesondere gummielastischen Zustand; sie ergibt quantitative Aussagen über molekulare Bestimmungsgrössen wie die Aktivierungsenergie der Relaxationsmechanismen, das "relative freie Volumen", den monomeren Reibungskoeffizienten und dergl. in Abhängigkeit von der Temperatur.

Das Reduktionsverfahren versagt oder ist nur bedingt anwendbar, wenn mehrere Relaxationsmechanismen in einem hochpolymeren Stoff wirksam sind, die in Teilbereichen des Relaxationsspektrums zu diesem vergleichbar starke Beiträge liefern. Dies ist meist der Fall bei teilkristallinen Stoffen wie den Polyolefinen (Polyäthylen, Polypropylen u.a.). Die Kombination eines Schwingungs-(Kurzzeit-)Versuchs mit einem Langzeitexperiment bietet dann die Möglichkeit, einen Überblick über einen grossen Zeitbereich des Spektrums zu erzielen.

SOMMER hat sichergestellt, dass Versuche mit den gleichen Probestäben (aus Polyvinylchlorid) bei schwingender und bei statischer Beanspruchung in einander entsprechenden Frequenz- und Zeitbereichen (t entspr. $1/\omega$) im wesentlichen auf das gleiche Relaxationsspektrum führen, wie es nach der Theorie zu erwarten ist[16]. (Messungen von $E'(f)$ und $d(f)$ etwa im Bereich 10^{-5} bis 1 Hz und des Relaxationsmoduls $E(t)$ etwa im Bereich 10^{-1} bis 10^{5} Sek.)

Als Beispiel (Abb. 10) für die Anwendung dieser Methode seien hier Untersuchungen an Niederdruck-Polyäthylen (ND-PÄ) und Polypropylen (PP) angeführt[36]. Mit der Biegewellenmethode (Abb. 2) wurden Frequenzkurvenscharen von E' und d (Mess-

bereich etwa 10 bis 3000 Hz, —90° bis +150° C) und mit dem Spannungsrelaxometer (Abb. 4) Zeitkurvenscharen $E(t)$ (Messbereich etwa 0,3 bis 10^4 Sek., 23° bis 120° C) gemessen.

Aus diesen Kurvenscharen sind durch Schnitte bei bestimmten Frequenzen f oder Zeiten t die meist benutzten Temperaturkurven zu entnehmen, auf die noch einzu-

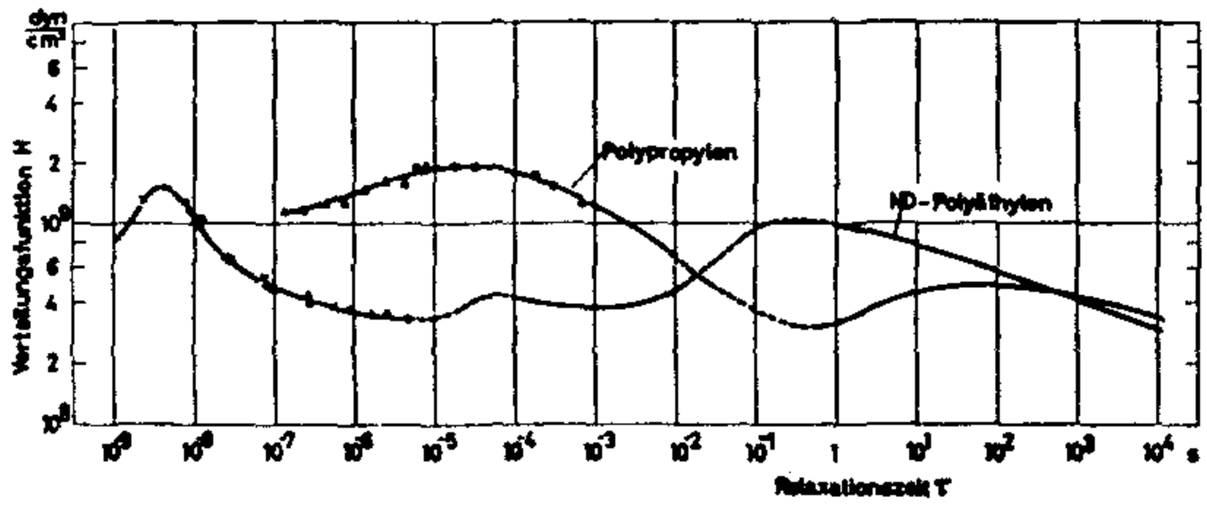


Abb. 10. Relaxationsspektren H von Niederdruck-(ND-)Polyäthylen bei 25° C und Polypropylen bei 23° C (nach BOHN UND OBERST[36]).
Kurzzeitteile durch Reduktion aus gemessenen Frequenzkurven:

Polyäthylen		Polypropylen	
×——×	—92° C	Δ——Δ	1° C
o——o	—75° C	o——o	9,5° C
Δ——Δ	—60° C		

gehen sein wird (siehe dazu Abb. 14). Aus den $E''(f)$- und $E(t)$-Kurven für gegebene Temperatur konnten hier unmittelbar die Relaxationsspektren für einen Bereich von 8 Zehnerpotenzen der Zeit berechnet werden. Der Vergleich der Spektren für verschiedene Temperaturen zeigt, dass das Reduktionsverfahren erwartungsgemäss nur in begrenzten Zeitbereichen anwendbar ist. Unter Zuhilfenahme dieses Verfahrens in den möglichen Grenzen ist das Relaxationsspektrum für 23° C in Abb. 10 bestimmt worden; es erstreckt sich über 11 Zehnerpotenzen der Zeit. Zum Vergleich ist das in gleicher Weise für ein Niederdruckpolyäthylen gewonnene Spektrum für 25° C (über 13 Zehnerpotenzen der Zeit) in die Abbildung eingetragen.

Jedes der beiden Spektren zeigt zwei charakteristische Schwerpunktsbereiche; die Maxima im Kurzzeitgebiet sind den Relaxationsprozessen der Hauptkettensegmente im Amorphen, die Maxima im Langzeitbereich Relaxationen im Kristallinen zugeordnet. Entsprechend der hohen Kristallinität des Polyäthylens (PÄ) von etwa 75% tritt bei diesem Stoff der Langzeitprozess stärker hervor; beim Polypropylen (PP) mit geringerer Kristallinität (etwa 40%) dominiert der Kurzzeitprozess. Die glatten Molekülketten des PÄ werden schon bei Temperaturen unterhalb —100° C beweglich, und dementsprechend liegt bei 24° C das Maximum des Kurzzeitprozesses bei extrem kurzen Zeiten (10^{-9} bis 10^{-8} Sek.). Auf der grossen Beweglichkeit der Moleküle in den amorphen Bezirken schon bei tiefen Temperaturen beruht das zähelastische Verhalten des Stoffes in der Kälte, der gleichzeitig dank seiner hohen Kristallinität eine hohe Festigkeit besitzt. Das breite Maximum im Langzeitbereich des Spektrums mit Relaxationszeiten um 1 Sek. ist verantwortlich für die langsame Rückfederung von PÄ-Probekörpern nach der Deformation.

Beim PP sind durch die Methylgruppen an den Hauptketten die inter- und intramolekularen Wechselwirkungen im Vergleich zum PÄ erhöht, die Einfriertemperatur ist höher (etwa bei —30° C) und die Beweglichkeit der Hauptkettensegmente in den amorphen Bereichen bei 24° C geringer als beim PÄ; das Kurzzeitmaximum liegt

jedoch immer noch bei sehr kurzen Zeiten (um 10^{-5} Sek.). Die Langzeitmechanismen mit Schwerpunktszeiten um 100 Sek. spielen beim PP im mechanischen Verhalten eine untergeordnete Rolle; die beherrschenden Kurzzeitmechanismen sorgen bei diesem Stoff für eine schnelle Rückfederung. Diese und weitere Aussagen veranschaulichen den beträchtlichen Informationsgewinn durch Kombination eines Schwingungsversuchs mit einem Langzeitexperiment.

Eine grosse Zahl von Forschungsarbeiten sind mit den beschriebenen Messmethoden durchgeführt worden[30, 37]; nur eine kleine Zahl charakteristischer Beispiele konnte hier angeführt werden.

ANWENDUNGEN IN DER KUNSTSTOFF-PRÜFUNG UND -ENTWICKLUNG

Die Methode der mechanischen Spektrometrie hat sich nicht nur als Hilfsmittel der Forschung bewährt; sie wird auch in der Kunststoffprüfung in zunehmendem Masse angewandt, und es ist kein Zufall, dass die diesem Zwecke dienenden Messverfahren zum grossen Teil in Industrielaboratorien entwickelt worden sind. Für die Fertigungskontrolle und dergl. ist die Methode allerdings zu aufwendig; wohl aber ist sie geeignet als Mittel, bei neuen hochpolymeren Stoffen einen Überblick über die Stoffzustandsbereiche zu gewinnen und damit eine weitgehende Beurteilung der Eigenschaften und Möglichkeiten für die praktischen Anwendungen, ausserdem auch Hinweise, wie die Bedingungen für Routineprüfungen mit den bekannten konventionellen mechanischen Prüfverfahren sinnvoll festgelegt werden können. Am Beispiel des Polypropylens sollen diese Möglichkeiten etwas näher erläutert werden.

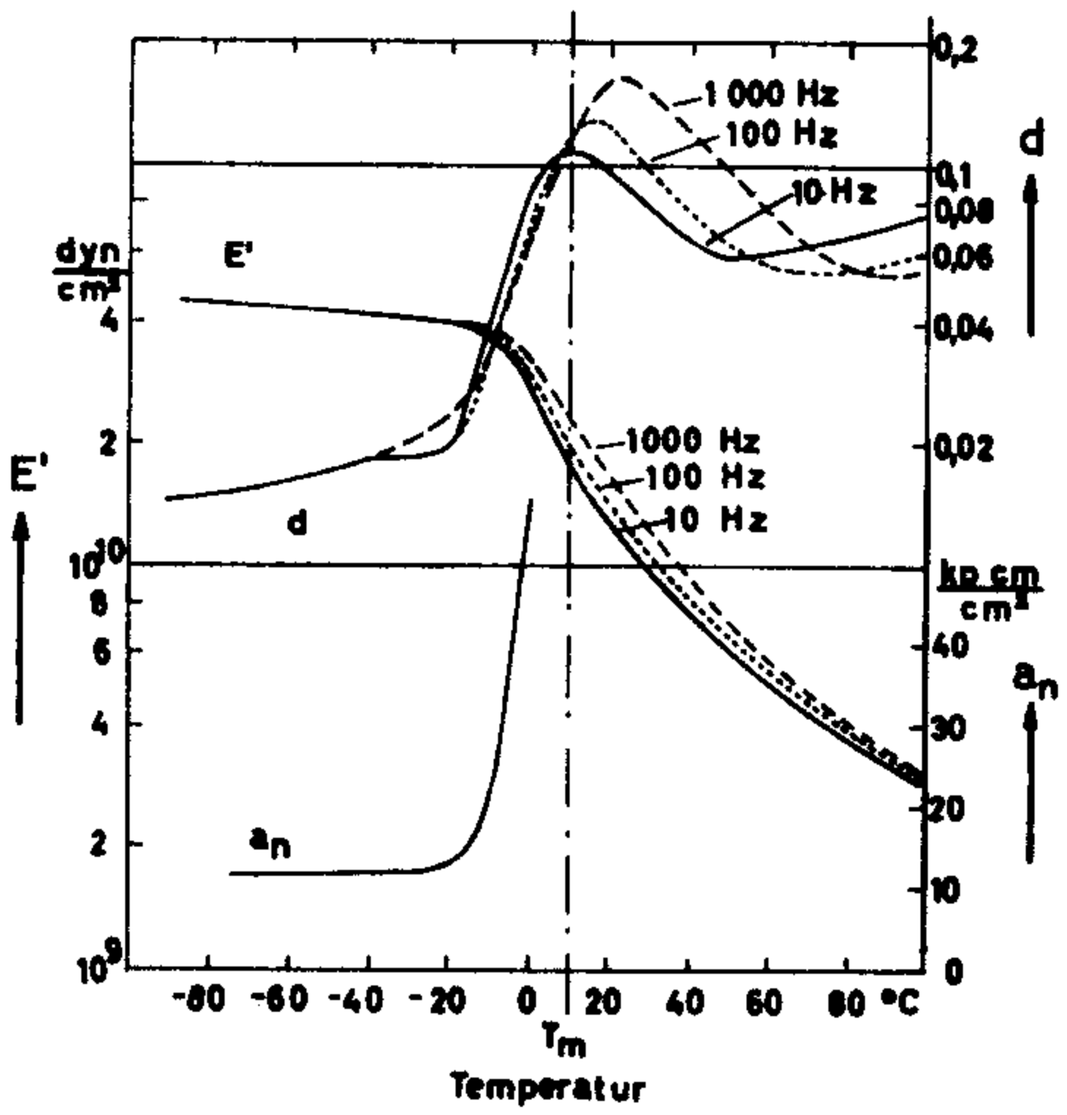


Abb. 11. Dynamischer Elastizitätsmodul E' und Verlustfaktor d für 10, 100 und 1000 Hz und Schlagzähigkeit a_n von Polypropylen in Abhängigkeit von der Temperatur; T_m = Mitteltemperatur des Versprödungsbereichs (Temperatur des d-Maximums für 10 Hz).

Für viele Zwecke genügen auch hier als Messunterlagen die Temperaturkurven von E' und d der Abb. 11 mit der Frequenz als Parameter. Man liest aus diesen Kurvenbildern ab, dass man unterhalb —20° C, wo was Polypropylen im Glaszustand ist und hohe Modulwerte aufweist, mit Sprödverhalten rechnen muss.

Das Maximum des Verlustfaktors d im Übergangsbereich, in dem der Modul E'

mit zunehmender Temperatur absinkt, gibt an, dass molekulare Mechanismen beweglich werden (hier die Hauptkettensegmente im Amorphen) und bei Deformationen des Stoffes zum schnellen Abbau innerer Spannungen beitragen können. Bei normalen Schlagbeanspruchungen, u.a. im genormten Schlagbiegeversuch (siehe z.B. Deutsche Norm DIN 53 453) ist die Dauer der Krafteinwirkung, die die Deformation eines Versuchskörpers erzwingt, etwa von der Grössenordnung 1 mSek. Der Schwerpunkt der Relaxationszeiten der "auftauenden" Mechanismen liegt, wie sich zeigen lässt,[38] bei dieser Zeitdauer etwa bei der Temperatur T_m der d-Kurve für 10 Hz. Er verschiebt sich mit zunehmender Temperatur schnell nach kürzeren Zeiten, so dass oberhalb T_m die Mechanismen innerhalb der kurzen Zeit von etwa 1 mSek. praktisch voll zum Spannungsabbau beitragen können, während sie unterhalb T_m dazu zu unbeweglich sind.

Ob es bei T_m im Schlagbiegeversuch zum Bruch des Probestabes kommt, hängt wesentlich vom E'-Wert für etwa 10 Hz bei T_m ab. Die Spannung in der Probe steigt bei angenähert konstanter Deformationsgeschwindigkeit sehr nahe proportional mit der Dehnung ε gemäss der Beziehung $\sigma = E'_{10\ \mathrm{Hz}} \cdot \varepsilon$ an. Bei den hohen Werten des Glaszustandes ($E' \approx 4 \cdot 10^{10}$ dyn/cm^2) ist der Anstieg von σ so steil, dass die Bruchgrenze erreicht wird. Er wird im Übergangsbereich, in dem E' mit zunehmender Temperatur abnimmt, flacher, und es kommt erfahrungsgemäss bei vielen Hochpolymeren in der kurzen Beanspruchungszeit des Schlagbiegeversuches bei der Temperatur T_m nicht mehr zum Bruch, wenn dort der E'-Wert für 10 Hz etwa auf $2 \cdot 10^{10}$ dyn/cm^2 abgesunken ist. Beim Polypropylen ist dies nach Abb. 11 der Fall, und tatsächlich brechen die Probestäbe bei T_m nicht mehr. Die Schlagzähigkeit a_n, definiert als die vom Probekörper verbrauchte Schlagarbeit, bezogen auf den Querschnitt des Probekörpers vor dem Versuch, steigt mit abfallenden E'-Werten bei zunehmender Temperatur unterhalb T_m steil an.

Bei Raumtemperatur ist beim PP in den amorphen Bezirken die volle molekulare Beweglichkeit erreicht, und das Material ist zähelastisch, hat dabei aber dank seiner Kristallinität eine hohe Steifheit ($E' > 10^{10}$ dyn/cm^2). Wie man aus Abb. 11 abliest, liegen bei 20° C die Verlustfaktorwerte im Hörbereich oberhalb $d = 0{,}1$; das heisst aber, dass die innere Dämpfung des PP der von weichem Kork nahekommt. Diese Eigenschaften machen den Stoff für viele akustische Anwendungen, bei denen es insbesondere auf eine möglichst schlechte Körperschall-Leitung ankommt, besonders geeignet.

Die Rolle, die die Schwingungsmessverfahren in der Kunststoffentwicklung spielen können, sei am Beispiel einer speziellen Aufgabe veranschaulicht. Hochpolymere mit hoher Einfriertemperatur, insbesondere amorphe Stoffe wie Polystyrol, Polymethylmethacrylat (Plexiglas) und Polyvinylchlorid (PVC) sind bei den Gebrauchstemperaturen glashart und spröde, und es ist eine wichtige Entwicklungsaufgabe, ihre Zähigkeit (Flexibilität) zu erhöhen, ohne dass ihre Wärmestandfestigkeit verlorengeht. Man muss dazu molekulare Mechanismen in genügender Zahl in den harten Stoff einbauen, die schon unterhalb der Raumtemperatur beweglich werden. Dies kann auf mannigfaltige Weise geschehen, beispielweise durch Copolymerisation zweier Stoffe, wobei dafür zu sorgen ist, dass die Eigenschaften des harten Ausgangsmaterials im wesentlichen erhalten bleiben, oder durch Mischung des harten mit einem verträglichen weicheren Hochpolymeren im passenden Mischungsverhältnis.

Abb. 12 veranschaulicht das Ergebnis einer solchen Entwicklung am Beispiel von

PVC, das durch Beimischung von passend chloriertem Polyäthylen bei den Gebrauchstemperaturen eine beträchtliche Schlagzähigkeit erhalten hat[39]. Die Abbildung zeigt die Temperaturkurven von E' und d für 100 Hz. Der Elastizitätsmodul von PVC sinkt bei dieser Frequenz etwa bei 90° C steil ab und hat bis dahin hohe Werte; beim chlorierten Polyäthylen fällt E' schon dicht oberhalb 0° C ab. Durch Abmischung beider Materialien ist hier eine Dispersionsstufe in die Modulkurve eingebaut, in der E' genügend stark erniedrigt wird, so dass die Schlagzähigkeit im gewünschten Masse

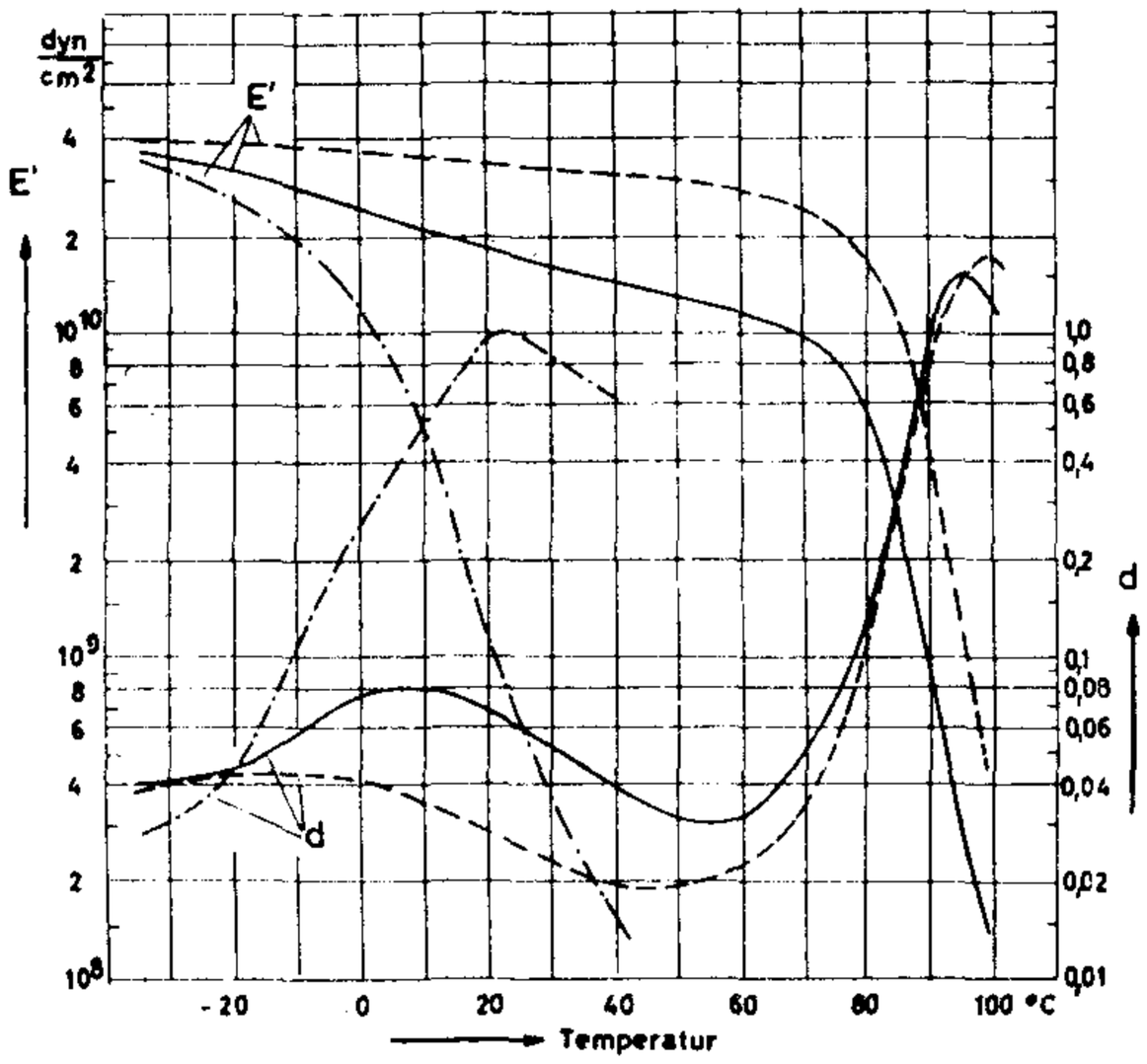


Abb. 12. Dynamischer Elastizitätsmodul E' und Verlustfaktor d eines Mischstoffes aus Polyvinylchlorid und einem chlorierten Polyäthylen in Abhängigkeit von der Temperatur für 100 Hz.
——— Mischstoff,
– – – – Polyvinylchlorid,
— · — · chloriertes Polyäthylen.

erhöht wird (vgl. dazu oben, Abb. 11); das Nebenmaximum in der Verlustfaktorkurve des Mischstoffes bei 10° C lässt noch deutlicher erkennen, in welchem Temperaturbereich die eingebauten molekularen Mechanismen beweglich werden. Oberhalb der Dispersionsstufe behält der Mischstoff noch so hohe Werte ($E' > 10^{10}$ dyn/cm²), dass die ursprüngliche Steifheit des PVC nicht wesentlich vermindert ist, und fällt erst in der Nähe der Temperaturen ab, bei denen auch der Modul des PVC heruntergeht.

Die Aufgaben der Entwicklung hochpolymerer Stoffe, die bestimmte vorgegebene Forderungen erfüllen, sind vielfältig. Als Methode, die es ermöglicht, in die Stoffe "hineinzusehen", und die molekularen Vorgänge bei mechanischen Beanspruchungen zu beobachten, wird die mechanische Spektrometrie mehr und mehr zu einem der wichtigsten Hilfsmittel in der Entwicklung von Kunststoffen nach Mass.

Zum Schluss soll hier noch kurz über den Stand einer spezifisch akustischen Stoffentwicklung berichtet werden, bei der auch die erforderlichen Schwingungsmessverfahren mitentwickelt werden mussten (Biegewellenmethode); es handelt sich um die Entwicklung der Stoffe mit hoher innerer Dämpfung, die als Entdröhnungsmittel bezeichnet werden und zur Dämpfung der Biegeschwingungen dröhnender Blechkonstruktionen benötigt werden[9, 40–43].

Es ist bekannt, welche Forderungen die dynamisch-elastischen Eigenschaften der die Schwingungen dämpfenden Stoffe aufweisen müssen, damit hohe Blechdämpfungen erzielt werden, und wie zu diesem Zwecke die Eigenschaften hochpolymerer Stoffe, insbesondere durch passende Weichmachung, optimal eingestellt werden können[9]. Man erreicht bei Blechen mit einseitigem dämpfenden Belag im Maximum

Werte des Verlustfaktors des kombinierten Systems von der Grösse $d = 0{,}1$ und darüber, die kaum noch überboten werden können. Als Mangel wurde jedoch die verhältnismässig kleine Temperaturbandbreite hoher Dämpfung solcher Belagmaterialien empfunden.

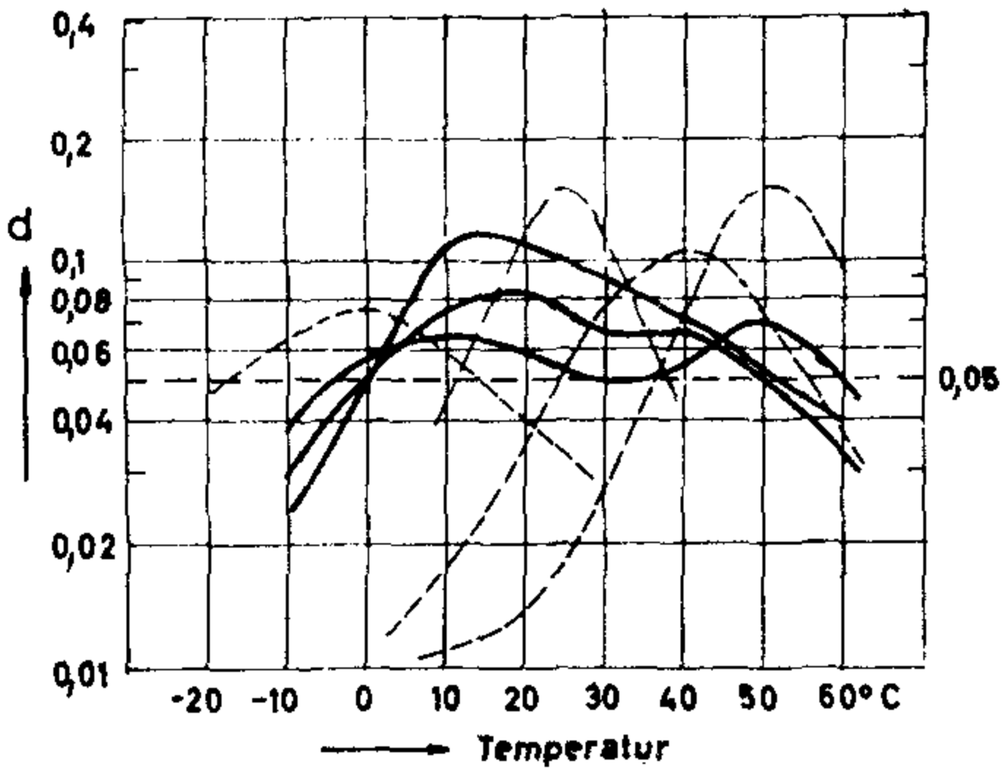


Abb. 13. Verlustfaktor d von Blechen mit dämpfendem Belag bei 200 Hz und beim Verhältnis Belagmasse : Blechmasse = 20% in Abhängigkeit von der Temperatur.
– – – – Temperatur-Schmalband-Entdröhnungsmittel,
——— Temperatur-Breitband-Entdröhnungsmittel.

Abb. 13 veranschaulicht Fortschritte, die in letzter Zeit in Richtung auf die Vergrösserung der Temperaturbandbreite durch passende Stoffkombinationen erzielt worden sind[44]; dort sind Temperaturkurven (für 200 Hz) des Verlustfaktors d von Blechen mit (einseitigen) dämpfenden (gefüllten) Belägen kleiner und grösserer Temperaturbandbreite zusammengestellt. Bandbreiten von etwa 60° C (bezogen auf $d = 0{,}05$), die den Bereich der Gebrauchstemperaturen etwa zwischen 0° und 60° C überdecken, sind hier erreicht worden; eine gewisse Verminderung der mittleren Höhe der Dämpfungswerte muss bei der Vergrösserung der Temperaturbandbreite aus physikalischen Gründen in Kauf genommen werden. Es dürfte keine prinzipiellen Schwierigkeiten bereiten, die Temperaturbandbreite noch weiter zu vergrössern, allerdings unter weiterer Verminderung der Dämpfungshöhe; doch kommt es bei vielen technischen Anwendungen der Entdröhnungsmittel auf extrem hohe Dämpfungen nicht an.

LITERATUR

1. A. H. Stuart, *Physik der Hochpolymeren*, Bd. IV, Berlin-Göttingen-Heidelberg (1956), 1. Kap., A. J. Staverman und F. Schwarzl, Linear Deformation Behaviour of High Polymers, 6. Kap., J. D. Ferry, Structure and Mechanical Properties of Plastics.
2. B. Gross, *Mathematical Structure of the Theories of Viscoelasticity*, Paris (1953).
3. K. Schmieder und K. Wolf, *Kolloid Z.*, 127 (1952) 65, *Kolloid Z.*, 134 (1953) 149, Deutsche Norm DIN 53 445.
4. L. E. Nielsen, *Rev. Sci. Instr.*, 22 (1951) 690, *ASTM Bull. 165* (April 1950).
5. J. Koppelmann, *Kolloid Z.*, 144 (1955) 12.
6. K. H. Illers und E. Jenckel, *Kolloid Z.*, 160 (1958) 97.
7. E. R. Fitzgerald und J. D. Ferry, *J. Colloid. Sci.*, 8 (1953) 1.
8. G. W. Becker, *Kolloid Z.*, 140 (1955) 1.
9. H. Oberst, G. W. Becker und K. Frankenfeld, *Acustica*, 4 (1954) 433.
10. H. Oberst und K. Frankenfeld, *Acustica*, 2 (1952) AB 181.
11. W. P. van Oort, *Microtecnic*, 7 (1952) 246.
12. F. Schwarzl, *Acustica*, 8 (1958) 164.
13. D. W. Robinson, *J. Sci. Instr.*, 32 (1955) 2.

14. A. W. NOLLE, *J. Appl. Phys.*, 19 (1948) 753.
15. W. PHILIPPOFF, *J. Appl. Phys.*, 24 (1953) 685.
16. W. SOMMER, *Physik. Verhandl.*, 8 (1957) 205, *Diss. Braunschweig* (1959).
17. J. KOPPELMANN, *Rheologica Acta*, 1 (1958) 20.
18. J. R. MC LOUGHLIN, *Rev. Sci. Instr.*, 23 (1952) 459.
19. A. V. TOBOLSKY UND E. CATSIFF, *J. Colloid. Sci.*, 10 (1955) 375, *J. Polymer Sci.*, 19 (1956) 111.
20. L. BOHN, F. LINHARDT UND H. OBERST, unveröffentlichter interner Bericht.
21. K. WOLF, *Kunststoffe*, 41 (1951) 89.
22. E. JENCKEL UND K. H. ILLERS, *Z. Naturforsch.*, 9a (1954) 440.
23. J. HEYBOER, *Kolloid Z.*, 148 (1956) 36.
24. E. A. W. HOFF, D. W. ROBINSON UND A. H. WILLBOURN, *J. Polymer Sci.*, 18 (1955) 161.
25. J. D. FERRY, W. C. CHILD, JR., R. ZAND, D. M. STERN, M. L. WILLIAMS UND R. F. LANDEL, *J. Colloid. Sci.*, 12 (1957) 53.
26. W. C. CHILD, JR. UND J. D. FERRY, *J. Colloid. Sci.*, 12 (1957) 327.
27. W. C. CHILD, JR. UND J. D. FERRY, *J. Colloid. Sci.*, 12 (1957) 389.
28. W. DANNHAUSER, W. C. CHILD, JR. UND J. D. FERRY, *J. Colloid. Sci.*, 13 (1958) 103.
29. A. H. WILLBOURN, *Trans. Faraday Soc.*, 54 (1958) 717.
30. A. E. WOODWARD UND J. A. SAUER, *Fortschr. hochpolym. Forsch.*, 1 (1958) 114.
31. J. D. FERRY, *J. Am. Chem. Soc.*, 72 (1950) 3746.
32. J. D. FERRY UND E. R. FITZGERALD, *J. Colloid. Sci.*, 8 (1953) 224.
33. M. L. WILLIAMS, R. F. LANDEL UND J. D. FERRY, *J. Am. Chem. Soc.*, 77 (1955) 3701.
34. J. BISCHOFF, E. CATSIFF UND A. V. TOBOLSKY, *J. Am. Chem. Soc.*, 74 (1952) 3378.
35. M. L, WILLIAMS UND J. D. FERRY, *J. Polymer Sci.*, 11 (1953) 169.
36. H. OBERST UND L. BOHN, erscheint voraussichtlich in *Rheologica Acta.*
37. K. WOLF, *Vortrag Physikertagung München* 1956, Physik-Verlag, Mosbach, 1957.
38. L. BOHN UND H. OBERST, *Acustica*, 9 (1959) 191.
39. H. H. FREY, *Kunststoffe*, 49 (1959) 50.
40. P. LIÉNARD, *Recherche aeronaut.*, 20 (1951) 11.
41. L. L. BERANEK, *Inst. Mech. Engrs.*, Meeting, 21. Nov. 1958, London.
42. E. M. KERWIN, JR., *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 952.
43. G. KURTZE UND B. G. WATTERS, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 739.
44. L. BOHN, J. EBIGT UND H. OBERST. unveröffentlichter interner Bericht.

An Operator Differential Equation for Elastomers

G. PISENT AND C. VILLI

Institute of Physics, University of Trieste (Italy)

A unified mathematical description of the behaviour of elastomers under ultrasonic perturbation is outlined for homogeneous, anisotropic and infinitely extended media under a periodical stress-strain relation and for small amplitude waves. The validity, at least as a good first approximation, of the principle of linear superposition of effects will be assumed throughout, and no difference will be made between eulerian and lagrangian derivatives.

Let **A**, **B**, **O** and **Ω** be certain operators, suitable to describe the physical behaviour of the volume element of the sample. Then, the most general relation between stress σ and strain ε respectively between pressure $\mathrm{d}p$ and volume $\mathrm{d}V$ is

$$\mathbf{A}\sigma = \mathbf{B}\varepsilon \tag{1a}$$

$$\mathbf{O}\,\mathrm{d}p = V^{-1}\mathbf{\Omega}\,\mathrm{d}V \tag{1b}$$

Calling u_i the component of the deformation along the x_i axis and ϱ the density of the sample, the equation of motion reads $\varrho \dfrac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \sigma_{ik,\,k}$. Taking into account the tensor nature of the stress and strain, it is found that

$$\varrho \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} = \frac{1}{3}\,[\mathbf{\Omega}/\mathbf{O} + 2\mathbf{B}/\mathbf{A}]\nabla \cdot (\nabla \bar{u}) - \frac{1}{2}\,(\mathbf{B}/\mathbf{A})\nabla \times (\nabla \bar{u}) \tag{2}$$

As is well known, the displacement $\bar{u}$ can be split into two terms, the former being irrotational and the latter one solenoidal. For both cases Eq. (2) reads

$$\varrho \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = \mathbf{P}\nabla^2 f \tag{3}$$

where f has to be identified either with the scalar or with the vector potential. Correspondingly, from Eq. (2) it follows that

$$\mathbf{P} = \frac{1}{3}\,[\mathbf{\Omega}/\mathbf{O} + 2\mathbf{B}/\mathbf{A}] \tag{4a}$$

for the irrotational case, and

$$\mathbf{P} = \frac{1}{2}\,\mathbf{B}/\mathbf{A} \tag{4b}$$

for the solenoidal one. It may be noted that the operator **P**, defined in Eq. (4), can be written in the general form $\mathbf{P} = R\exp(\mathrm{i}\Theta)$, where the dependence of R and Θ on the frequency is established by the model used to describe the sample, *i.e.* by a proper choice of the operators appearing in Eq. (1). Assuming plane waves, the link between the preconceived model and the results of direct measurements is given by

$$\varrho c^2 = 2R\,[1 + \cos\Theta]^{-1} \tag{5a}$$

$$\alpha = \omega\,[\varrho(1 - \cos\Theta)/2R]^{1/2} \tag{5b}$$

$$\Lambda = 2\pi ac/\omega = 2\pi \sin\Theta\,[1 + \cos\Theta]^{-1} \tag{5c}$$

where c and α are the velocity and the absorption coefficient respectively. It is readily established that the classical formulas for the velocity of shear and bulk waves are obtained by considering **A**, **B**, **O** and **Ω** as real numbers. In this case **P**, given by Eq. (4a) and (4b) reduces to the Lamé constants $\lambda + 2\mu$ and μ respectively.

A particularly interesting explicit expression of the operator **P** is given by

$$\mathbf{P} = M(1 + i\omega\tau_1)(1 + i\omega\tau_2)^{-1} \tag{6}$$

Using Eq. (5) and calling $\tau_1\tau_2 = \tau^2$ and $\tau_1/\tau_2 = \beta^2$ it is found that

$$\varrho c^2 = 2M[1 + (\omega\tau)^4 + (\beta^2 + \beta^{-2})\,(\omega\tau)^2][1 + (\beta\omega\tau)^2]^{-1} \cdot [1 + (\omega\tau)^2 + \{1 + (\omega\tau)^4 + (\beta^2 + \beta^{-2})\,(\omega\tau)^2\}^{1/2}]^{-1} \tag{7a}$$

$$\Lambda = 2\pi\,(\beta^{-1} - \beta)(\omega\tau)\,[1 + (\omega\tau)^2 + \{1 + (\omega\tau)^4 + (\beta^2 + \beta^{-2})(\omega\tau)^2\}^{1/2}]^{-1} \tag{7b}$$

In order to give a physical content to the above illustrative example, the choice of Eq. (6) and Eq. (7) should be properly interpreted. It is well known that a variety of different physical problems are described on the basis of the operator as given by Eq. (6). All these cases can be distinguished in two classes according to whether the absorption and velocity dispersion is (i) small or (ii) large. The case (i) includes: (a) a gas with frequency-dependent specific heat, where the relaxation times are implied by the repartition of energy within the inner and the translational degrees of freedom of the molecules[1]; (b) the anomalous absorption in metals due to thermal diffusion and intergrain diffusion[2, 3]; (c) relaxation phenomena in liquids arising from temperature and pressure disturbance of an equilibrium state[4, 5]. The case (ii) concerns a substantially different physical situation, namely the behaviour of a polymer under shear stress in the temperature and frequency region where it behaves like a solid[6], and all features dependent on the viscous flow are absent ($\eta_3 = 0$). Nevertheless, the cases (i) and (ii) have mathematically similar forms, provided in the latter case one assumes

$$M^{-1} = G_1^{-1} + G_2^{-1}, \qquad \tau_1 = \eta_2/G_1, \qquad \tau_2 = \eta_2/(G_1 + G_2) \tag{8}$$

where G_1 is the instantaneous elastic response; G_2 and η_2 the elastic modulus, respectively the viscosity coefficient concerned with the mechanism of delayed elastic response, caused by the uncurling of the molecular chains. The relations well known in literature, and used in case (i), can be derived from Eq. (7) assuming $\beta^2 + \beta^{-2} = 2$. Such a simplification is not allowed for polymers, and the exact formulas must be used.

REFERENCES

1. K. F. Herzfeld and F. C. Rice, *Phys. Rev.*, 31 (1928) 691.
2. C. M. Zener, *Elasticity and anelasticity of metals*, University of Chicago Press, Chicago, 1948.
3. P. G. Bordoni, *Nuovo cimento*, Suppl. 9, 7 (1950) 144.
4. H. O. Kneser, *Ergeb. exakt. Naturw.*, 22 (1949) 121.
5. A. Barone, G. Pisent and D. Sette, *Nuovo cimento*, 7 (1959) 365.
6. T. Alfrey, *Mechanical behaviour of high polymers*, Interscience, New York, 1948, p. 103.

Ausbreitung elastischer Wellen (einschliesslich der "komplexen" Nahfelder) auf gummielastischen Platten

K. TAMM

III. Physikalisches Institut der Universität, Göttingen (Deutschland)

Während sich die Ausbreitung und die Schwingungsverteilung elastischer Wellen in Flüssigkeitsvolumina bei einfachen Begrenzungen leicht berechnen lässt, ergeben sich Schwierigkeiten bei Festkörpern, selbst bei Beschränkung auf isotrope Materialien.

Der Grund liegt darin, dass bei Flüssigkeiten die Grenzbedingung z.B. an freien Oberflächen für den Druck durch Überlagerung zweier Dichtewellen befriedigt wird, während diese im Festkörper für zwei Grössen – nämlich Normal- und Schubspannungen – durch Überlagerung von Schub- und Dilatationswellen erfüllt werden muss. Dabei sind Ein- und Ausfallswinkel beider Wellentypen so verknüpft, dass sie gleiche Spur- bzw. Phasengeschwindigkeit längs der Oberfläche besitzen.

Die Erfüllung der Grenzbedingung an den gegenüberliegenden Oberflächen von Platten ist nur bei bestimmten Einfallswinkeln, d.h. bei bestimmten Phasengeschwindigkeiten der Wellen möglich, die vom Verhältnis der Plattendicke zur Wellenlänge abhängen. Es ergeben sich die bekannten Dispersionskurven[1, 2] mit Polen bei den Platten-Dicken-Resonanzfrequenzen. Bei Flüssigkeiten (Abb. 1) ist der Dispersionsverlauf hyperbelförmig; die einzelnen Äste (Moden) unterscheiden sich durch ihre

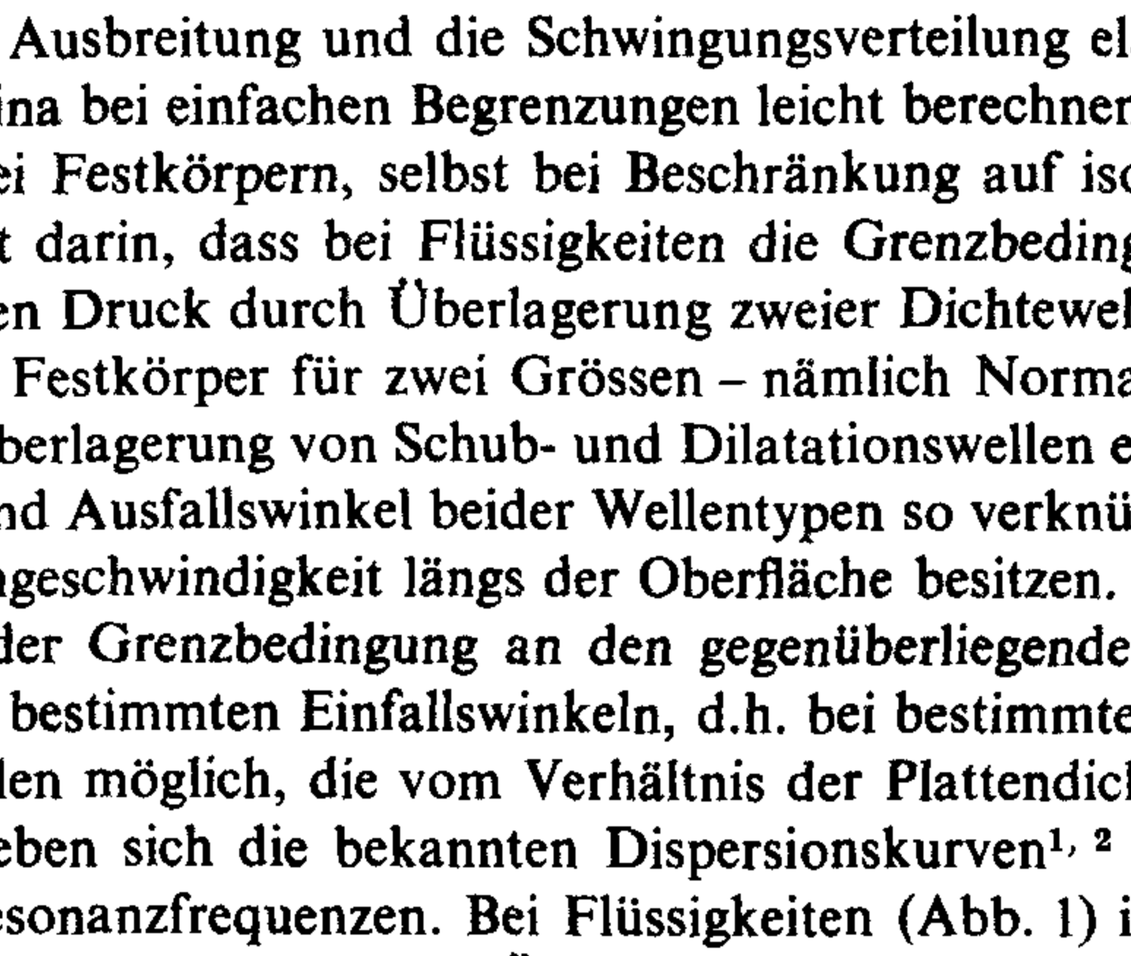


Abb. 1. Frequenzabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit der periodischen Wellen (unten) und der Dämpfung der exponentiellen Nahfelder (oben) in einer verlustlosen Flüssigkeitsschicht. (——— symmetrische, – – – – unsymmetrische Moden).

Druckverteilung über den Querschnitt. Unterhalb der jeweiligen Grenzfrequenz tritt phasengleiche, exponentiell mit der Entfernung abnehmende Bewegung auf, d.h. Dämpfung bei unendlicher Phasengeschwindigkeit. Die Dämpfungsverläufe können

als Fortsetzung der Dispersionsäste angesehen werden. Bei jeder Frequenz gibt es damit unendlich viele Wellenmoden zur Erzeugung beliebiger Querschnittsverteilungen.

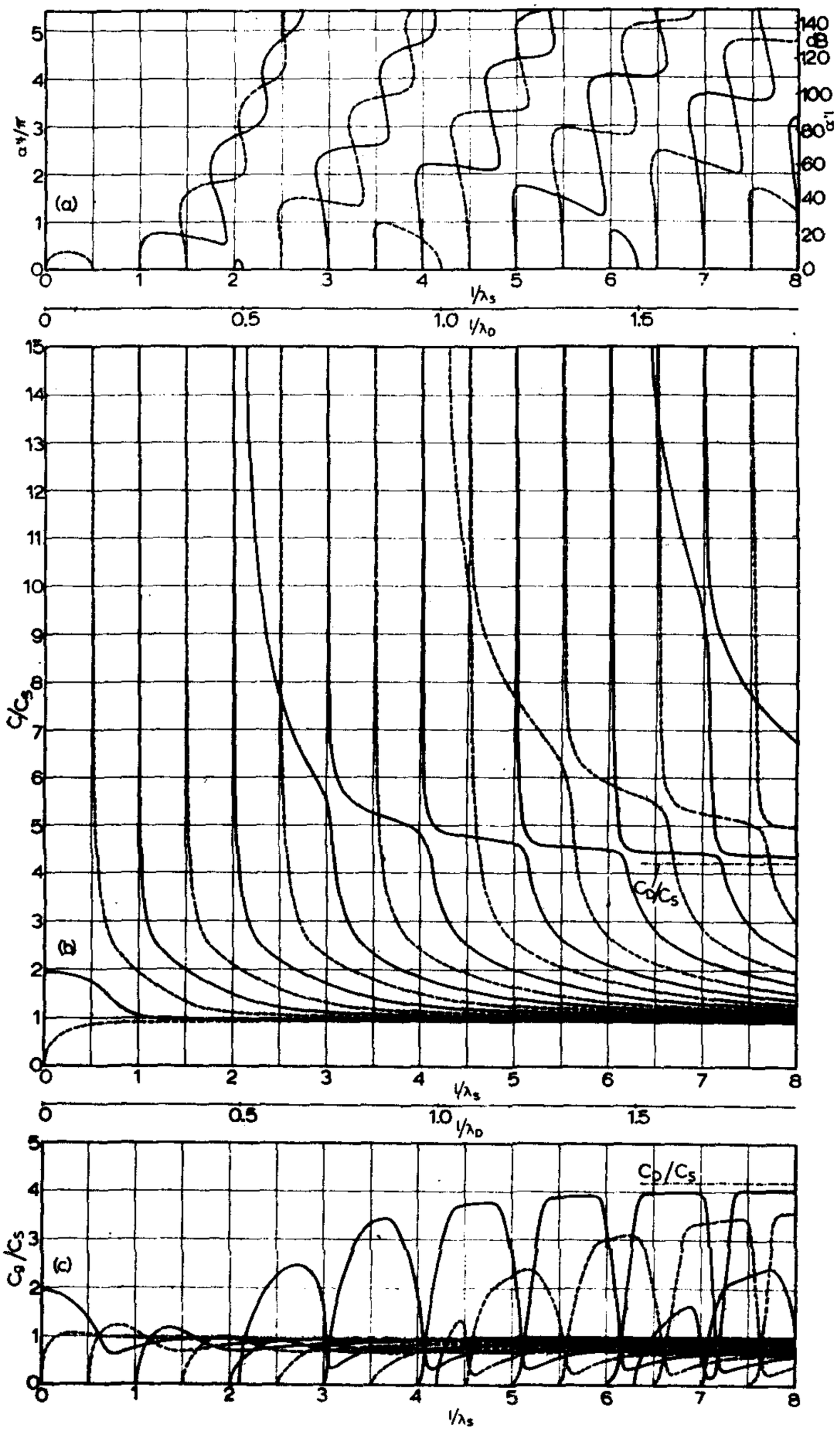


Abb. 2. Frequenzabhängigkeit der Dämpfung der exponentiellen Nahfelder (oben) sowie der Phasengeschwindigkeit (Mitte) und der Gruppengeschwindigkeit (unten) der periodischen Wellen in einer verlustlosen Platte für die Querkontraktionszahl $\sigma = 0{,}47$.
(——— symmetrische, - - - - unsymmetrische Moden).

Das Auftreten der Schubspannungen in Festkörpern ändert das Bild der Dispersion und die Schwingungsverteilung über den Querschnitt. Bekannt ist das komplizierte Diagramm für Aluminium (Querkontraktionszahl $\sigma = 0{,}35$) von FIRESTONE[1]. Sehr viel übersichtlicher als für Metalle, bei denen Schub- und Dilatationsmodul von gleicher Grössenordnung sind, werden die Verhältnisse für gummielastische Stoffe[2], d.h. für Stoffe mit sehr kleinem Schubmodul ($\sigma \lessapprox 0{,}5$) (Abb. 2). Bei Frequenzen oberhalb der Dilatationswellen-Querresonanz ist die Schubsteife von geringem Einfluss, so dass der Dispersionsverlauf dem von Dichtewellen in Flüssigkeiten folgt. Nur immer dann, wenn die Schubwellen zur Erfüllung der Grenzbedingungen grosse Amplituden annehmen müssen, wird dieser Wellentyp durch steile Dispersionsäste bemerkbar. Diese werden aber schon bei kleinsten Verlusten "weggedämpft", so dass das Verhalten von Flüssigkeiten resultiert. Unterhalb der genannten Querresonanz ist die Kompressibilität von geringem Einfluss, der Verlauf von Phasengeschwindigkeit und Dämpfung ändert sich dort kaum, wenn man zum Grenzfall des ideal gummielastischen Stoffes ($\sigma \to 0{,}5$) übergeht (Abb. 3, dünne Linien). Dies gilt auch für die Biege- und

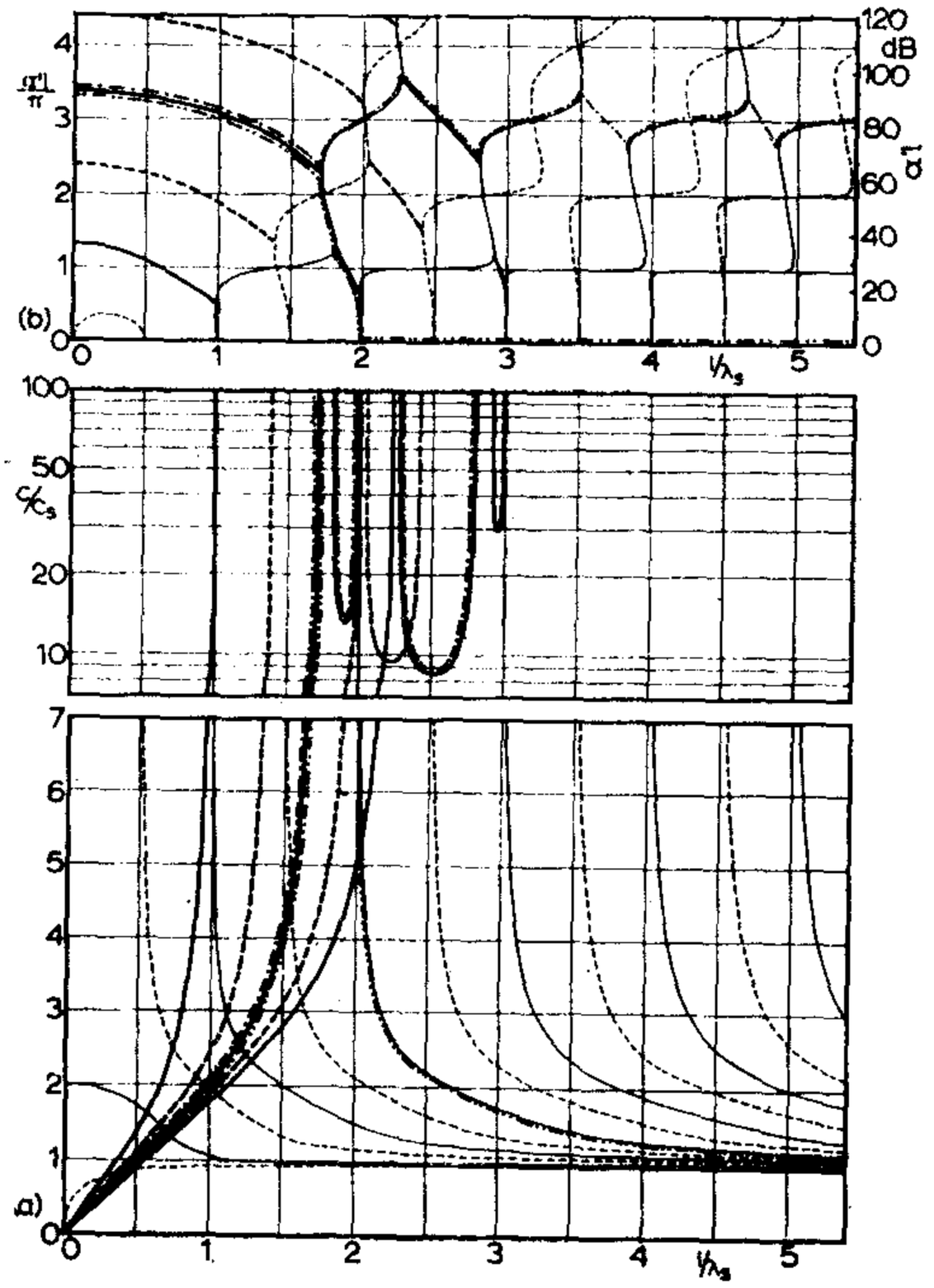


Abb. 3. Dämpfung und Phasengeschwindigkeit in einer ideal gummielastischen Platte für die Querkontraktionszahl $\sigma = 0.5$.
(——— symmetrische, - - - - unsymmetrische imaginäre und reelle Moden, ▬▬ symmetrische, - · - · unsymmetrische komplexe Moden, — · — ·, — ·· — ·· bei Energieverlusten zusammenhängende Kurvenzüge)

die Dehnwelle[3]. Es fällt auf, dass die Dämpfungsverläufe, die wie bei Flüssigkeiten jeweils an die Polstellen der Dispersionskurve anschliessen, nach rechts abbiegen. Für jede Wellenmode existieren also oberhalb ihrer Grenzfrequenz zwei verschiedene

Wellenzahlen: eine reelle (periodische Welle) und eine imaginäre (exponentiell abnehmendes Nahfeld). Unterhalb gibt es jedoch die Wellenmode anscheinend nicht mehr. Es steht also bei jeder Frequenz – anders als bei Flüssigkeiten – zunächst nur eine endliche Zahl von Wellenmoden zur Verfügung, die nicht ausreicht, beliebige Querschnittsverteilungen zu erzeugen. Diese Lücke füllen die bisher nicht bekannten, auch von SHERWOOD[4] gefundenen Lösungen mit komplexen Fortpflanzungskonstanten (Abb. 3, dicke Linien) aus, die die betrachteten imaginären und reellen ergänzen.

Die Verwirrung in der Modenbezeichnung durch die neuen Kurvenäste klärt sich bei Annahme schon geringster Verluste. Dann spalten die neuen Äste, die zu konjugiert-komplexen Lösungen gehören, in zwei auf und bilden mit den vorher imaginären Lösungen zusammenhängende Dämpfungskurven, mit den vorher reellen zusammenhängende Dispersionsverläufe.

Die in verlustlosen Medien zunächst physikalisch unsinnig erscheinenden komplexen Fortpflanzungskonstanten stehen mit Energiebetrachtungen nicht im Widerspruch, wenn man das paarweise Auftreten der konjugiert-komplexen Moden berücksichtigt. Bei gleichgerichtetem exponentiellem Abfall breiten sich beide in verschiedener Richtung aus, so dass bei gleicher Grösse eine stehende abklingende Welle entsteht, in der keine Energie transportiert wird. Diese stehende Welle kann durch eine kontinuierlich verteilte Reflexion erklärt werden, die durch die Begrenzung des Festkörpers bewirkt wird.

LITERATUR

1. F. FIRESTONE, *Non-destructive Testing*, 7 (1948) Nr. 2.
2. H. J. NAAKE UND K. TAMM, *Acustica*, 8 (1958) 65.
3. K. TAMM UND O. WEIS, *Acustica*, 9 (1959) Beih. 1, 275.
4. J. W. SHERWOOD, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 979.

Ausbreitung von Wellen auf gummielastischen Platten mit grossen Schubverlusten (theoretische und experimentelle Ergebnisse)

O. WEIS

III. Physikalisches Institut der Universität, Göttingen (Deutschland)

THEORIE

Eine Welle der Kreisfrequenz ω breite sich mit der Fortpflanzungskonstante $\alpha = \alpha' + i\alpha''$ auf der Platte der Dicke l in x-Richtung aus; d.h. alle auftretenden Feldgrössen der Welle sind proportional $\exp[i\omega t - \alpha x]$. Der Realteil von α gibt eine Aussage über die auftretende Dämpfung, der Imaginärteil über die Phasengeschwindigkeit der betrachteten Mode. Die Randbedingung der Spannungsfreiheit an der Plattenoberfläche führt auf

$$\begin{Bmatrix} \operatorname{tgh}\sqrt{z^2 - \frac{G}{D}}\left(1 - \frac{i}{2}\operatorname{tg}\delta_S\right)\frac{\pi l}{\lambda_S} \\ \operatorname{tgh}\sqrt{z^2 - 1}\left(1 - \frac{i}{2}\operatorname{tg}\delta_S\right)\frac{\pi l}{\lambda_S} \end{Bmatrix} = \frac{(z^2 - 0{,}5)^2}{z^2\sqrt{z^2 - 1}\sqrt{z^2 - \frac{G}{D}}} \cdot \begin{Bmatrix} \operatorname{tgh}\sqrt{z^2 - 1}\left(1 - \frac{i}{2}\operatorname{tg}\delta_S\right)\frac{\pi l}{\lambda_S} \\ \operatorname{tgh}\sqrt{z^2 - \frac{G}{D}}\left(1 - \frac{i}{2}\operatorname{tg}\delta_S\right)\frac{\pi l}{\lambda_S} \end{Bmatrix}$$

wobei zur Abkürzung noch $\alpha^2 = -z^2\omega^2 \cdot \varrho/G$ gesetzt wurde. Mit Hilfe eines Digitalrechners kann man diese Beziehung nach Vorgabe der Parameter G/D ($D = K + 4/3 \cdot G$ = Dilatationsmodul, $G = G_0 \exp[i\delta_S]$ = Schubmodul, $K = K_0 \exp[i\delta_k]$ = Kompressionsmodul), des Schubverlustfaktors $\operatorname{tg}\delta_S$ und des Kompressionsverlustfaktors $\operatorname{tg}\delta_k$ in Abhängigkeit vom Verhältnis Plattendicke zur Schubwellenlänge (l/λ_S) punktweise numerisch auflösen: $\alpha = \alpha(l/\lambda_S;\ G/D,\ \operatorname{tg}\delta_S,\ \operatorname{tg}\delta_k)$. Bei gummielastischen Stoffen ist $G \ll D$, so dass im Bereich tiefer Frequenzen (Dilatationswellenlänge $\gg$ Plattendicke) G/D durch Null ersetzt werden kann. Damit entfällt gleichzeitig der Einfluss von $\operatorname{tg}\delta_k$. Es verbleibt $\alpha = \alpha(l/\lambda_S;\ \operatorname{tg}\delta_S)$, vgl. die frühere Arbeit[1].

Im verlustfreien Fall setzen sich die komplexen Nahfelder aus zwei Modenanteilen zusammen[2]. Diese finden jede für sich eine andere Fortsetzung in den rein periodischen Wellen und den rein exponentiellen Nahfeldern (vgl. Abb. 3, Seite 373 dieses Buches). Bei steigendem Verlustfaktor schleifen sich die an den Übergangstellen auftretenden Knicke immer mehr ab. Der Modenanteil mit Phasenausbreitung entgegengesetzt dem Dämpfungsabfall weist nicht viel Bemerkenswertes auf; seine Diskussion soll hier unterbleiben. Interessanter sind die Modenanteile bei denen Phasenausbreitung und Dämpfung gleichsinnig gerichtet sind und vor allem der Verlauf, der schon bei tiefsten Frequenzen wichtigsten Wellentypen: Biegewelle (A_0), Dehnwelle (S_0) und 1. höhere antisymmetrische Mode (A_1), die dort als "das exponentielle Nah-

feld" der elementaren Biegewellentheorie bekannt ist. Bei einem Schubverlustfaktor $\mathrm{tg}\,\delta_S = 0{,}2$ (Abb. 1) weicht die Phasengeschwindigkeit dieser drei Wellen kaum merklich von derjenigen ohne Verluste ab. Dabei behält A_1 als einzige von den höheren Moden ihre Unendlichkeitsstelle der Phasengeschwindigkeit. Alle anderen höheren Moden gehen bei kleiner werdendem l/λ_S asymptotisch in die komplexen Moden des verlustlosen Mediums über. Für hohe l/λ_S-Werte finden wir einen gleichen Übergang in die Schubwelle, lediglich Dehn- und Biegewelle laufen in die Rayleighwelle. Diese asymptotische Annäherung ist auch bei den Dämpfungskurven zu beobachten. Da die Dämpfung pro Wegstrecke l und nicht pro Schubwellenlänge aufgetragen ist, kommt bei festem Verlustfaktor ein linearer Dämpfungsanstieg mit l/λ_S für die Rayleighwelle und für die zum Vergleich mit angegebene Schubwelle zustande. Beim Durchlaufen der Dämpfungskurven der höheren Wellenformen von hohen l/λ_S-Werten zu niedrigeren steigt zunächst die Dämpfung im Vergleich zu derjenigen der Schubwelle an (das Maximum wird etwa erreicht, wo $c \sim 2 \cdot c_S$ ist) durchläuft anschliessend

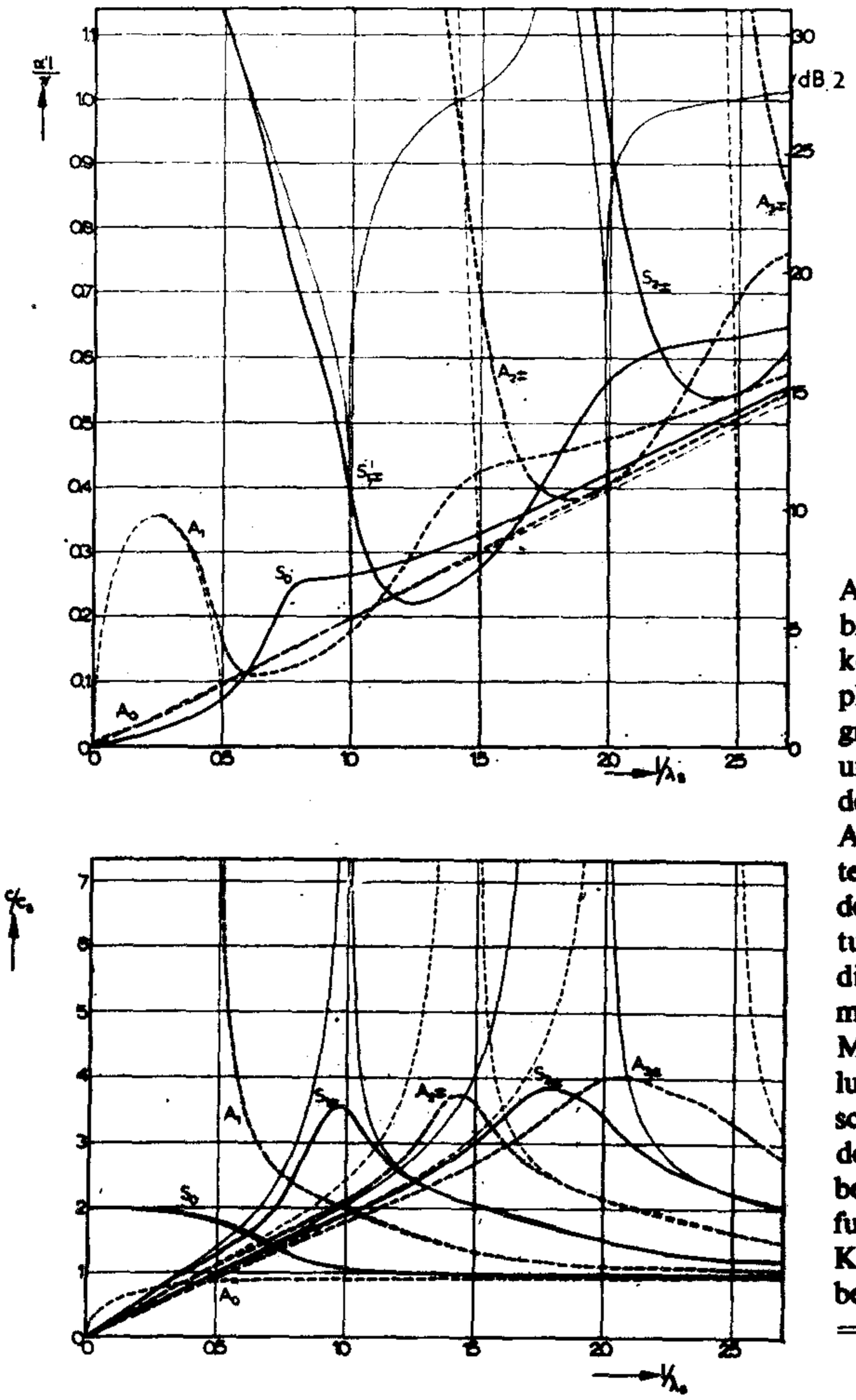


Abb. 1. Diagramme zur Wellenausbreitung in einer Platte der Querkontraktionszahl $\sigma = 0{,}5$ bei komplexen Moduln. Das obere Diagramm gibt die Dämpfung, das untere die Phasengeschwindigkeit der Moden und Modenanteile in Abhängigkeit vom Verhältnis Plattendicke zur Schubwellenlänge wieder. Für diese Wellen sind Amplitudenabfall und Phasengeschwindigkeit gleichgerichtet. (—— symmetrische, - - - - antisymmetrische Moden und Modenanteile der verlustfreien Platte; ——— symmetrische, – – – – antisymmetrische Moden und Modenanteile der verlustbehafteten Platte; —.—.—. Dämpfungsanstieg einer Schubwelle). Kompressionsverlustfaktor tg δ_k beliebig. Schubverlustfaktor tg $\delta_S = 0{,}2$.

ein Minimum ($c \sim 2$ bis $3 \cdot c_S$) und steigt dann steil an, um schliesslich bei ganz kleinen l/λ_S-Werten in die Dämpfungskurven der komplexen Nahfelder des verlustlosen Mediums überzugehen.

Das Dispersionsverhalten ändert sich grundlegend bei Schubverlustfaktoren zwischen 0,5 und 0,6. Diese Veränderung ist der Abb. 2 zu entnehmen. Während früher die Dehnwelle in die Rayleighwelle lief, ist dies nun nicht mehr der Fall. Sie hat all jene Teilstücke der anderen symmetrischen Moden in sich vereint, die bei kleineren Verlusten die geringste Dämpfung aufwiesen. Das gleiche geschieht bei den antisymmetrischen Moden durch die Mode A_1, die jedoch weiterhin ihre Unendlichkeitsstelle der Phasengeschwindigkeit behält. (Eine ausführliche Diskussion findet man in einer früheren Arbeit[1]).

EXPERIMENTE

Messungen an einem Gummistab (Gummisorte FI 95) mit einem Querschnitt 10 ×

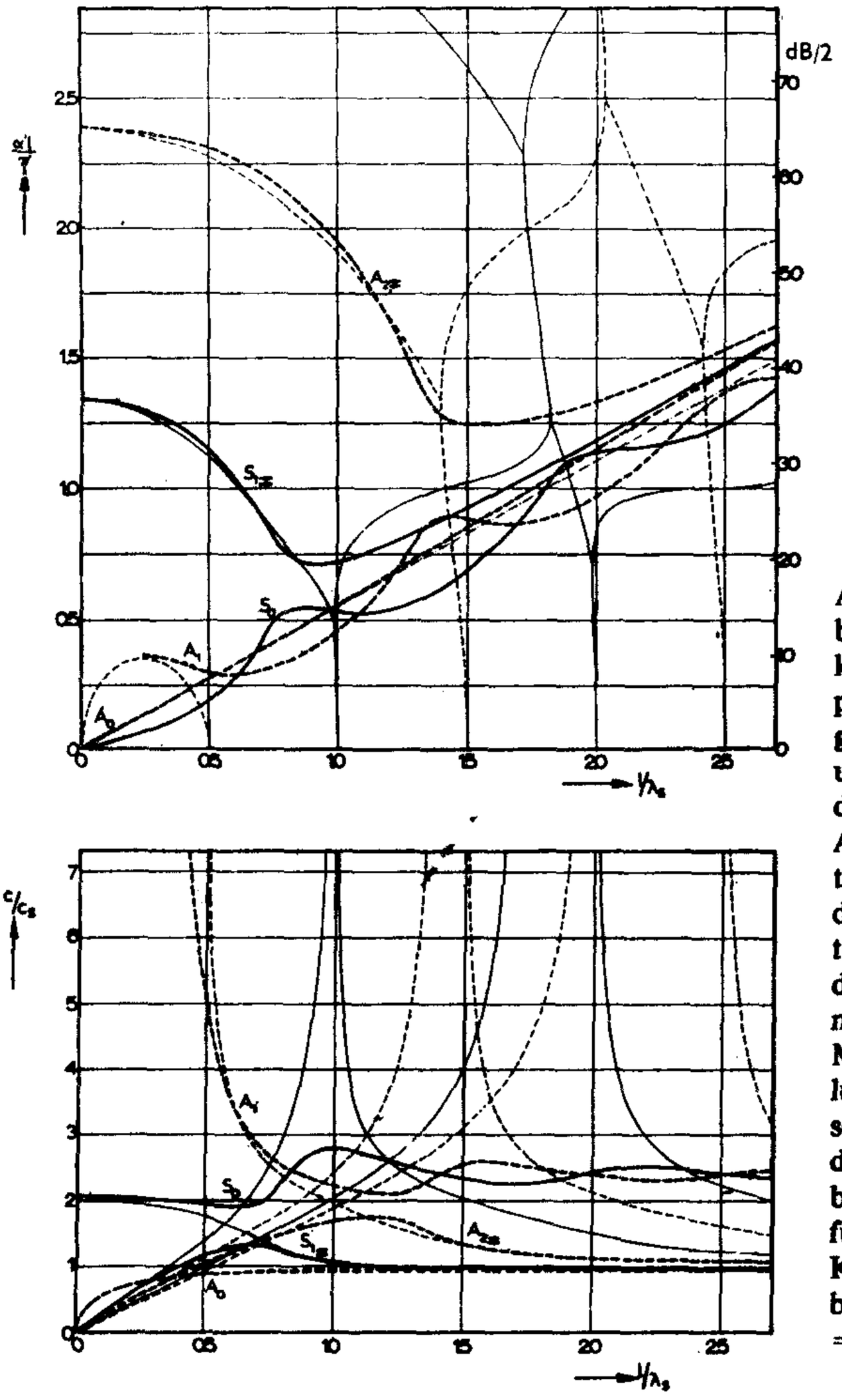


Abb. 2. Diagramme zur Wellenausbreitung in einer Platte der Querkontraktionszahl $\sigma = 0{,}5$ bei komplexen Moduln. Das obere Diagramm gibt die Dämpfung, das untere die Phasengeschwindigkeit der Moden und Modenanteile in Abhängigkeit vom Verhältnis Plattendicke zur Schubwellenlänge wieder. Für diese Wellen sind Amplitudenabfall und Phasengeschwindigkeit gleichgerichtet. (—— symmetrische, - - - - antisymmetrische Moden und Modenanteile der verlustfreien Platte; ——— symmetrische, – – – – antisymmetrische Moden und Modenanteile der verlustbehafteten Platte; —.—.—. Dämpfungsanstieg einer Schubwelle). Kompressionsverlustfaktor tg δ_k beliebig. Schubverlustfaktor tg δ_S = 0,6.

10 mm zeigen qualitativ den für die unendlich ausgedehnte Platte errechneten Dämpfungs- und Dispersionsverlauf. Der Stab wurde an einem Ende mit Hilfe eines elektrodynamischen Systems in geeigneter Weise angeregt und die Wellenausbreitung durch piezoelektrische Abtastung ermittelt (Abb. 3). Die Abtastgeschwindigkeit be-

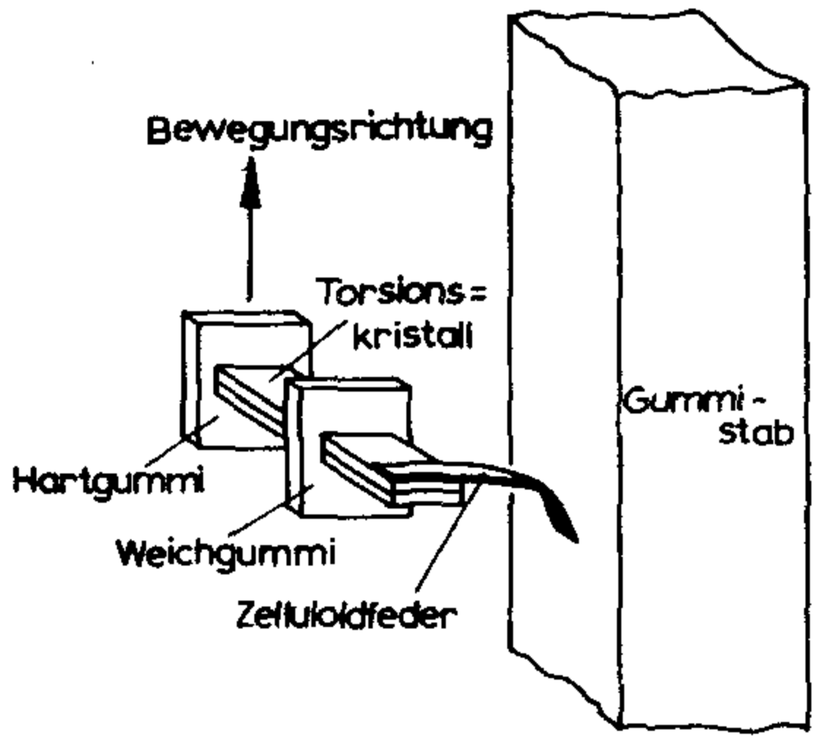


Abb. 3. Abtastung der Stabamplituden. Die beiden Gummiblättchen befinden sich in einem rechteckförmigen Metallrohr, das zugleich als Halterung und Abschirmung dient.

trug etwa 2 cm/Min. Die Phasendifferenz zwischen Anregung und Abtastung wurde mit einem Phasenschreiber aufgezeichnet (Wellenlängenmessung) und die Dämpfung aus einem gleichzeitig aufgenommenen Pegelschreiberdiagramm gewonnen. Der Störabstand betrug optimal knapp 100 dB. Die Auswertung wurde jedoch dadurch stark erschwert, dass es mit einem dynamischen System kaum gelingt, einzelne Moden für sich allein anzuregen, wodurch ortsfeste Interferenzen längs des Stabes auftreten können. In einigem Abstand von der Anregestelle bleibt schliesslich immer die bei dieser Frequenz am wenigsten gedämpfte Welle übrig. Die Messergebnisse sind der Abb. 4 zu entnehmen. Bei über den Querschnitt gleichmässiger, transversaler Anregungsamplitude erhält man den Biegewellenast, bei höheren Frequenzen jedoch auch jene Moden, die dort in die Schubwelle übergehen. Bei Frequenzen oberhalb 2 kHz hat die Biegewelle praktisch die Ausbreitungseigenschaften einer Rayleighwelle angenommen. Eine Auswertung gibt zwischen 2 kHz und 10 kHz einen Anstieg des Schubverlustfaktors von etwa 0,25 auf 0,48. Es ist also zum qualitativen Vergleich mit der Theorie die Abb. 1 heranzuziehen. Eine über den Querschnitt gleichmässige longitudinale Anregung führt auf den Dehnwellenast. Nur im Bereich 2,3 bis 2,9 kHz war dieser wegen des steilen Dämpfungsanstieges bei 2 kHz und der immer günstiger werdenden Anregung der viel stärker gedämpften ersten höheren symmetrischen Mode nicht messbar, zumal in weiterem Abstand von der Anregestelle die durch Unsymmetrien in der Anregung mit entstehende Torsions- und Biegewelle mit ihrer viel geringeren Dämpfung alles andere überdecken. Die eingetragenen Messpunkte für die erste höhere antisymmetrische Mode ergaben sich bei einer longitudinalen Anregung einer Querschnittshälfte; die andere war frei. Die Dämpfung durchläuft das von der Theorie vorhergesagte Minimum. Die Messpunkte um 4 kHz sind wahrscheinlich nicht nur der ersten höheren symmetrischen Mode zuzuordnen, da bei quadratischen Stäben in diesem Gebiet noch eine weitere Mode, die bei Platten nicht auftritt, zu erwarten ist. Wegen der Vielfalt der dort angeregten Moden war eine Zuordnung auf einfache Weise nicht mehr durchführbar.

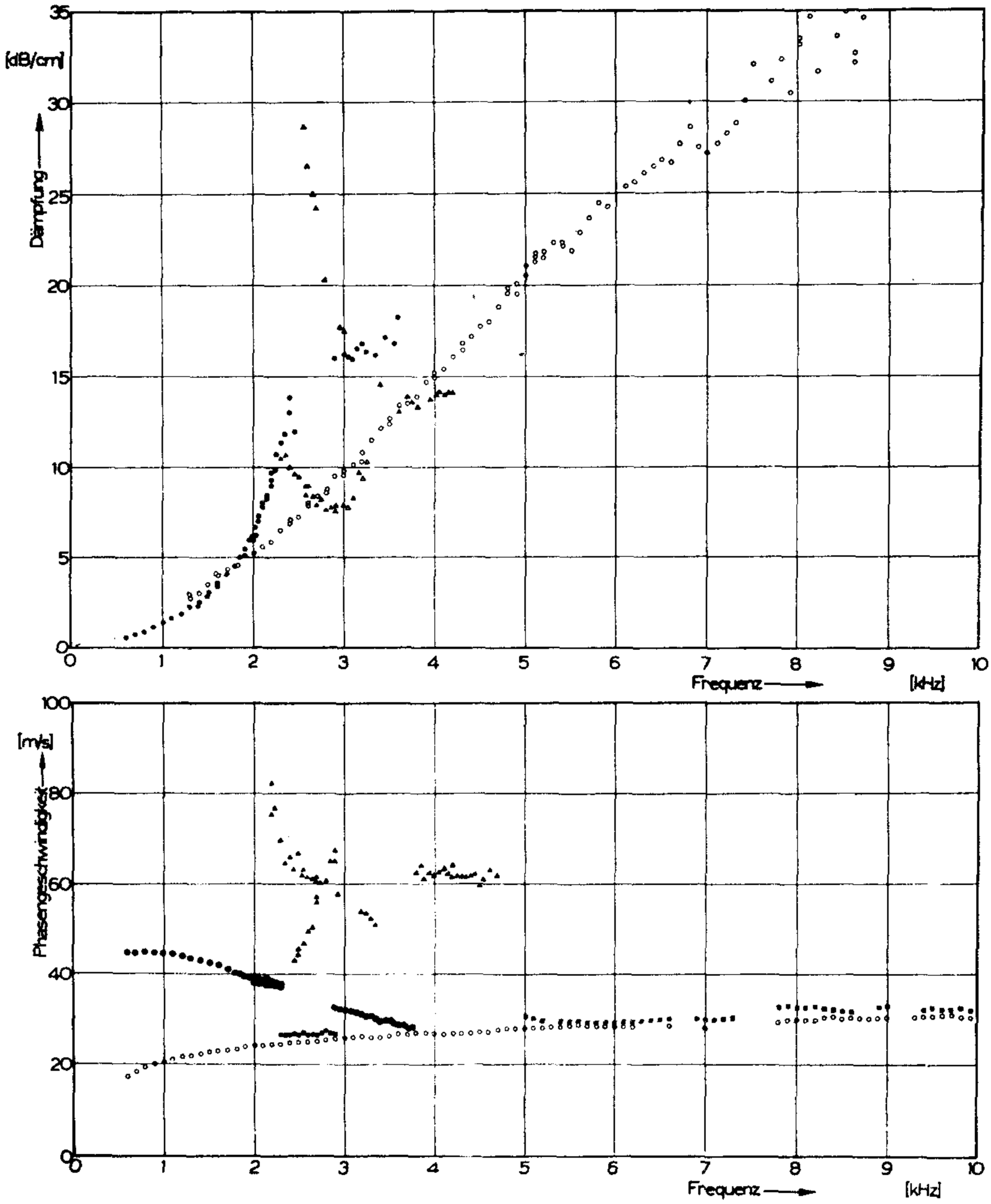


Abb. 4. Gemessene Phasengeschwindigkeit und Dämpfung in Abhängigkeit von der Frequenz bei einem quadratischen Stab (10 × 10 mm) der Gummisorte FI 95 bei einer Temperatur von 23° C.

○ ○ ○ ○ ○ Biegewelle
● ● ● ● ● Dehnwelle
△ △ △ △ △ 1. höhere antisymmetrische Mode
▲ ▲ ▲ ▲ ▲ 1. höhere (und nächste?) symmetrische Mode
■ ■ ■ ■ ■ Moden die asymptotisch in die Schubwelle übergehen.

LITERATUR

1. O. WEIS, *Acustica*, 9 (1959) 398.
2. K. TAMM UND O. WEIS, *Acustica*, 9 (1959) Beih. 1, 275.

Propagation et Amortissement d'Ondes Progressives dans le Caoutchouc Étiré

W. BISMUTH

Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes, Marseille (France)

On a mis au point un appareillage permettant la mesure de l'amortissement et de la vitesse de propagation des ondes progressives le long d'un barreau de caoutchouc étiré à différentes longueurs.

Étude théorique

Le caoutchouc est un corps qui ne satisfait pas aux hypothèses de la théorie de l'élasticité. En effet, si l'on lui applique une contrainte invariable, sa déformation croît au cours du temps, et si l'on désire lui assurer une déformation constante, la force qu'on doit lui appliquer décroit en fonction du temps. Ce comportement définit ce qu'on appelle la "relaxation" du corps. La relation contrainte–déformation ne suit évidemment pas la loi de Hooke, et la recherche de sa forme pose un problème particulier.

Une relation simple liant la contrainte à la déformation pourrait s'obtenir en ajoutant à la contrainte élastique une contrainte visqueuse σ_p.

Nous avons ainsi

$$\sigma_T = \sigma_e + \sigma_p$$
$$\sigma_e = E\varepsilon$$
$$\sigma_p = \sigma_e(e^{-\frac{t}{\tau}} - 1)$$

$$\tau = \infty \rightarrow \sigma_p = 0$$
$$\tau = 0 \rightarrow \sigma_p = -\sigma_e$$

τ étant appelé temps de "relaxation".

De ces trois formules on déduit pour τ assez grand

$$\frac{d\sigma}{dt} = E\frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{\sigma}{\tau}$$

De nombreux auteurs se sont occupés de ces corps "visco-élastiques", et ont proposé pour représenter leur comportement des modèles mécaniques constitués par des combinaisons de ressorts et de dashpots. Ainsi MAXWELL utilise un modèle où le ressort et la dashpot sont en série, et retrouve ainsi les formules écrites plus haut.

Nous nous sommes proposé de voir quel était le modèle qui correspondrait le mieux au comportement du caoutchouc. Il faut pour cela comparer l'évolution dynamique du corps avec les équations différentielles correspondant à ces modèles. Or, ces équations contiennent comme paramètre la vitesse du son V et son amortissement α. Nous avons donc commencé par mesurer ces grandeurs.

Quel que soit le modèle, une solution de l'équation différentielle sera de la forme

$$y = Ae^{-\alpha x}\sin(\omega t + \varphi) + Be^{+\alpha x}\sin(\omega t + \varphi')$$

Si l'on entretient dans un barreau de caoutchouc des vibrations longitudinales qui se réfléchissent aux extrémités sans absorption, $A = B = y_0$, $\varphi = -kx = -\varphi'$.

La mesure des amplitudes de l'onde amortie à des intervalles de temps égaux est

entachée d'imprécision lorsque α est grand; nous avons donc préféré mesurer le déphasage qui existe entre les vibrations au point $x = 0$ et aux points successifs x_1 $x_2, \ldots, x_n$. Ce déphasage est lié à V et à α par la relation

$$\operatorname{tg}(\theta_0 - \theta_n) = \operatorname{th} \alpha x_n \operatorname{tg} k x_n$$

Nous avons relevé les valeurs expérimentales de $\operatorname{tg}(\theta_0 - \theta_n)$ en fonction de x_n pour différentes fréquences et différents étirements du caoutchouc.

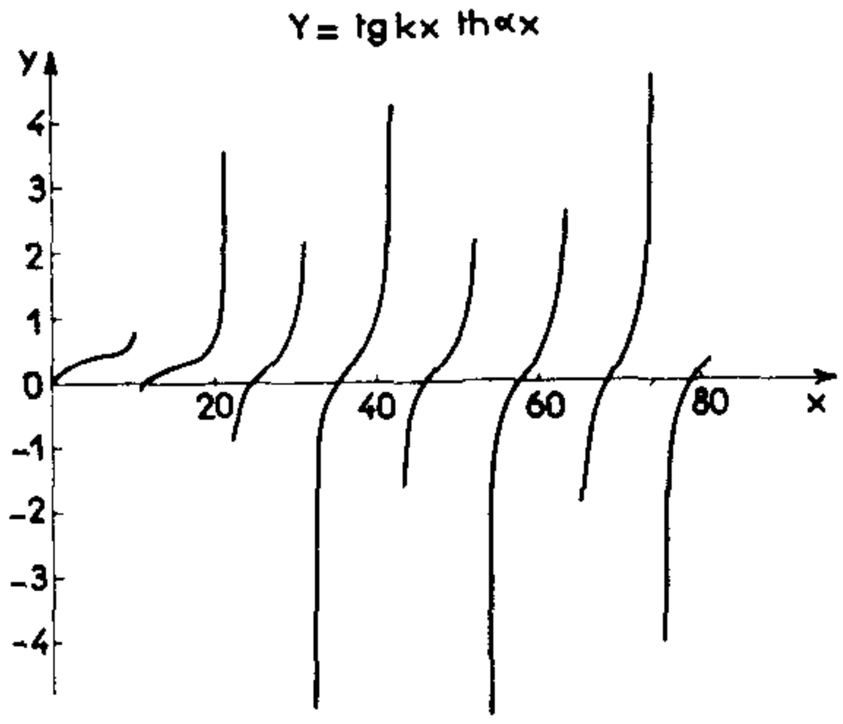


Fig. 1.

La Fig. 1 représente la courbe obtenue à 500 Hz avec un étirement de 250%.

Les zéros successifs de la courbe donnent V; en reportant cette valeur dans l'équation, les ordonnées de la courbe permettent de déterminer α.

Montage expérimental

Le barreau de caoutchouc était excité par un graveur de disque posé au point $x = 1$, et alimenté par un générateur BF. La tension produite par les vibrations était recueillie par un pick-up constitué par un bilame au titanate de baryum, et monté de facon à éliminer tout amortissement. Cette tension, filtrée et amplifiée, était comparée à celle du générateur par l'intermédiaire d'un phasemètre électronique. Le caoutchouc était étiré par un système d'engrenage. Tout l'appareillage était placé dans une étuve isotherme.

Fig. 2.

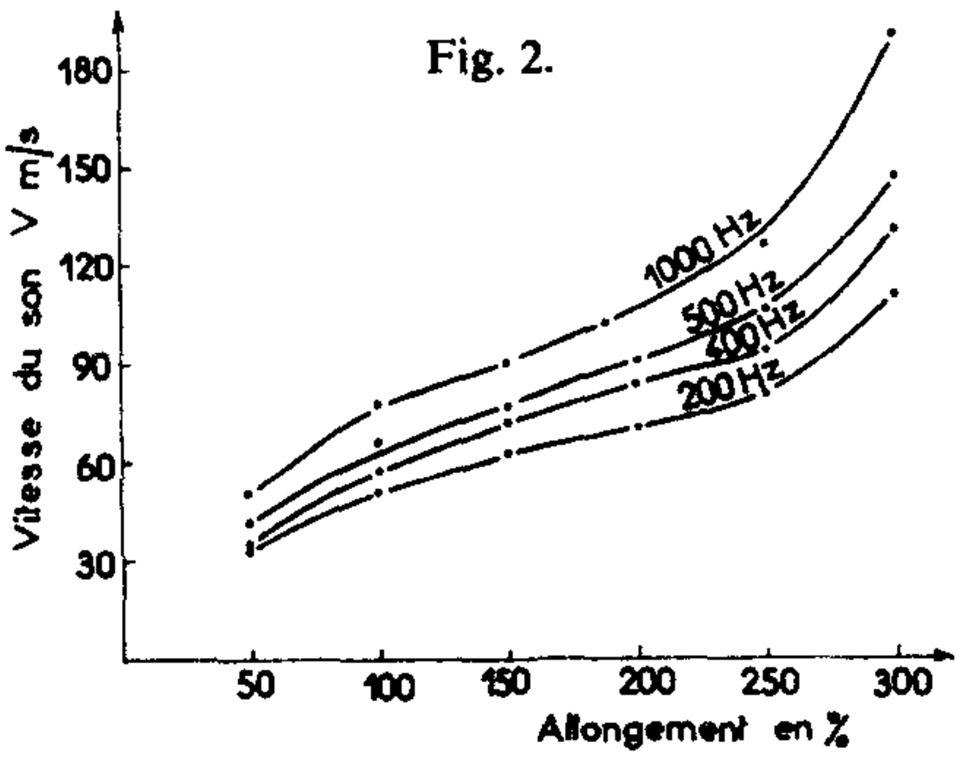
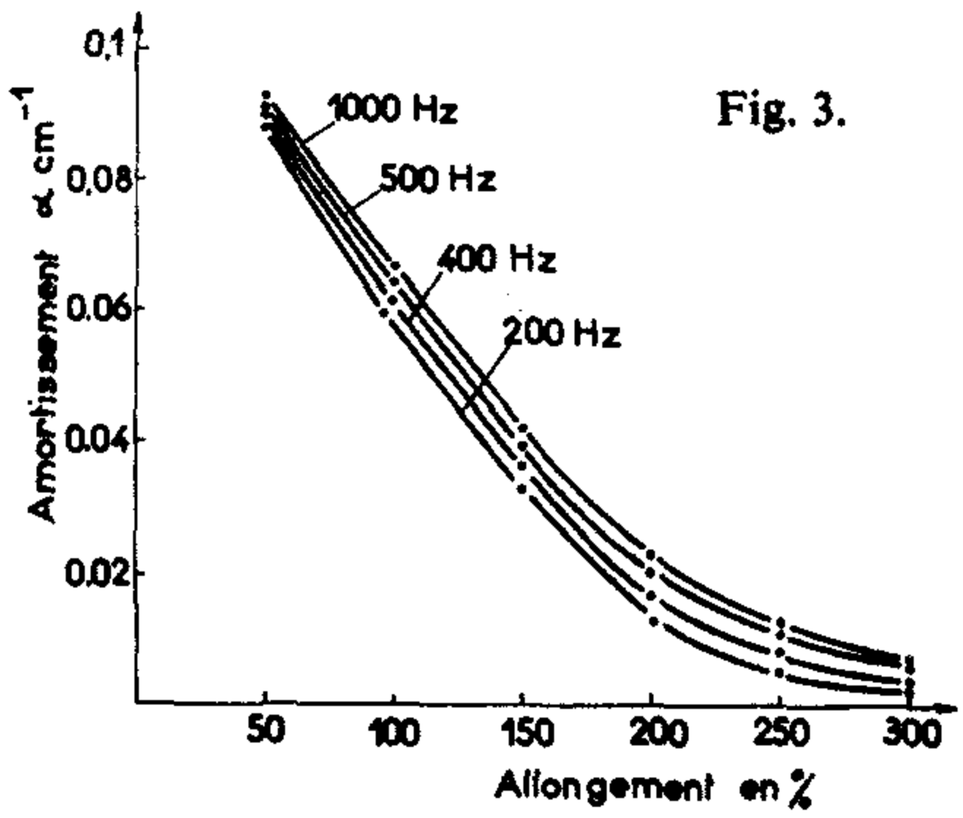


Fig. 3.



Résultats expérimentaux

Dans les Figs. 2 et 3 nous donnons la vitesse V et l'amortissement α en fonction de la fréquence et de l'allongement. Les résultats sont très reproductibles; la méthode permet de mesurer ces deux grandeurs avec une assez grande précision.

La Mesure de la Vitesse de Propagation d'une Onde Sonore en vue de l'Ausculation Dynamique des Matériaux

G. LUBSZYNSKI

Laboratoire Electro-Acoustique, Rueil, Seine et Oise (France)

L'indice le plus sûr pour définir les caractéristiques mécaniques d'un matériau assujetti à l'influence de contraintes dynamiques est la vitesse de propagation d'une onde sonore. Cette méthode d'investigation a déjà trouvé de multiples applications, par exemple pour le contrôle des métaux, où l'on mesure le temps de propagation entre le départ d'une oscillation ultrasonore et son arrivée au même point, après réflexion à la paroi opposée ou à un obstacle d'une impédance acoustique différente. Pour le contrôle de matériaux autres que les métaux, comme le béton, qui se compose de particules relativement grosses et de grandeur différente et dont l'extérieur peut prendre n'importe quelle forme géométrique, l'application du principe de la mesure de l'oscillation réfléchie s'avère irréalisable. En effet, on se rend compte que la mesure par réflexion n'est possible que dans le cas où la dimension à explorer est nettement différente des autres dimensions. Sinon, on obtient plusieurs réflexions d'une durée de propagation semblable qui empêcheraient une mesure correcte.

Comme, en plus, les dimensions de la pièce ou de la construction entière sont souvent grandes, on a intérêt à explorer point par point les parties entre parois opposées et non, d'une facon très sommaire, toute la distance entre ces parois. D'autre part, l'utilisation généralisée d'une seule fréquence ultrasonore devient impossible. Si la longueur d'onde de cette fréquence ultrasonore était par exemple du même ordre de grandeur que les dimensions des particules du matériau, il se produirait des réflexions diffuses provoquant un amortissement très rapide de l'oscillation.

Afin d'éviter ces inconvénients, les Laboratoires du Bâtiment et des Travaux Publics à Paris en collaboration avec le Laboratoire Electro-Acoustique ont étudié et réalisé un procédé connu sous le nom "Auscultation Dynamique". Il consiste en la mesure du temps de passage d'un même ébranlement en deux points d'une distance connue. On utilise dans ce procédé une onde de choc et non une oscillation continue et on mesure le temps de passage de l'onde directe et non celui de l'onde réfléchie. L'utilisation d'une onde de choc s'impose par la nécessité d'obtenir un maximum de précision pour la mesure du début des ondes partantes et arrivantes. Il est, en effet, nécessaire et suffisant d'avoir une grande énergie à l'émission juste au moment du départ de l'onde. Tout ce qui suit après est sans aucune utilité pour la mesure. On obtient ainsi un maximum de sensibilité pour une puissance d'émission disponible. La sensibilité du système et avec cela la distance à explorer est encore amplifiée par le fait que l'onde de choc contient une multitude de fréquences et qu'à la réception on retrouve toujours celles ayant subi un minimum d'amortissement.

L'installation se compose d'un émetteur sous forme d'un marteau électromécani-

que ou piézoélectrique répétant les chocs périodiquement, d'un récepteur sous forme d'un capteur magnétostrictif ou piézoélectrique et du dispositif électronique de mesure (Fig. 1). Le dispositif de mesure a été réalisé de façon à obtenir un maximum de précision pour la mesure exacte du temps entre les moments du départ et de l'arrivée de l'onde. Le signal électrique provenant de l'émetteur est transformé en un simple trait vertical, visible sur un tube cathodique. Il donne une définition exacte du moment du départ sur l'axe du temps horizontal. Le signal électrique provenant du récepteur est amplifié et également reproduit sur l'écran du tube. Ce signal n'est pas transformé. Au contraire, il est reproduit en entier, car sa forme peut donner des renseignements complémentaires à ceux du temps de propagation. Pour mesurer le temps de passage entre émetteur et récepteur on déplace, à l'aide d'une ligne de retard électrique, le signal d'émission sur l'axe horizontal du temps jusqu'à coïncidence avec le début du signal de réception. On lit alors le temps de propagation directement en microsecondes sur le cadran de la ligne de retard (Fig. 2).

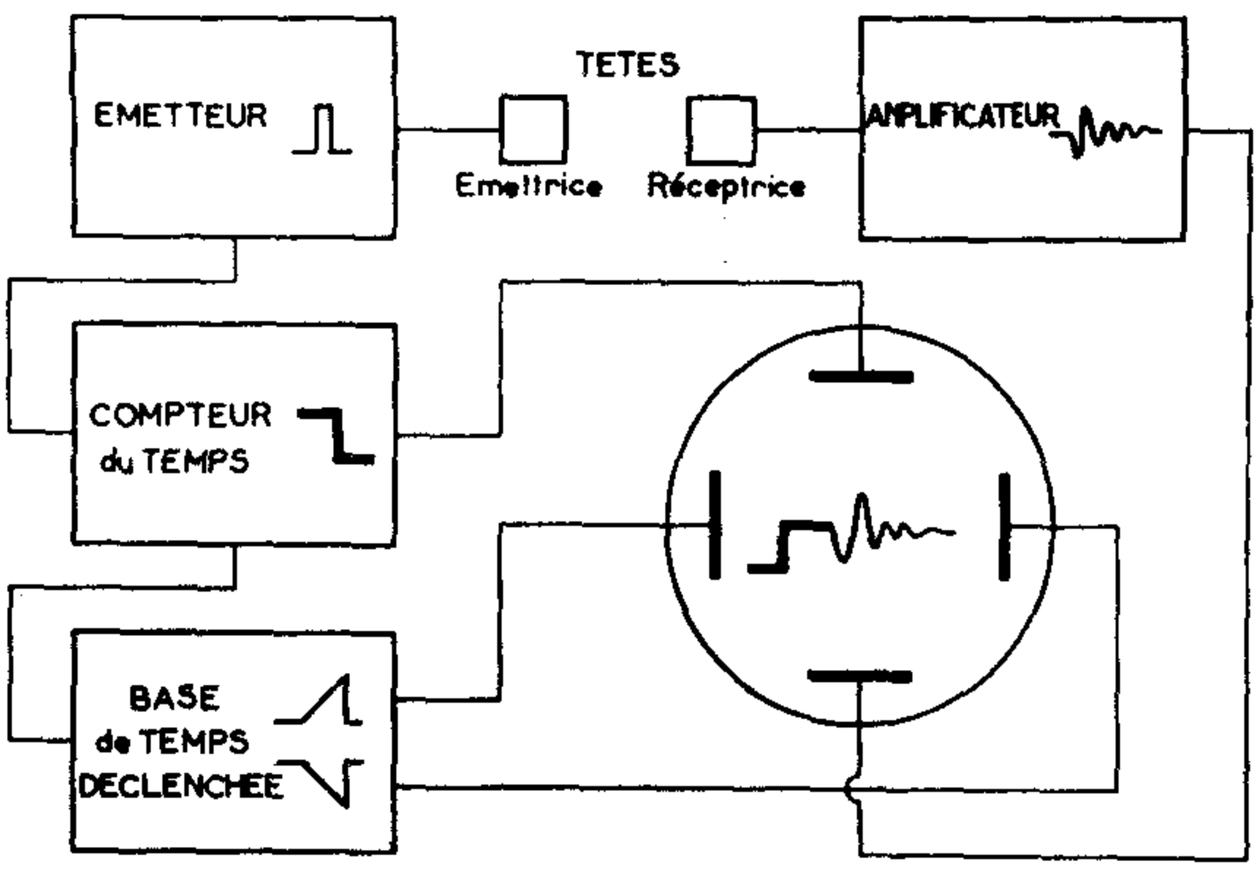
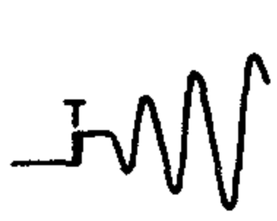


Schéma de principe de l'AUSCULTEUR DYNAMIQUE S.B.R.2

Fig. 1. Schéma de principe de l'Ausculteur Dynamique S.B.R. 2.



Signal seul à la réception



La marque de temps T s'approche du signal



La marque de temps T touche le signal

Fig. 2. Règlage du Compteur du Temps.

Comme l'observation visuelle de la coïncidence des deux signaux se fait très aisément, la mesure du temps peut être effectuée avec une précision de l'ordre de 1%. Il est possible d'obtenir cette précision même pour des temps assez courts de 50 msec environ. Pour la mesure des temps encore plus courts la précision diminue à cause

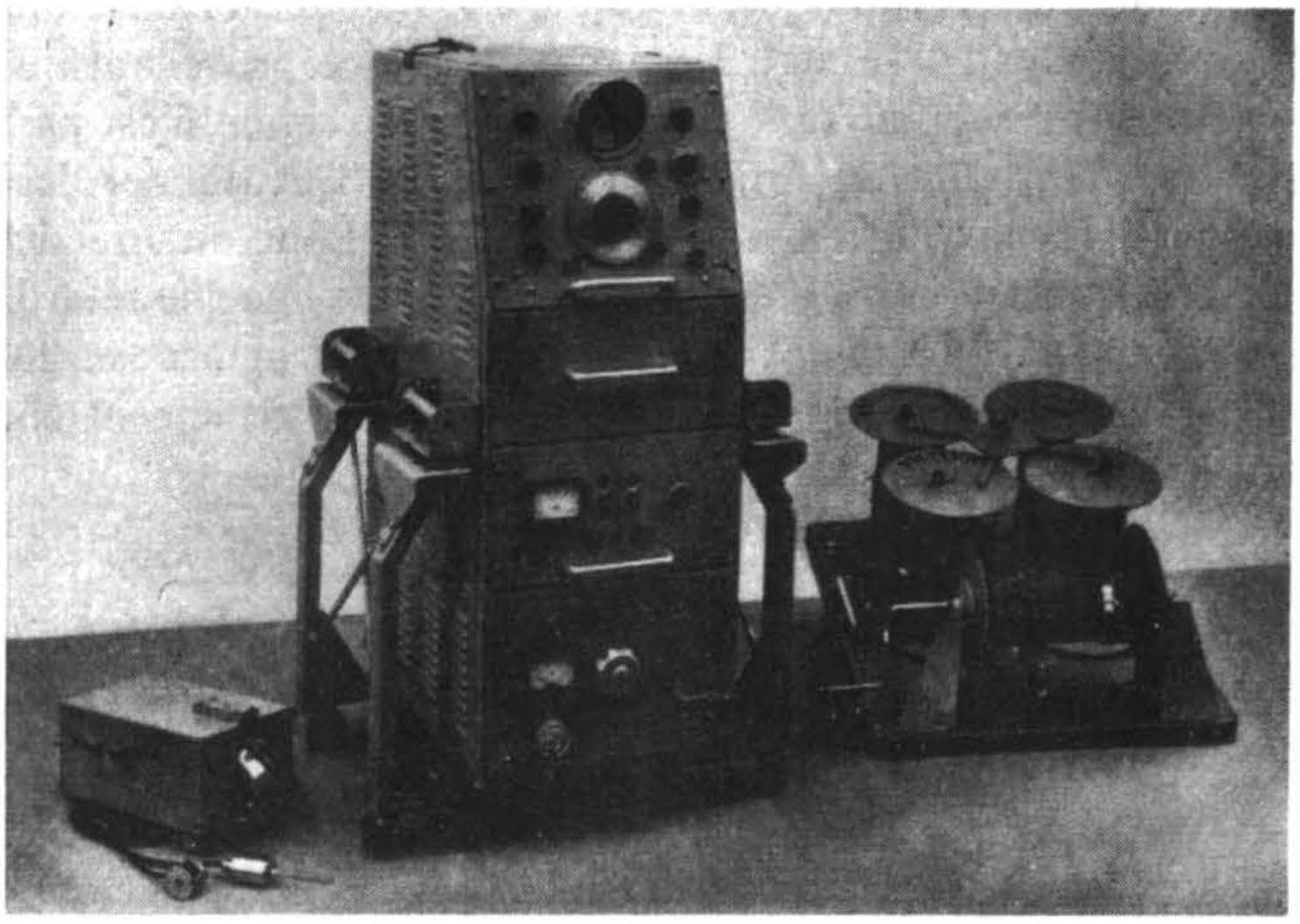


Fig. 3. Ausculteur Dynamique S.B.C.4.

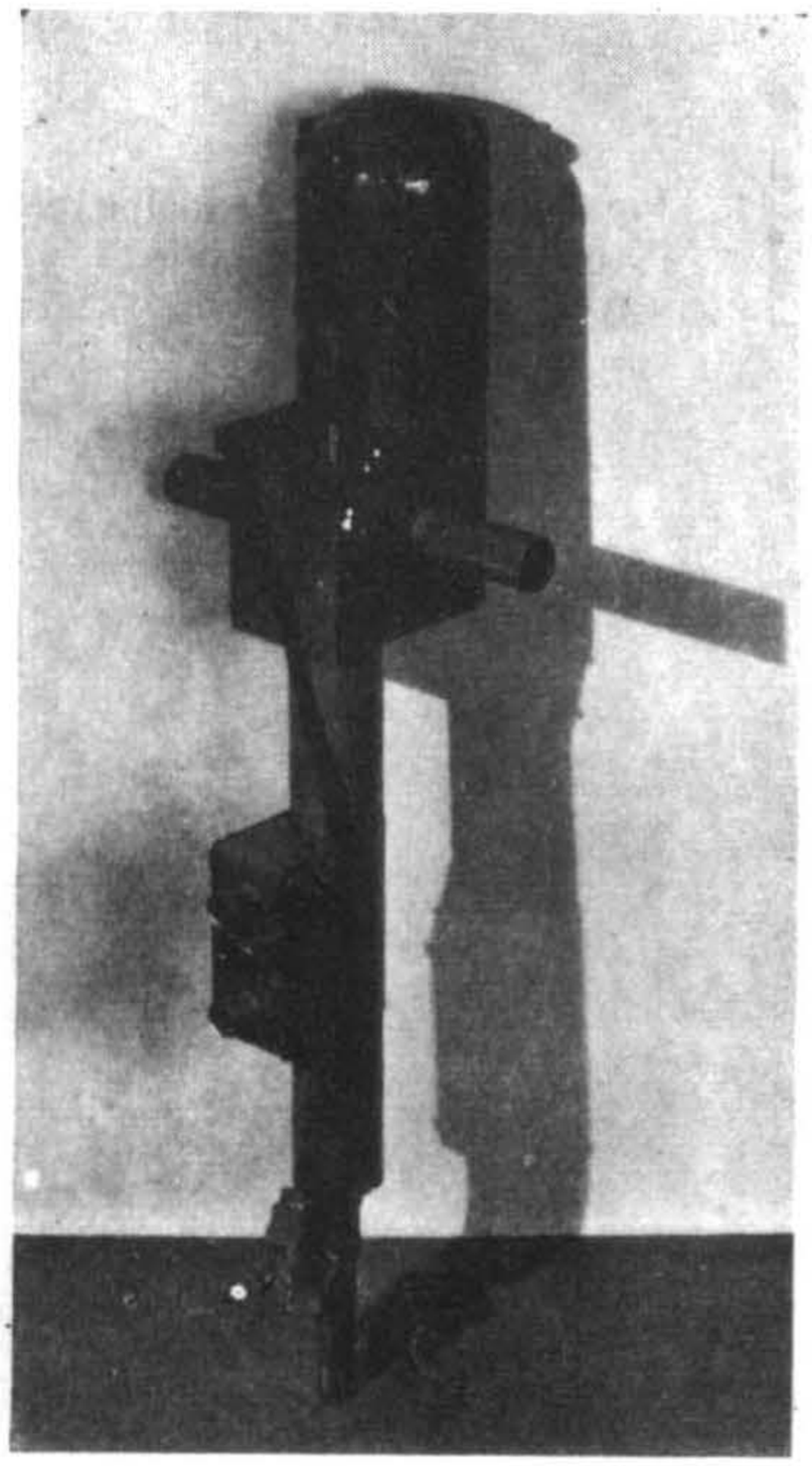


Fig. 4. Complément "Grand Marteau".

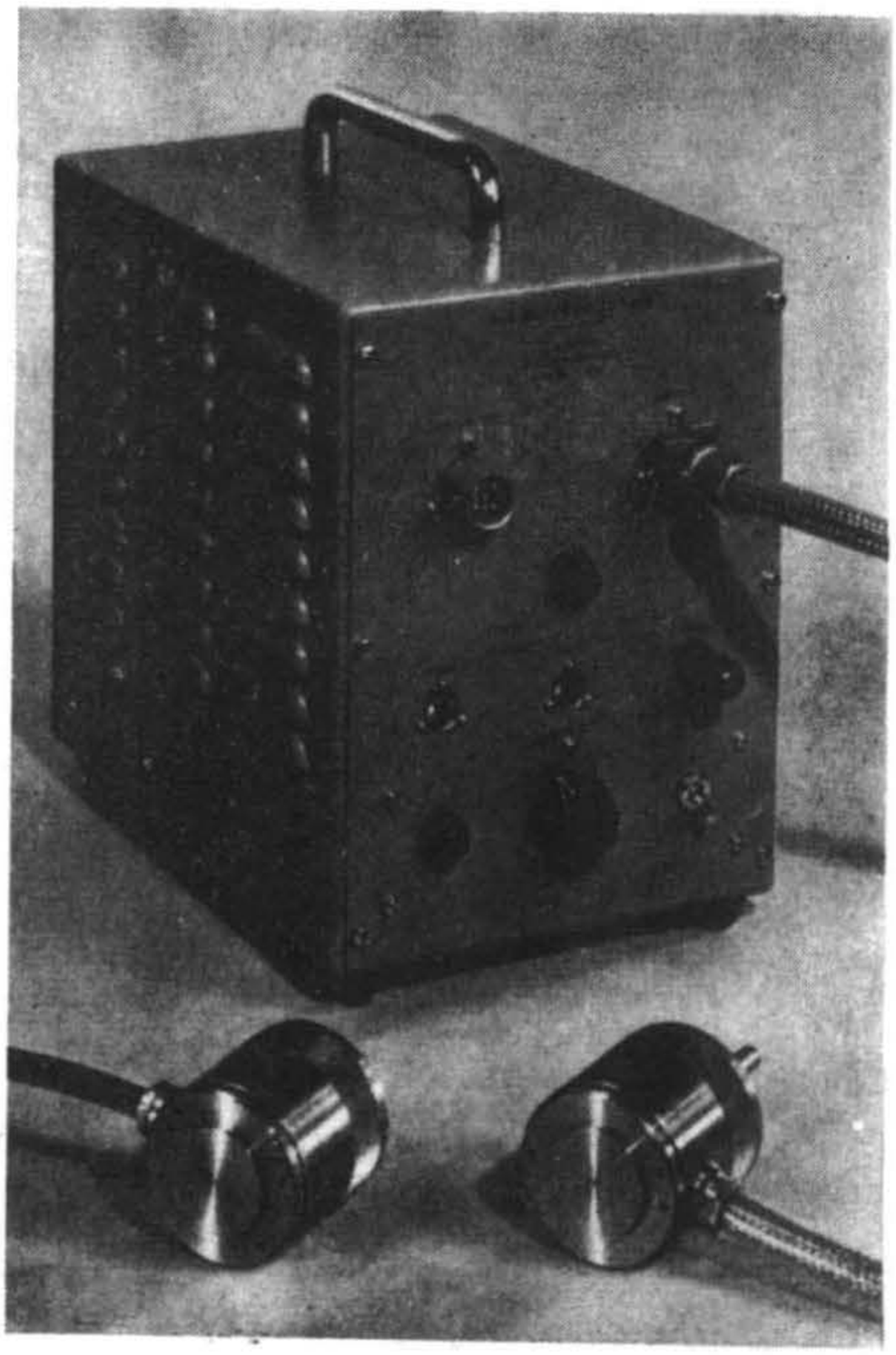


Fig. 5. Complément "Marteau Piézoélectrique".

le l'imprécision du choc mécanique. Dans ce cas il est indiqué de remplacer le marteau électromécanique par un marteau piézoélectrique excité par une décharge électrique d'une durée d'une microseconde.

De la vitesse de propagation on calcule le coefficient de Poisson, le module de 'élasticité dynamique et de ce module on déduit la résistance des matériaux. Toute nhomogénéité se traduit par une variation de la vitesse. On obtient de cette façon la ocalisation exacte d'une fissure, la mesure de sa forme géométrique et, en général, la létection de tout défaut ou inhomogénéité interne.

L'intervalle des mesures qu'on peut effectuer à l'aide de l'Ausculteur Dynamique nodèle S.B.C.4. (Fig. 3) avec ses différents compléments (Fig. 4 et 5) est très étendu: le la petite éprouvette de laboratoire jusqu'aux plus grands ouvrages d'art.

Pour les essais au laboratoire et à l'usine ce modèle universel peut être remplacé par e type S.B.R.2. (Fig. 6), permettant d'examiner des distances entre 5 et 150 cm environ.

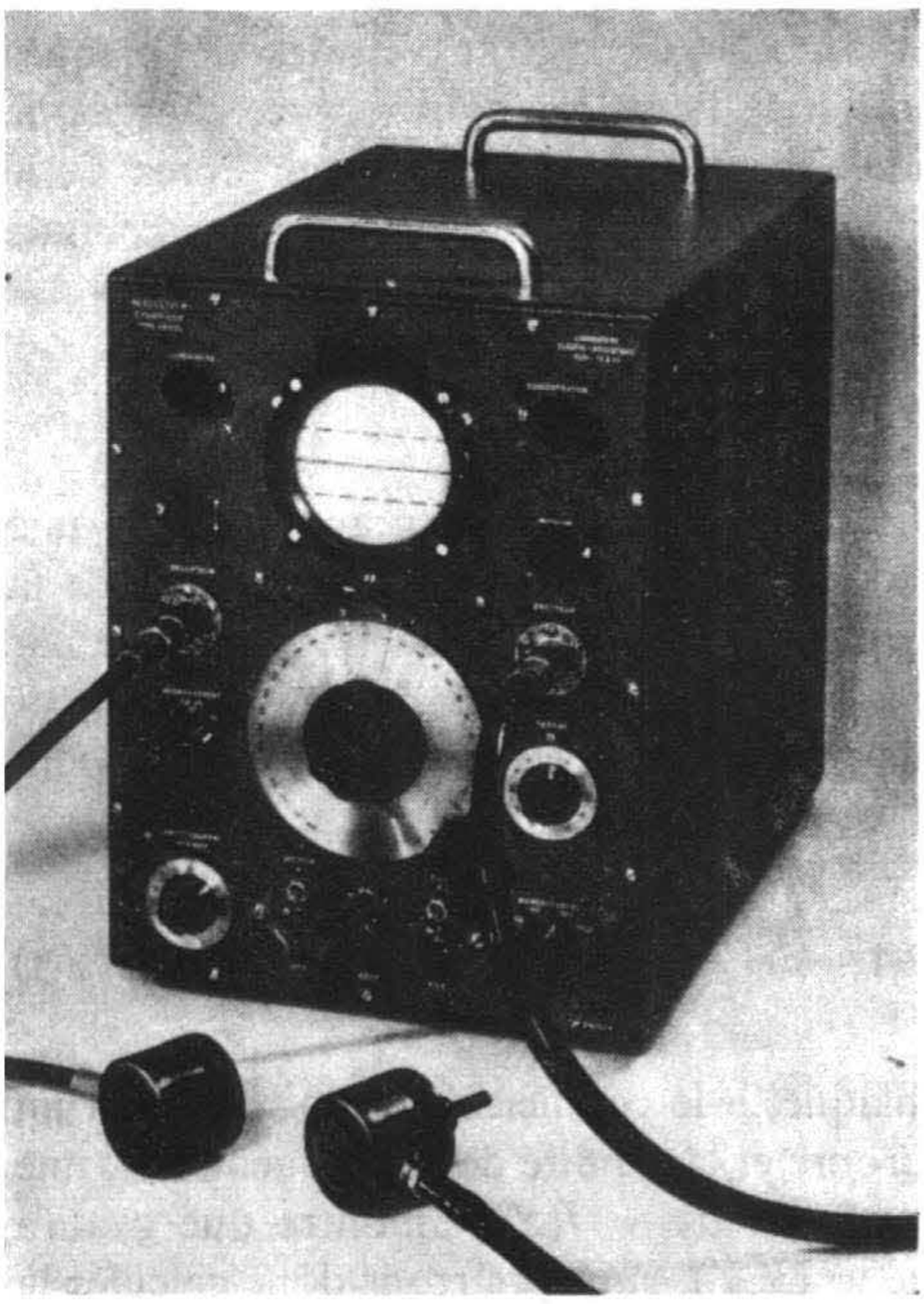


Fig. 6. Ausculteur Dynamique S.B.R.2.

Ce dernier appareil représente une réduction du modèle universel S.B.C.4. avec son complément piézoélectrique.

On utilise ces deux appareils pour l'examen des matériaux les plus divers sous n'importe quelle forme, comme le béton, la céramique, le carbone, le graphite, la porcelaine, le fibrociment, les briques réfractaires, les matières relativement molles comme le savon, les matèriaux semi-liquides comme les brais, les pâtes de ciment avant la prise et également dans les mines où l'on contrôle la composition et la rigidité des roches.

Vibrations Transversales de Plaques Rectangulaires Chargées de Façon Discontinue

Y. JULLIEN,

Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes, Marseille (France)

INTRODUCTION

En utilisant les résultats que nous avons obtenus pour les poutres par la méthode des charges fictives[2], il est possible d'étudier les vibrations transversales de plaques rectangulaires par la méthode d'approximation de RITZ. La poutre libre, chargée de façon discontinue, nous conduira à l'étude des plaques rectangulaires libres, et le problème des vibrations propres d'une boîte cubique sera traité à l'aide des résultats du couplage de poutres qui avait permis antérieurement le calcul d'un portique.

PLAQUE LIBRE SURCHARGÉE

Soit une plaque rectangulaire carrée de côté a, surchargée en un point X,Y par une masse M. Nous désignerons par g le rapport de la surcharge à la masse totale de la plaque ($g = M/a^2m$). Il est possible de représenter la répartition de la surcharge par une fonction de DIRAC $m(x,y) = m + M\,\delta^{xy}_{XY}$ avec $\delta = 0$ pour $x,y \neq X,Y$ et $\delta = 1$ pour $x = X$, $y = Y$. Si nous appliquons le principe de l'énergie minimum, il vient $\delta I = 0$, avec

$$\mathrm{I} = \int_{-1}^{+1}\int_{+1}^{-1} \left\{ \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\right]^2 + \left[\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right]^2 + 2\mu\,\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\cdot\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 2(1-\mu)\left[\frac{\partial^2 w}{\partial x\,\partial y}\right]^2 - \lambda\left(1 + g\delta^{xy}_{XY}\right) w^2 \right\} \mathrm{d}x\,\mathrm{d}y \quad (1)$$

où w est l'amplitude des vibrations de la plaque, μ le coefficient de Poisson, et λ un paramètre qui fait intervenir le fréquence propre et la rigidité de la plaque. Mais, une propriété bien connue de la fonction $\iint \delta f(x,y)\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y = f(X,Y)$ montre que g aura dans l'équation (1) un coefficient numérique $w^2(X,Y)$; nous pourrons donc calculer la plaque surchargée de la même façon que l'avait fait RITZ pour les plaques non chargées. Développons w en série des fonctions propres u_m, u_n des poutres libres

$$w = \sum_{mn} A_{mn} u_m(x) u_n(y)$$

Après intégration, l'énergie devient une forme quadratique aux A_{mn}, et pour exprimer que sa variation première est nulle on doit écrire les équations $\dfrac{\partial I}{\partial A_{mn}} = 0$ pour toutes les valeurs de m, n. Chacune de ces équations est linéaire aux A, et de la forme

$$\sum a^{vq}_{mn} A_{vq} = 0$$

avec

$$a_{mn}^{pq} = (\varphi_{mp}\Theta_{nq} + \varphi_{nq}\Theta_{mp}) + \mu(\omega_{mp}\,\omega_{qn} + \omega_{nq}\,\omega_{pm}) + 2(1 - \mu)\,\alpha_{mp}\alpha_{nq} - \lambda\,[\Theta_{mp}\Theta_{nq} + g u_p(x)u_m(x)\,u_q(y)u_n(y)\,]$$

Θ, φ, α, ω étant les différentes quadratures intervenant dans le calcul

$$\Theta_{mn} = \int_{-1}^{+1} u_m u_n \,\mathrm{d}x \qquad \varphi_{mn} = \int_{-1}^{+1} u_m'' u_n'' \,\mathrm{d}x \qquad \alpha_{mn} = \int_{-1}^{+1} u_m' u_n' \,\mathrm{d}x$$

$$\omega_{mn} = \int_{-1}^{+1} u_m'' u_n \,\mathrm{d}x$$

A titre d'exemples, nous avons effectué les calculs pour deux cas de charges:

1°) la charge est au centre de la plaque ($X = Y = 0$), lequel n'est pas un noeud; les fonctions propres de la poutre sont dans ce cas

$$u_m = \mathrm{ch}\, q_m \cdot \cos q_m x + \cos q_m \cdot \mathrm{ch}\, q_m x$$

avec les valeurs propres correspondantes

$$q_0 = 0 \qquad q_2 = 2{,}365 \qquad q_4 = 5{,}5$$

2°) lignes nodales passant par le centre de la plaque, et charge appliquée au quart ($X = Y = a/4$)

$$u_m = \mathrm{sh}\, q_m \cdot \sin q_m x + \sin q_m \cdot \mathrm{sh}\, q_m x$$

$$q_1 = 0 \qquad q_3 = 3{,}2966$$

Dans ces deux cas, les systèmes d'équations aux valeurs propres obtenus sont donnés par le tableau

$$\begin{aligned} &A_{00}[-\lambda(1 + 0{,}25g)] + A_{02}[-0{,}608\lambda g] + A_{22}[-0{,}371\lambda g] + \ldots = 0 \\ &A_{00}[-0{,}304\lambda g] + A_{02}[36{,}3 - \lambda(1 + 0{,}74g)] + A_{22}[3{,}3 - 0{,}452\lambda g] + \ldots = 0 \\ &A_{00}[-0{,}371\lambda g] + A_{02}[6{,}6 - 0{,}904\lambda g] + A_{22}[303 - \lambda(1 + 0{,}5g)\,] + \ldots = 0 \end{aligned} \qquad (2)$$

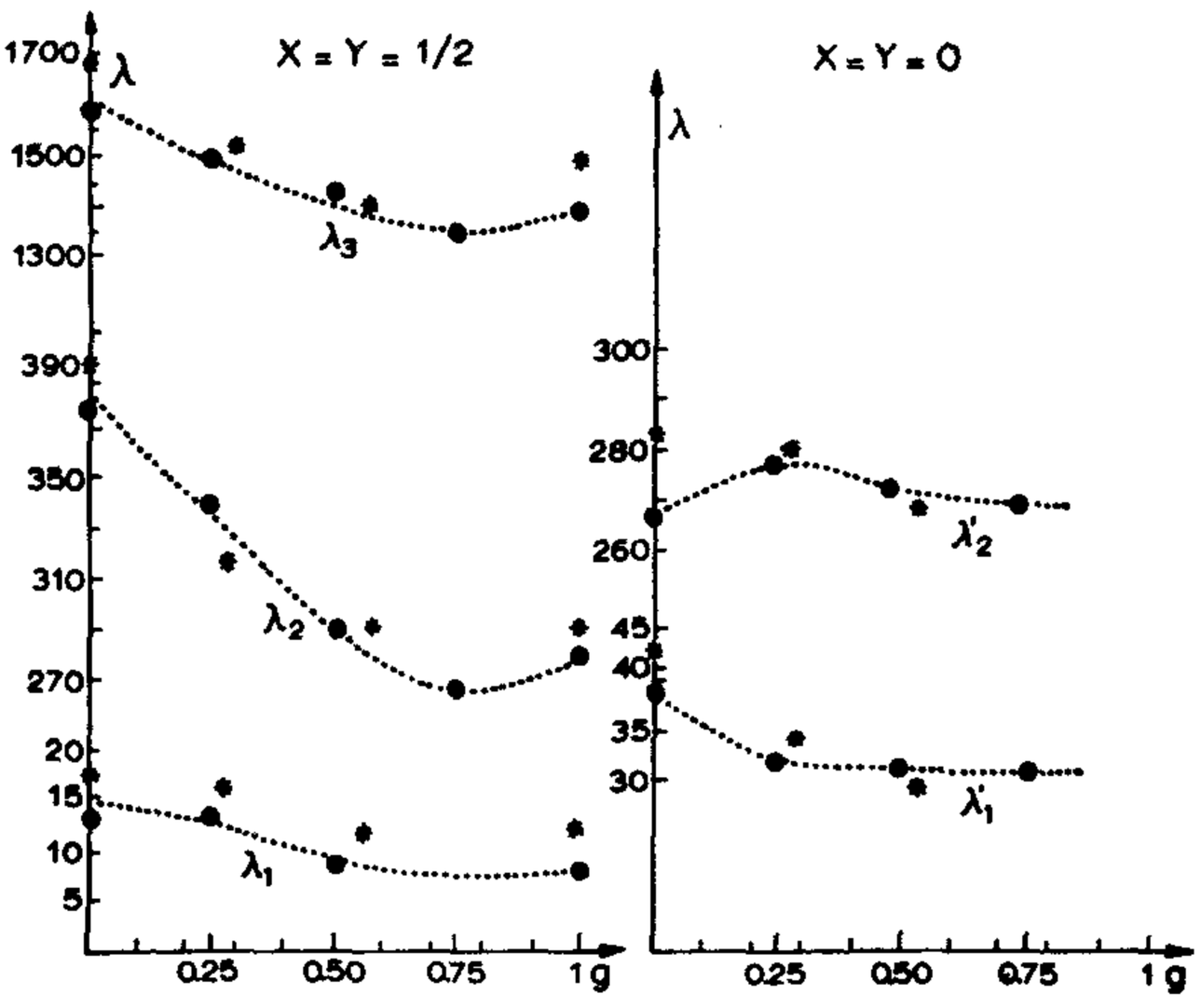


Fig. 1. Plaque libre surchargée: variation des valeurs propres avec la surcharge.

et

$$A_{11}[13{,}95 - \lambda(1 + 0{,}141g)] + A_{13}[-32{,}08 - 0{,}38\lambda g] + A_{33}[18{,}6 - 0{,}255\lambda g] + \ldots = 0$$
$$A_{11}[-16{,}04 - 0{,}149\lambda g] + A_{13}[411{,}8 - \lambda(1 + 0{,}51g)] + A_{33}[120 - 0{,}354\lambda g] + \ldots = 0 \quad (2)$$
$$A_{11}[18{,}6 - 0{,}255\lambda g] + A_{13}[-240 - 0{,}708\lambda g] + A_{33}[1686 - \lambda(1 + 0{,}472g)] + \ldots = 0$$

Nous avons résolu ces équations par approximation en utilisant la méthode de l'escalier. Si la plaque n'est pas chargée ($g = 0$), λ n'intervient que dans les termes de la diagonale, et nous retrouvons les déterminants donnés par RITZ. L'étude expérimentale a été poursuivie parallèlement sur des plaques de $20 \times 20 \times 0{,}5$ cm en duralumin reposant sur caoutchouc. Les lignes nodales obtenues sont à peu près celles données par RITZ[4], puis par IGUCHI[1]; seules les fréquences propres changent lorsque l'on surcharge la plaque (Fig. 1); sur cette figure, les points * sont les résultats expérimentaux, alors que les points ○ sont donnés par le calcul.

BOITE CUBIQUE SANS COUVERCLE

Les fonctions propres de la poutre supérieure (u_m) et des béquilles (v_m) d'un portique enfoncé dans un sol élastique ont été calculées dans un travail[3] antérieur à la présente note. Comme précédemment, il est donc possible d'étudier les vibrations propres d'une boîte cubique sans fond si l'on développe les amplitudes des plaques en série de.

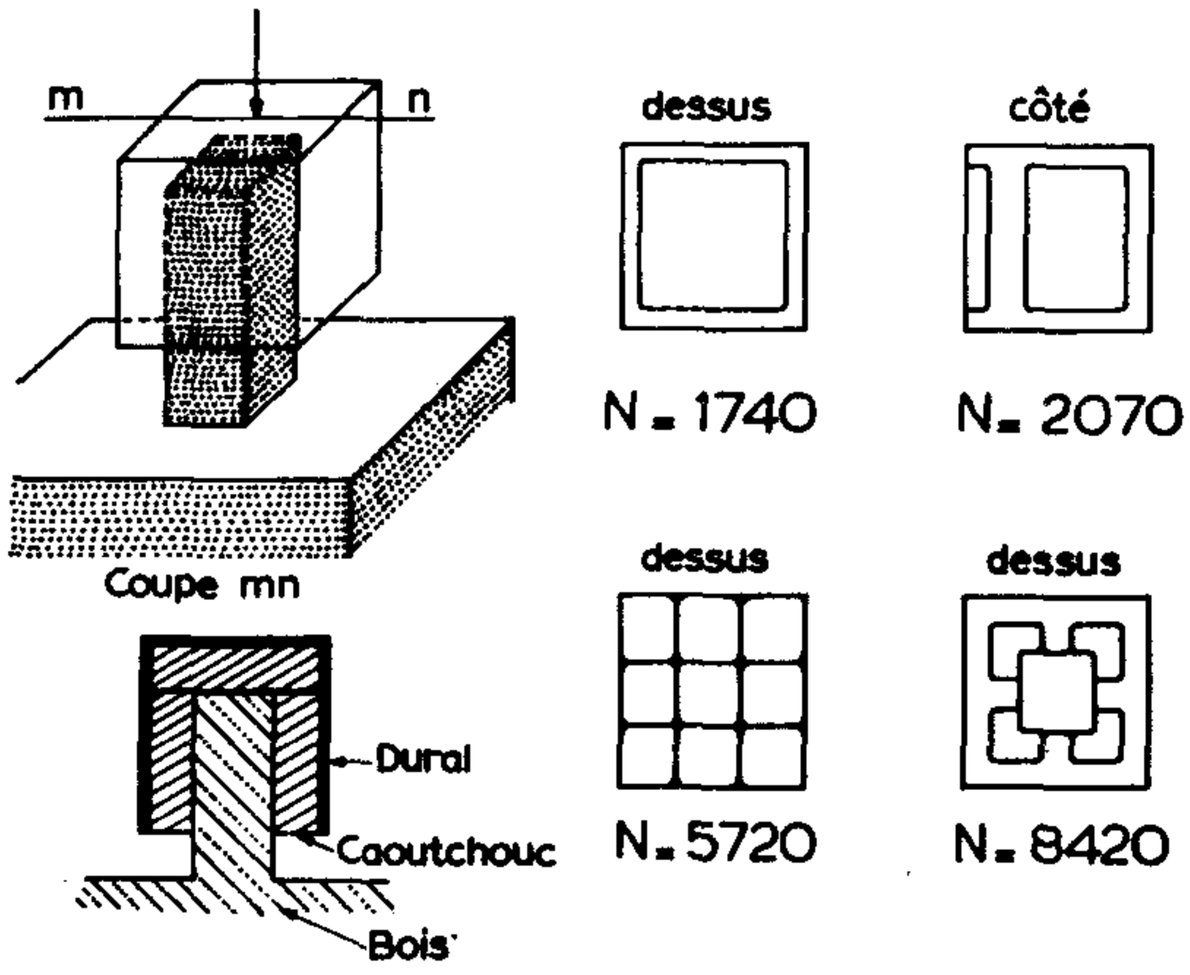


Fig. 2. Boîte sans couvercle: Principe du montage, fréquences et nodales observées.

ces fonctions propres. En tenant compte de ce que les pentes de la plaque supérieure et des plaques de côté sont opposées, et en minimisant l'énergie de l'ensemble des plaques en vertu du principe de superposition, les équations aux valeurs propres analogues aux équations (2) seront linéaires, et la résolution du système conduit à

$$\lambda_1 = 216{,}9 \qquad \lambda_2 = 290{,}5 \qquad \lambda_3 = 2050 \qquad \lambda_4 = 2860$$

soit, les fréquences propres ($N = \text{Cte}.\lambda^4$)

$$N_1 = 1840 \qquad N_2 = 2130 \qquad N_3 = 5660 \qquad N_4 = 6860$$

L'étude expérimentale, réalisée sur une boîte reposant par l'intermédiaire de caoutchouc sur un bloc de bois, a révélé les fréquences et les lignes nodales transcrites sur la Fig. 2.

BIBLIOGRAPHIE

1. S. IGUCHI, *Ingr-Arch.*, 21 (1956) 303.
2. Y. JULLIEN, *Acustica*, 8 (1958) 201.
3. Y. JULLIEN, *Actes IXième Congr. Int. Mecan. Appl.*, Bruxelles 1956, II 125.
4. W. RITZ, *Oeuvres de la societé suisse de physique*, Gauthier Villars, Paris, 1911, p. 286.
5. TH. VOGEL, dans *Méthodes de calcul dans les problèmes de mécanique*, C.N.R.S., Paris, 1949, p. 35.

Die schwingende Platte als mechanisch-akustischer Vierpol

R. KARMANN

Siemens und Halske A.G., München (Deutschland)

Die folgenden Untersuchungen beziehen sich auf schwingende Platten, wie sie bei Schallwandlern verwendet werden. Es wird danach gefragt, wie weit es möglich ist, Luftschallenergie mit Hilfe der schwingenden Platte als Transformator auf Festkörper zu übertragen, ohne nennenswerte Übertragungsverluste durch Fehlanpassung zu erhalten. Als Festkörper werden hier magneto- oder elektrostriktive Materialien zur Energiewandlung angesehen.

Es gibt zwei Möglichkeiten die Platte als Transformator zu verwenden. Beim mechanischen Übertrager (Abb. 1a) wirkt auf die eingespannte, biegesteife Kreisplatte z.B. im Mittelpunkt ein punktförmig wirkendes System der Kraft F_0 und der Schnelle $\dot{y}_0$, das auf den Kreis vom Radius z auf die grössere Kraft F_z und die kleinere Schnelle $\dot{y}_z$ transformiert wird. Vernachlässigt man die innere Dämpfung des Plattenmaterials, was bei Metallen meist erlaubt ist, erhält man für das Übersetzungsverhältnis allgemein für Kräfte und Schnellen, die auf zwei Radien z_1 und z_2 wirken (z = Verhältnis des Orts- zum Plattenradius)

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{\dot{y}_2}{\dot{y}_1} = \frac{z_1^2 (\ln z_1 - 1) + 1}{z_2^2 (\ln z_2 - 1) + 1} = f(z_1, z_2) \tag{1}$$

oder in Matrixform

$$\begin{pmatrix} F_1 \\ \cdot \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f(z_1,z_2) & 0 \\ 0 & 1/f(z_1,z_2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_2 \\ \dot{y}_2 \end{pmatrix} \tag{2}$$

Praktische Anwendung des mechanischen Transformators ist andernorts[1] angegeben. In Abb. 1b ist die eingespannte Platte als akustischer Transformator dargestellt. Der Schalldruck p_L wird durch die Deformation der Platte in eine radiale und tangentiale Materialspannung σ_t und σ_r vergrössert, die vom Radius abhängen. Ebenso wird die

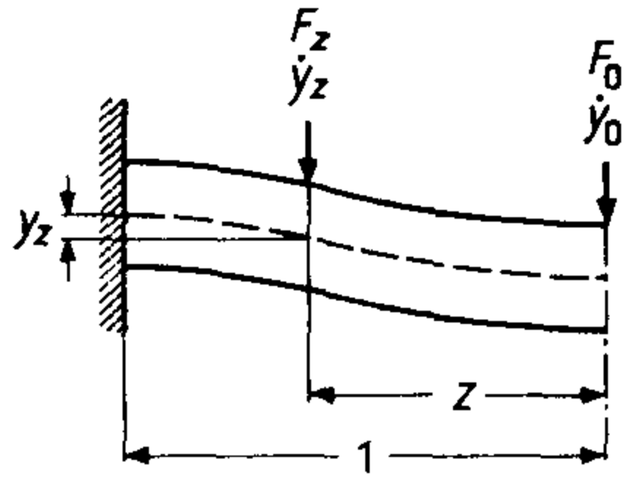
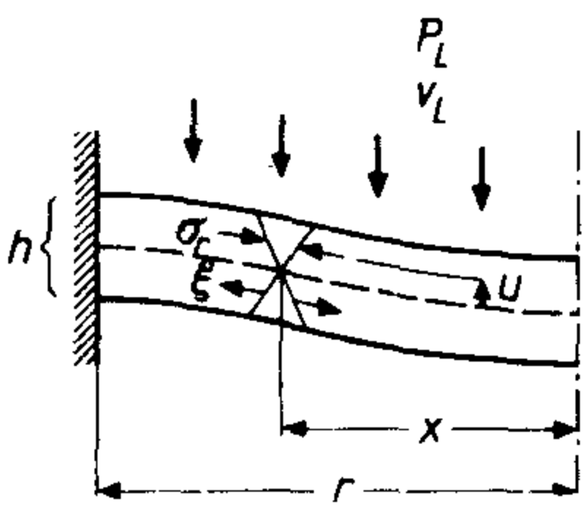


Abb. 1.
a) Mechanischer Übertrager. Punktsystem der Kraft F_0 und der Schnelle $\dot{y}_0$ wird durch die eingespannte Kreisplatte in die grössere, ringförmig verteilte Kraft F_z und die kleinere Schnelle $\dot{y}_z$ nach Gl. (1) transformiert.



b) Akustischer Übertrager. Schalldruck p_L und Schnelle v_L einer ebenen Schallwelle transformieren sich durch die Plattenschwingung in azimutale und hier dargestellte radiale Spannungen und Schnellen des Membranmaterials.

Schnelle in Luft v_L auf eine kleinere Grösse der radialen und tangentialen Schnelle $\dot{\xi}_r$ und $\dot{\xi}_t$ von Materieteilchen im Inneren der Platte umgesetzt, nach folgender Beziehung[2]

$$\sigma_r = \frac{r^2 u}{16\,K} \cdot [(m+1) - z^2\,(3m+1)] \cdot p_L = f_1(z) \cdot p_L \tag{3}$$

$$\sigma_t = \frac{r^2 u}{16\,K} \cdot [(m+1) - z^2\,(3+\mathrm{m})] \cdot p_L = f_2(z) \cdot p_L \tag{4}$$

$$\dot{\xi}_r = \frac{r^3 u\omega}{16\,K}\,\varrho_L c_L \cdot (1 - 3z^2)\,z \cdot v_L = f_3(z) \cdot v_L \tag{5}$$

$$\dot{\xi}_t = \frac{r^3 u\omega}{16\,K}\,\varrho_L c_L \cdot (1 - z^2)\,z \cdot 2\pi \cdot v_L = f_4(z) \cdot v_L \tag{6}$$

es bedeuten

$K = \dfrac{E \cdot h^3}{12\,(1-\mu^2)}$ = Plattensteifigkeit
r = Plattenradius
h = Plattendicke
x = Ortsradius
$z = \dfrac{x}{r}$
u = Abstand von der neutralen Faser
E = Elastizitätsmodul
$m = \dfrac{1}{\mu}$ Poissonsche Konstante
$\varrho_L c_L$ = Schallkennwiderstand der Luft
$\omega = 2\pi f$;

oder in Matrixform

$$\begin{pmatrix}\sigma_r\\ \dot{\xi}_r\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}f_1(z) & 0\\ 0 & f_3(z)\end{pmatrix}\cdot\begin{pmatrix}p_L\\ v_L\end{pmatrix} \tag{7}$$

$$\begin{pmatrix}\sigma_t\\ \dot{\xi}_t\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}f_2(z) & 0\\ 0 & f_4(z)\end{pmatrix}\cdot\begin{pmatrix}p_L\\ v_L\end{pmatrix} \tag{8}$$

Aus diesen Beziehungen sind die Transformationen des Drucks und der Schnelle als Funktion des Radius darstellbar und die Druckübersetzung in Abb. 2 aufgetragen. Man erkennt im angegebenen Beispiel das hohe Übersetzungsverhältnis der Drücke σ/p_L . Die Platte erscheint daher als akustischer Übertrager sehr geeignet.

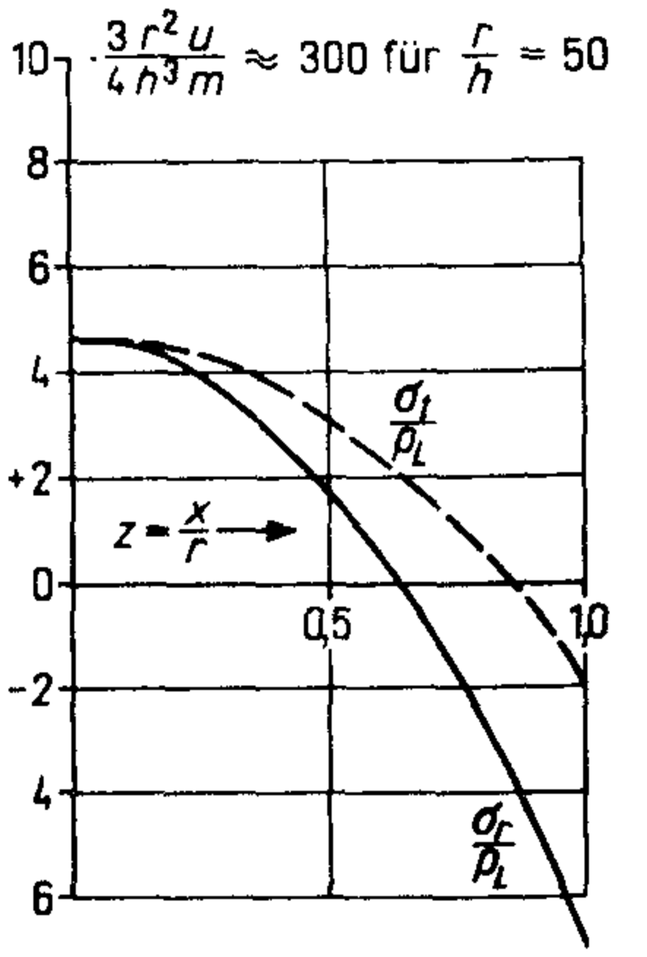


Abb. 2. Transformation des Schalldrucks p_L auf die azimutale (– – – – –) und radiale (———) Spannung einer eingespannten Kreisplatte als Funktion des Ortsradius.

$$\frac{\sigma_t}{p_L} = \frac{3\,u\,r^2}{4\,m\,h^3}\left[m+1-z^2\,(m+3)\right]$$

$$\frac{\sigma_r}{p_L} = \frac{3\,u\,r^2}{4\,m\,h^3}\left[m+1-z^2\,(3m+1)\right]$$

Den Wirkungsgrad dieses Platten-Vierpols ergibt die energetische Betrachtung. Das äussere Schallfeld der Schalldruckamplitude p_L in Form der ebenen Welle vermag in einer Viertelperiode in der Fläche S die Energie aufzubringen

$$A_s = \frac{\pi\,p_L^2\cdot S}{4\,\varrho_L c_L\cdot\omega} \tag{9}$$

Dagegen wird von der eingespannten Platte die Formänderungsarbeit A_e aufgenommen[3]

$$A_e = \frac{p_L^2\cdot(1-\mu^2)\cdot\pi\cdot a^6}{32\cdot E\cdot h^3} \tag{10}$$

Von der Platte wird daher nur der Bruchteil η der angebotenen Energie in Formänderungsarbeit umgewandelt

$$\eta = \frac{A_e}{A_s} = \frac{(1-\mu^2)\cdot a^4\cdot\varrho_L c_L\cdot\omega}{8\cdot\pi E\cdot h^3} \tag{11}$$

Bei gegebenem Plattenradius nimmt der aus dem Schallfeld auf die Platte übergehende Energieanteil mit der dritten Potenz der Plattendicke ab.

Beispiel: Für die Materialien Luft-Bariumtitanat ergibt sich um $\eta = 0{,}2$ bei 1000 Hz zu erhalten, z.B. $a = 2{,}5$ cm und eine Dicke $h = 0{,}12$ mm.

Aus diesen Zahlen ersieht man, dass eine Umsetzung von Schallenergie in Luft auf magneto- oder elektrostriktives Material ohne nennenswerte Fehlanpassung möglich sein könnte (Mikrofon). Umgekehrt kann im Festkörper erzeugte Schwingungsenergie durch die Platte transformiert und an Luft abgestrahlt werden (z.B. Telefon). Im folgenden soll eine Anwendung gebracht werden.

DAS ELEKTROSTRIKTIVE MIKROFON

Der Aufbau eines elektrostriktiven Mikrofons kann nach HECHT[4] so erfolgen, dass an eine Kreisplatte beidseitig dünne $BaTiO_3$-Blättchen fest angebracht werden, so dass die bei Deformation der Platte auftretenden Spannungen und Schnellen auf die

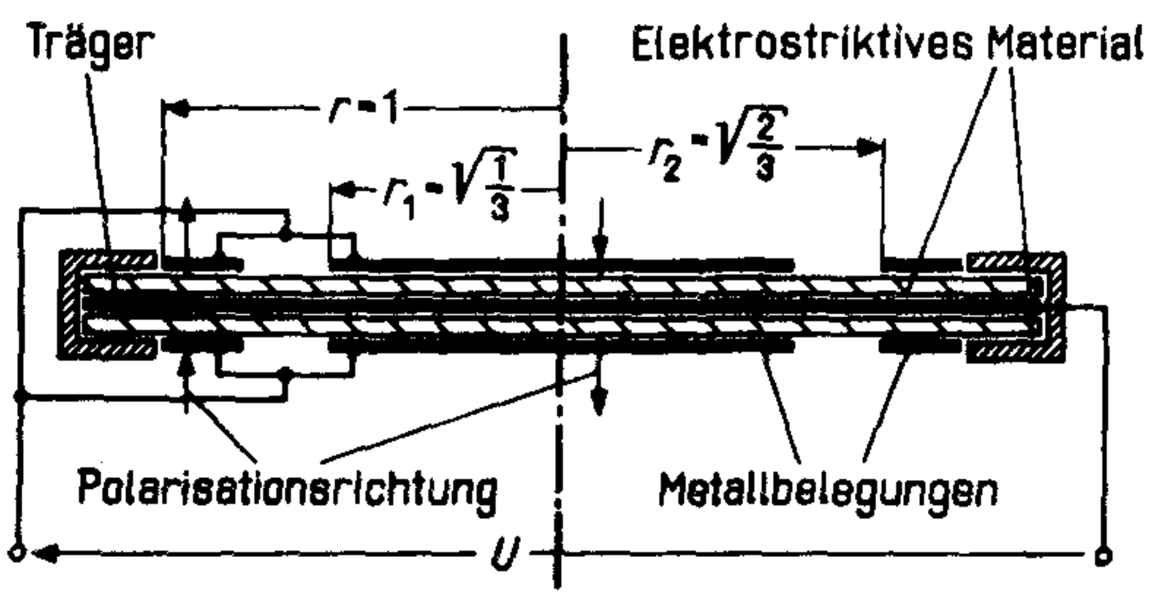


Abb. 3. Darstellung eines elektrostriktiven Wandlers nach HECHT[4] mit Dimensionierung nach Gl. (15.) Die elektrischen Kontaktflächen sind auf maximale Umsetzung der mechanischen in elektrische Energie ausgelegt. Schaltung für geringsten Innenwiderstand der Anordnung.

$BaTiO_3$-Schichten übergehen und hier entsprechende elektrische Spannungen erzeugen (Abb. 3). Man schreibt die transversale piezoelektrische Umwandlung[5]

$$\begin{pmatrix} \sigma \\ \xi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{e_{31}}{l} & 0 \\ 0 & \frac{l}{S \cdot e_{31}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ i \end{pmatrix} \tag{12}$$

l = Dicke der Schicht, e_{31} = piezoelektrische Konstante (transversal).

An der Trennstelle zwischen Platte und Blättchen muss nun gleiche Spannung und Schnelle herrschen und damit gilt für die tangentiale und die radiale Beanspruchung nach Gl. (7) und (8)

$$\begin{pmatrix} \frac{e_{31}}{l} & 0 \\ 0 & \frac{l}{S \cdot e_{31}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U \\ J \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1(z) + f_2(z) & 0 \\ 0 & f_3(z) + f_4(z) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_L \\ v_L \end{pmatrix} \tag{13}$$

Multipliziert man Gl. (13) mit der inversen Matrix von Gl. (12) erhält man, da es sich um Diagonalmatrizen handelt, einen Ausdruck der Form

$$\begin{pmatrix} u \\ i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & 0 \\ 0 & A_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_L \\ v_L \end{pmatrix} \tag{14}$$

Hier ist A_{11} die Mikrofonempfindlichkeit. Führt man eine Integration über einen Plattenring vom Innen- und Aussenradius z_i und z_a aus, ergibt sich quantitativ

$$A_{11} = \frac{4\, e_{31} \cdot r^2\, (h - l)\, l}{K\varepsilon \cdot \varepsilon_0} (1 - z_i^2 - z_a^2) \tag{15}$$

Setzt man in Gl. (15) $z_q = 1$ und $z_i = 0$, das ist die gesamte Platte, verschwindet A_{11}; das Mikrofon gibt keine Spannung ab, da sich die entgegengesetzten Ladungen vom Zentrum und vom Rand der Platte gerade aufheben. Damit die Anordnung spannungswirksam ist, muss die Belegung in einen Aussenring und eine Innenplatte aufgetrennt und in Serie geschaltet werden.

Um grösste elektrische Leistung bzw. Wandlerempfindlichkeit zu erreichen, müssen die Innenscheibe den Radius

$$\mathrm{r_a} = \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \mathrm{r} \tag{16}$$

und der Aussenring

$$\mathrm{r_i} = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \mathrm{r} \qquad \mathrm{r_a} = \mathrm{r}$$

annehmen.

Übertragungsfaktor G_E und Wandlerempfindlichkeit E_E sollen an einem Beispiel erläutert werden.

Das elektrostriktive Mikrofon von 40 mm Durchmesser habe eine Titanträgerfolie von 20μ Stärke und sei beidseitig mit $BaTiO_3$-Keramik der Stärke 50μ belegt nach Gl. (16). Die Rechnung ergibt bei Parallelschaltung der vier Belege

$$G_E = 1{,}2\ \frac{\mathrm{mV}}{\mu\,\mathrm{bar}} \qquad R_{1000} = 540\ \mathrm{Ohm\ bei\ 1000\ Hz}$$
$$E_E = 51{,}6 \cdot 10^{-6}\ \frac{\mathrm{W\!\downarrow}}{\mu\,\mathrm{bar}} \tag{17}$$

THEORETISCHE GRENZE DER MIKROFONEMPFINDLICHKEIT

Die Beurteilung der Güte eines reversiblen Mikrofons lässt sich durch die theoretische Grenzempfindlichkeit eines Mikrofons gleichen Aussendurchmessers angeben[6].

Die Schalleistung, die in einer ebenen Welle vom Schalldruck p durch eine Mikrofonfläche S reflexionsfrei hindurchgeht, wird in elektrische Leistung $\frac{U^2}{R}$ umgesetzt, d.h.

$$\frac{p^2}{\varrho_L c_L} S = \frac{U^2}{R} \tag{18}$$

Daraus ergibt sich die Mikrofongrenzempfindlichkeit

$$E_{\text{Grenz}} = \frac{U}{p\sqrt{R}} = \sqrt{\frac{S}{\varrho_L c_L}}\,\frac{\text{W}^{1/2}}{\text{N}}$$

Für $S = 4 \cdot 10^{-4}\ \text{m}^2$ und $\varrho_L c_L = 420\ \frac{\text{N} \cdot \text{s}}{\text{m}^3}$ folgt

$$E_{\text{Grenz}} = 173 \cdot 10^{-6}\ \frac{\text{W}^{1/2}}{\mu\,\text{bar}}$$

Hiermit erhält das errechnete Mikrofon in Gl. (17) einen Wirkungsgrad von 30% oder 11 dB Abstand vom theoretischen Grenzwert.

LITERATUR

1. E. E. MOTT AND R. C. MINER, *Bell System Tech. J.*, 30 (1951) 110.
2. K. GIRKMANN, *Flächentragwerke*, Springer, Wien, 1956, S. 238.
3. K. GIRKMANN, *Flächentragwerke*, Springer, Wien, 1956, S. 164.
4. H. HECHT, Deutsche Patentanmeldung, Juni 1958.
5. R. FELDTKELLER UND W. NONNENMACHER, *Arch. elek. Übertragung*, 8 (1954) 191.
6. F. SPANDÖCK, *Elektrotech. Z.* (A), 76 (1955) 598.

Moment Impedance of Plates*

I. DYER

Bolt Beranek and Newman Inc., Cambridge, Mass. (U.S.A.)

In order to calculate the moment impedance of plates, we require plate equations that allow for finite transverse shear, rather than the infinite transverse shear assumed in classical theory. That this might be so was first suggested by KURTZE, and may be understood as follows. In the vicinity of the moment application, the plate tends to deform in torsion around the axis of the moment. Torsional deformation (*i.e.* shear) plays an important role in the reaction of the plate to the moment, and hence must be included in the computation of the impedance.

* Supported by Office of Naval Research under Contract Nonr. 2322(00).

Recently MINDLIN[1] has given a beautiful theory of plate bending vibrations, taking into account transverse shear and rotary inertia. The theory may be regarded as a first order approximation of the exact three-dimensional theory of elasticity (classical plate theory is the zero-order approximation). MINDLIN's theory may be applied for cases in which the bending wavelength is arbitrary in comparison with the plate thickness. However, in acoustical problems we restrict attention to cases in which the bending wavelength is large compared to the plate thickness (*i.e.* to "thin" plates). This latter condition is usually considered sufficient for the adoption of the classical theory. But we shall see from MINDLIN's theory that even if we specialize to thin plates, we may find that the classical theory is not obtained. In particular, classical theory is obtained only when certain conditions on symmetry are met; lack of complete symmetry such as is the case for a moment, gives rise to plate equations that contain transverse shear motions.

MINDLIN's theory is specialized herein to the case of thin plates. We find that rotary inertia effects disappear under this assumption. The resulting theory may be summarized as follows: Let the flexural displacement in the z direction be w and the flexural propagation constant be k. Then the plate equations are

$$\begin{aligned} (\nabla^2 + k^2)\, w_1 &= 0 \\ (\nabla^2 - k^2)\, w_2 &= 0 \\ (\nabla^2 - k_s^2)\, S &= 0 \end{aligned} \tag{1}$$

where $w = w_1 + w_2$, S is the shear displacement, and k_s is the shear propagation constant (in the limit of thin plates, $k_s = \pi/h$, where h is the plate thickness). In classical theory only the first two of the foregoing three equations are obtained.

The displacements w_1, w_2, and S are used to compute the plate rotations

$$\begin{aligned} \psi_x &= -(1-\alpha_1)\frac{\partial w_1}{\partial x} - (1-\alpha_2)\frac{\partial w_2}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial y} \\ \psi_y &= -(1-\alpha_1)\frac{\partial w_1}{\partial y} - (1-\alpha_2)\frac{\partial w_2}{\partial y} - \frac{\partial S}{\partial x} \end{aligned} \tag{2}$$

where x,y is the rectangular coordinate system in the plane of plate and the plate rotations are such that the displacements u,v in the x,y direction are given by

$$u = z\psi_x, \qquad v = z\psi_y \tag{3}$$

Also

$$\alpha_1 = -\alpha_2 = \frac{2}{\pi^2(1-\sigma)}(kh)^2 \tag{4}$$

where σ is Poisson's ratio.

Although α_1 and α_2 are small quantities (because kh is small for a "thin" plate) they must be retained in Eq. (2). It is seen that if α_1, α_2 and S are taken to be zero, $\psi_x = -\partial w/\partial x$ and $\psi_y = -\partial w/\partial y$, the classical values.

The moments M and forces Q (per unit length) acting on an element of the plate are given in terms of the displacements and rotations by

$$
\left.
\begin{aligned}
M_x &= D\left[\frac{\partial \varphi_x}{\partial x} + \sigma \frac{\partial \psi_y}{\partial y}\right] \\
M_y &= D\left[\frac{\partial \psi_y}{\partial y} + \sigma \frac{\partial \psi_x}{\partial x}\right] \\
M_{xy} &= -M_{yx} = -\frac{1}{2}(1-\sigma)\, D\left[\frac{\partial \psi_y}{\partial x} + \frac{\partial \psi_x}{\partial y}\right] \\
Q_x &= \frac{\pi^2}{12} Gh\left[\frac{\partial w}{\partial x} + \psi_x\right] \\
Q_y &= \frac{\pi^2}{12} Gh\left[\frac{\partial w}{\partial x} + \psi_y\right]
\end{aligned}
\right\} \qquad (5)
$$

where D is the flexural rigidity and G the shear modulus.

Boundary conditions must involve the specification of one of each of the pairs M_ν, ψ_ν; $M_{\nu s}$, ψ_s; Q_ν, w; where ν is the normal and s the tangent to boundary edge. In classical theory the 3 boundary conditions reduce to 2.

To apply the foregoing to the calculation of the moment impedance, we use the following boundary conditions over a small region near the origin: One of the rotation components is set equal to zero, the other set equal to the rotation Ψ caused by the applied moment. The flexural displacement w is set equal to the value determined by the rigid body rotation associated with Ψ. These conditions, plus conditions on finiteness and outgoing waves at infinity, completely determine the solutions of Eq. (1) in terms of Ψ. The shear displacement S is found to have a non-zero value, and to represent a damped torsional wave. Then with the use of Eq. (5) the total moment m acting on the small region near the origin is computed. Finally, the moment impedance Z_M is $M/(-i\omega\Psi)$.

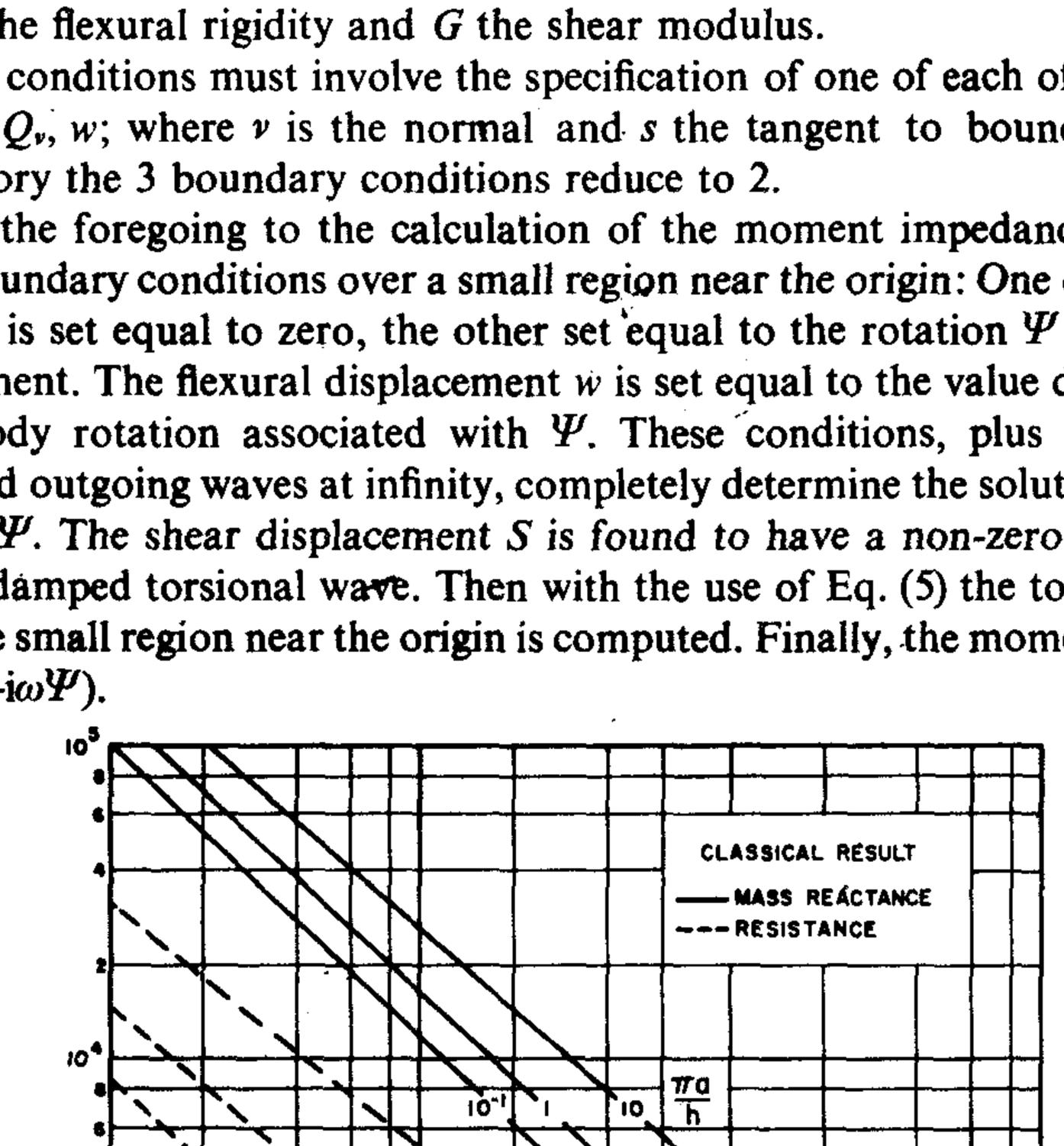


Fig. 1. Classical resistance and stiffness reactance for a moment applied to a thin plate.

The results of the calculations are given in Eq. (6)

$$Z_M = \frac{\pi D}{\omega}(\alpha R_c - i\beta X_c)$$
$$R_c = \frac{\pi}{(\ln ka)^2} \qquad X_c = \frac{4}{\ln ka} \tag{6}$$

where R_c and X_c are the classical results. In Fig. 1 we plot the classical results as a function of frequency. The plate density is ϱ, the longitudinal velocity is c_L, and the moment is applied over a small region of radius a. It is seen that the impedance decreases as the frequency increases. The factors multiplying R_c and X_c in the equation for Z_M are the corrections associated with shear effects. The correction terms are determined by the application of the foregoing theory and are plotted in Fig. 2. We see that the correction associated with shear (twist) is small provided that $\pi a/h$ is large compared to unity. On the other hand, if $\pi a/h$ is small compared to unity there is an

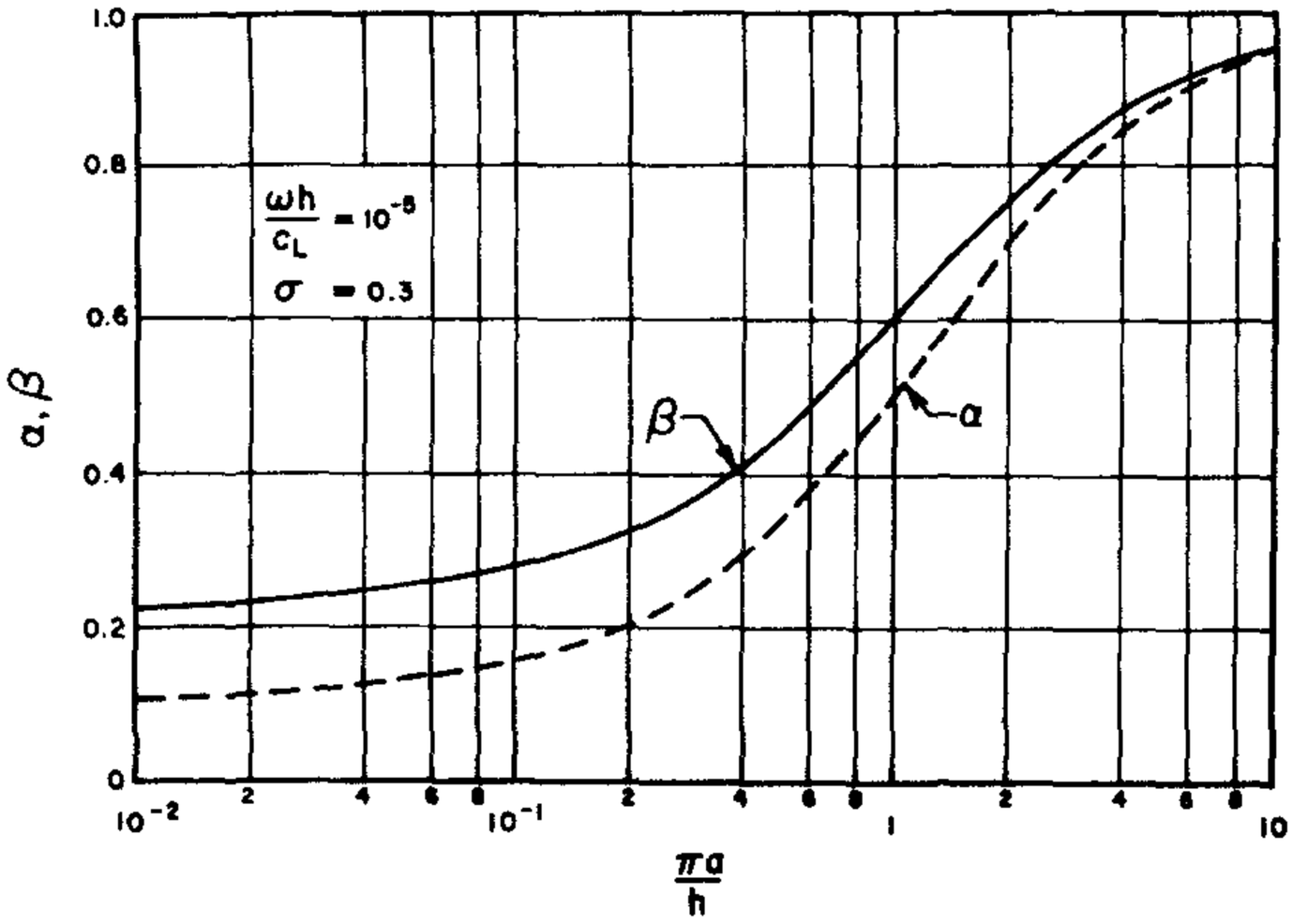


Fig. 2. Correction terms associated with shear. These terms are nearly independent of frequency.

appreciable shear correction. Physically this may be thought to arise from the fact that the distortion distance near the moment application point is the order of $2a$. When the distortion distance is not large compared to the plate thickness we must expect shear to be important.

These results show that classical theory is not sufficient for the calculation of moment impedance. Furthermore, it may be expected that local shear effects are important in other non-symmetric problems of flexural wave vibration even when the wavelength is large compared to plate thickness.

REFERENCE

1. R. D. MINDLIN, *J. Appl. Mechanics*, 18 (1951) 31.

Untersuchungen der Schallausbreitung in festen Körpern, Platten und Schalen mittels eines optischen Verfahrens im Dunkelfeld

W. I. MAKAROV UND S. N. RSHEVKIN
Lomonosov Staatsuniversität, Moskau (U.d.S.S.R.)

Ein wesentlicher Vorteil der Dunkelfeldmethode bei der Untersuchung der akustischen Vorgänge besteht darin, dass man das Schallfeld durch eine verzerrungsfreie Empfangseinrichtung und dazu gleichzeitig mit grossem Gesichtsfeld beobachten kann, was die Möglichkeit gibt, den Inhalt der Information bedeutend zu bereichern.

Im Jahre 1941 haben RSHEVKIN UND KRETSHMER (nicht veröffentlicht) mit der Schlierenmethode die anomäle Schalldurchlässigkeit der Platten entdeckt, indem sie festgestellt haben, dass ein unerwarteter Schallstrahl hinter der Platte (Abb. 1) entsteht, dessen Richtung der Richtung des reflektierten Strahls entgegengesetzt ist.

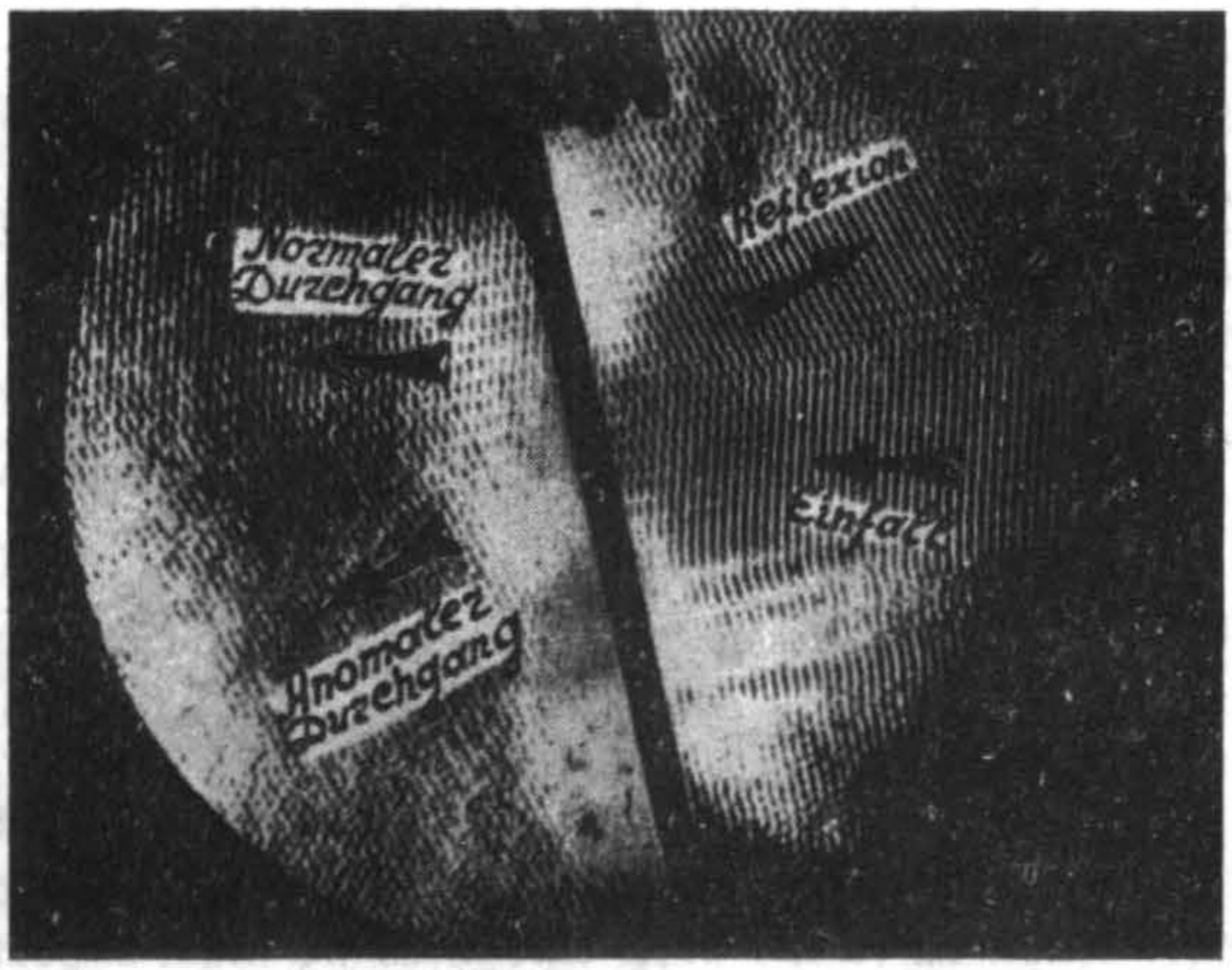


Abb. 1. Die anomale Schalldurchlässigkeit der Platte.

Man kann annehmen, dass der anomale Schallstrahl durch die Abstrahlung des sinusförmigen Diffraktionsgitters entsteht, das durch die vom Plattenende reflektierten und sich in der umgekehrten Richtung als die Richtung der Spur der einfallenden Welle in der Platte ausbreitenden elastischen Wellen gebildet wird (das Spektrum der —1. Ordnung). Die durch das einfallende Schallbündel erregte und in der direkten Richtung auf der Oberfläche der Platte laufende elastische Welle gibt die Abstrahlung in der Form der normalen durchgelassenen Welle in der umgebenden Flüssigkeit, und ihre Richtung fällt mit der Richtung der einfallenden Welle zusammen (das Spektrum der +1. Ordnung). Der oben erwähnte Gesichtspunkt wurde von einem der Verfasser[1] schon früher in Bezug auf die Abstrahlung der Quarzplatten entwickelt.

Die anomale oder "non-specular" Reflexion des Schalles von Platten wurde bedeutend später (1948) von FINNEY[2] entdeckt und von LYAMSHEV[3] und anderen theoretisch und experimentell untersucht.

Nach den theoretischen Betrachtungen von GÖTZ, FIRESTONE und auch SCHOCH[4] können nicht nur die einfachsten Biege- und Dilatationswellen, sondern auch die höheren Typen der elastischen Plattenwellen entstehen. Jede solche Welle breitet sich mit verschiedenen und von der Frequenz abhängigen Phasengeschwindigkeiten aus.

Bei den Einfallswinkeln, die der Koinzidenzresonanz (nach CREMER[5]) entsprechen, lässt das Schlierenverfahren, wie SCHOCH gezeigt hat, die starken Durchgänge der Schallwellen durch die Platte besonders deutlich beobachten. Bei unseren Versuchen mit Metallplatten im Wasser gelang es uns auch, eine grosse Anzahl von Einfallswinkeln zu beobachten, für die, in Übereinstimmung mit der Theorie, eine starke Durchlässigkeit kennzeichnend war.

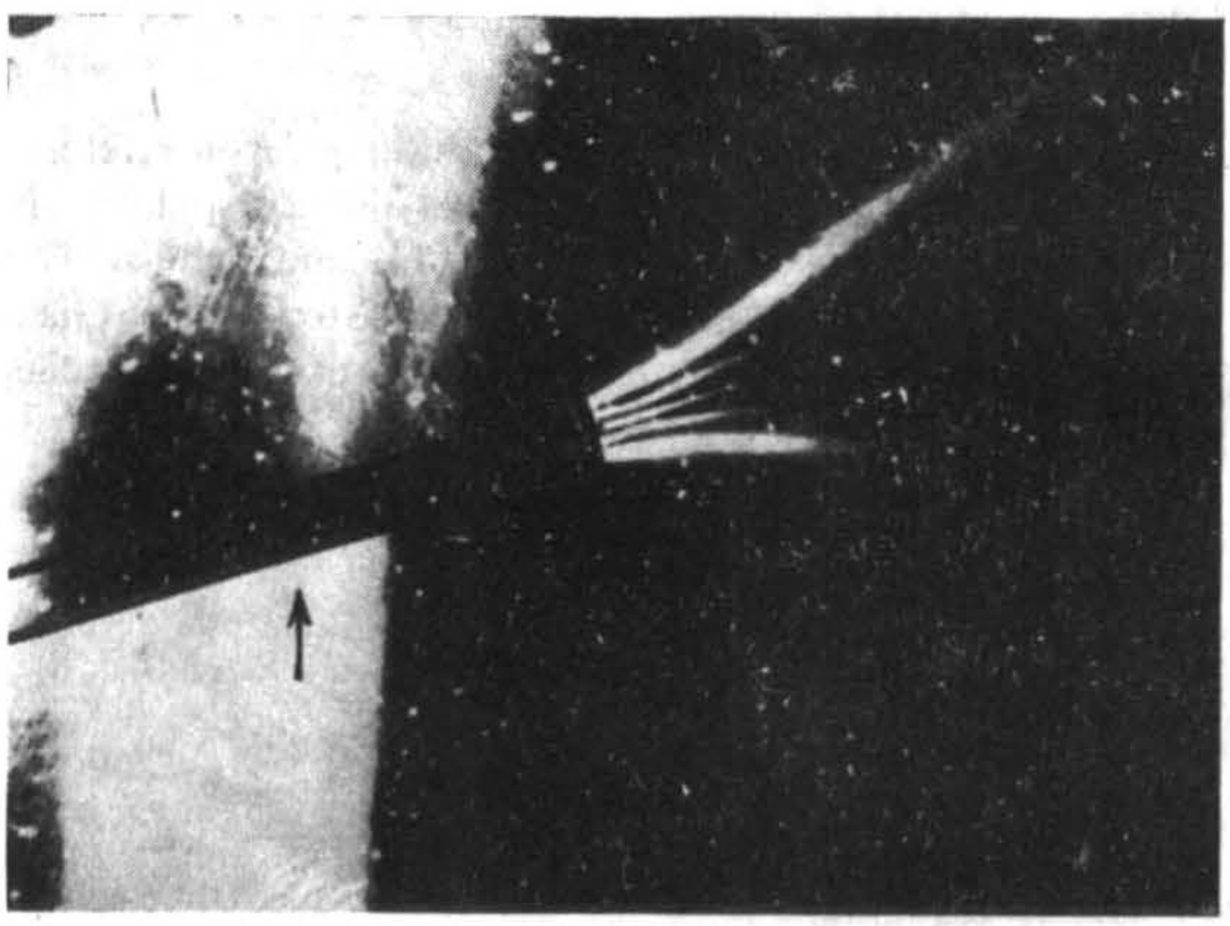


Abb. 2. Die Abstrahlung von der Kannte der Platte, durch die der Ultraschall durchgeht.

Bei den höheren Typen der Plattenwellen entsteht je nach der Dicke der Platte die ganze Zahl der stehenden elastischen Halbwellen. So wird ein kurzes Diffraktionsgitter an der Kante der Platte infolge der Schwingungen der Randoberfläche gebildet, das im Falle der Abb. 2 nur fünf Halbwellen hat. Die Ausstrahlung des Gitters lässt einen Schweif aus 5 auseinanderlaufenden Interferenzstreifen entstehen, den man auf dem Photo recht gut sieht. Es sei bemerkt, dass die Interferenzstreifen sich im Falle eines unendlichen flachen Gitters in gerade, zur Gitteroberfläche senkrecht gerichtete Linien umwandeln würden.

Unsere sehr empfindliche Schliereneinrichtung mit den Meniskusobjektiven von MAKSUTOV hat uns ermöglicht, die Schubwellen in durchsichtigen festen Körpern ohne Verwendung der Polarisationsoptik zu beobachten[6]. Die stehenden Schubwellen erregt man in einem Glasblock mittels einer senkrecht zur Y-Achse geschnittenen Quarzplatte. Die Schubwellen wurden von der flachgeschliffenen Blockoberfläche zwischen dem ersten und dem zweiten Block vollkommen reflektiert. Sie waren ganz deutlich sichtbar. Unter denselben Bedingungen drangen die Longitudinalwellen in den zweiten Block frei ein.

Abb. 3 gibt die Reflexionserscheinung der Longitudinalwellen im Glasblock beim Einfall auf die Grenzfläche mit Luft wieder. In diesem Fall fand die Zerspaltung der

reflektierten Schallwellen in Longitudinal und Schubwellen statt. Infolge der Überlagerung dieser zwei Arten von Wellen, die sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten c_l und c_t ausbreiten, wird ein System der zur Grenzfläche parallelen Interferenzstreifen gebildet, die von einander im Abstand Δy verlaufen. Durch die Messung des Abstandes Δy kann man die Geschwindigkeit c_t und den Poissonkoeffizient σ (bei dem gegebenen c_l) berechnen.

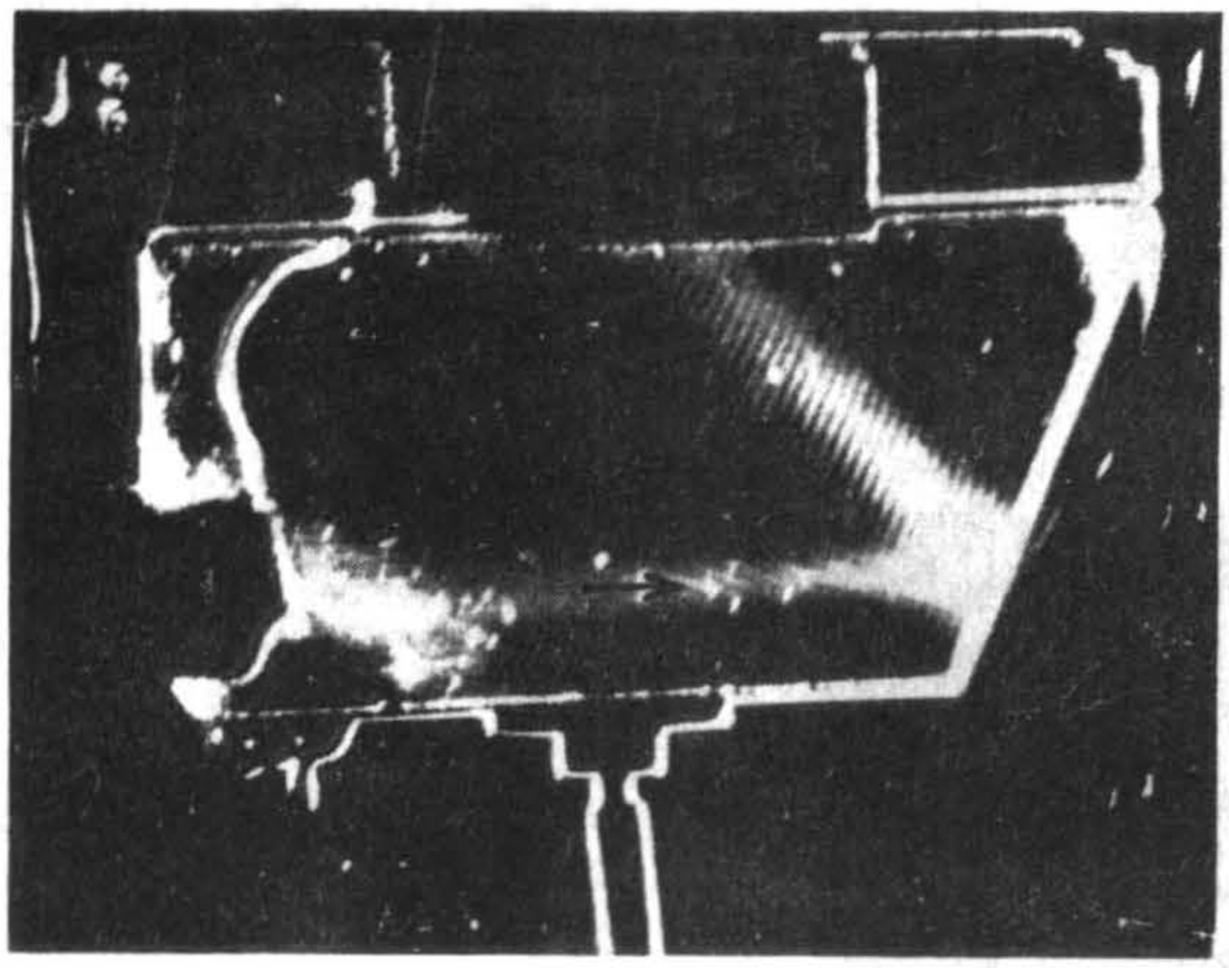


Abb. 3. Bildung der Interferenzstreifen bei der Zerspaltung in Longitudinal- und Schubwellen der an der Grenze des Glasblocks reflektierten Schallwelle.

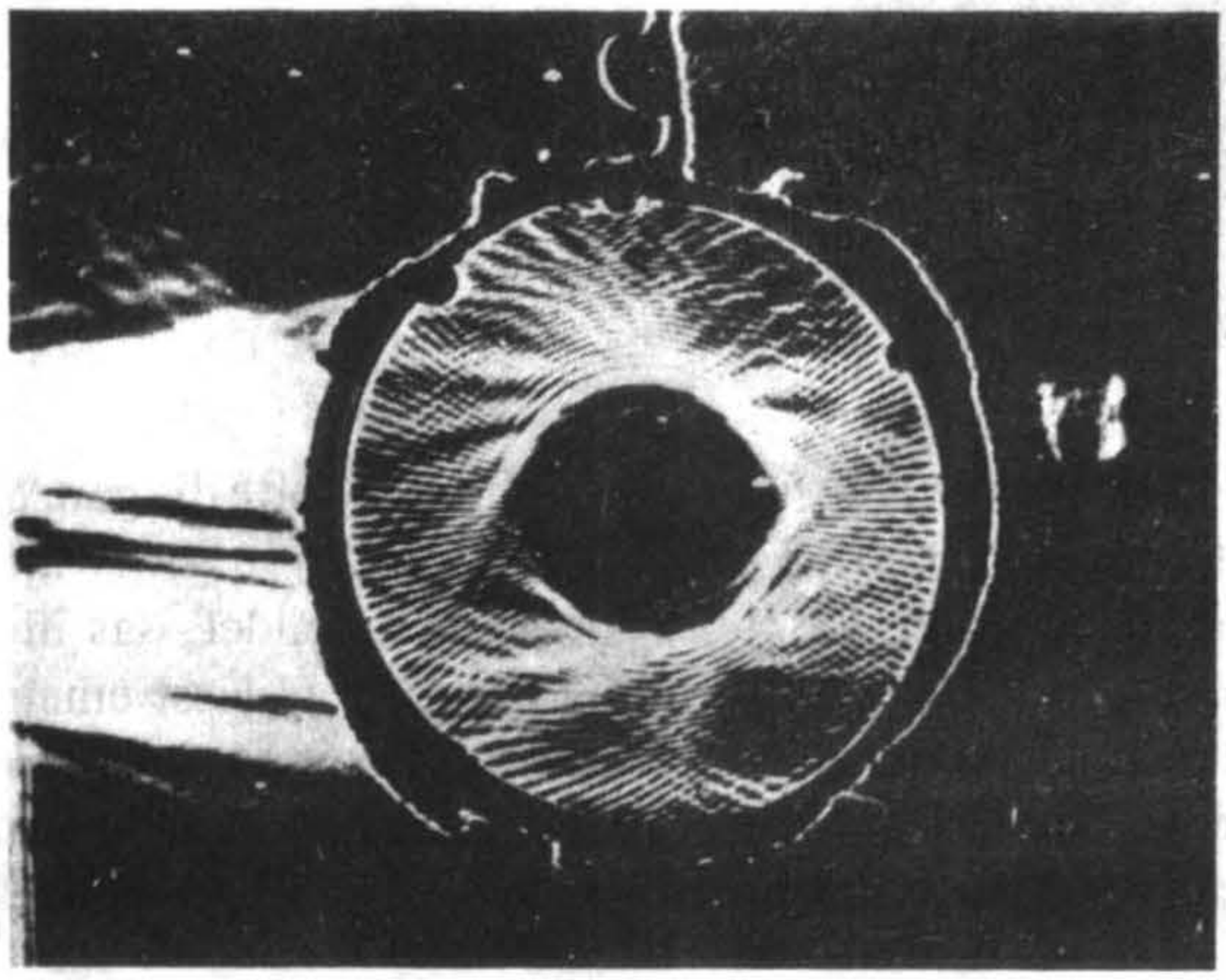


Abb. 4. Das Bild des Schallfeldes im Innenteil des Stahlzylinders, der mit zwei schmalen symmetrischen Ultraschallbündeln erregt wird.

Wenn man das Ende der flachen Platte nach einer fliessenden Kurve ausbiegt und sie durch ein auf den flachen Teil der Platte einfallendes Ultraschallbündel erregt, werden sich die elastischen Plattenwellen in dem gebogenen Teil der Platte ausbreiten und von ihrer Oberfläche in die umgebende Flüssigkeit abgestrahlt. Man kann annehmen, dass einzelne Elemente der gebogenen Platte den Schall wie etwa das flache Diffraktionsgitter abstrahlen und die Spektren der ± 1. Ordnung bilden. Infolge dieser Abstrahlung muss eine wesentliche Verstärkung des Wellenfeldes längs einiger Kurven von der konvexen Seite der Platte erfolgen. Die Form dieser kaustischen Kurven wird in einigen Fällen annähernd der Form des gebogenen Teils der Platte

ähnlich. Im Falle der kreisförmigen Krümmung der Platte ist der Radius der Kaustik

$$r = \frac{c}{c'} r_0$$

wo r_0 den Radius der Platte, c und c' die Wellengeschwindigkeiten in dem umgebenden Medium, bzw. in der Platte bezeichnen. Das Auflegen der Spektren der ± 1. Ordnung gibt dazu die radialen Interferenzstreifen von beiden Seiten der Platte.

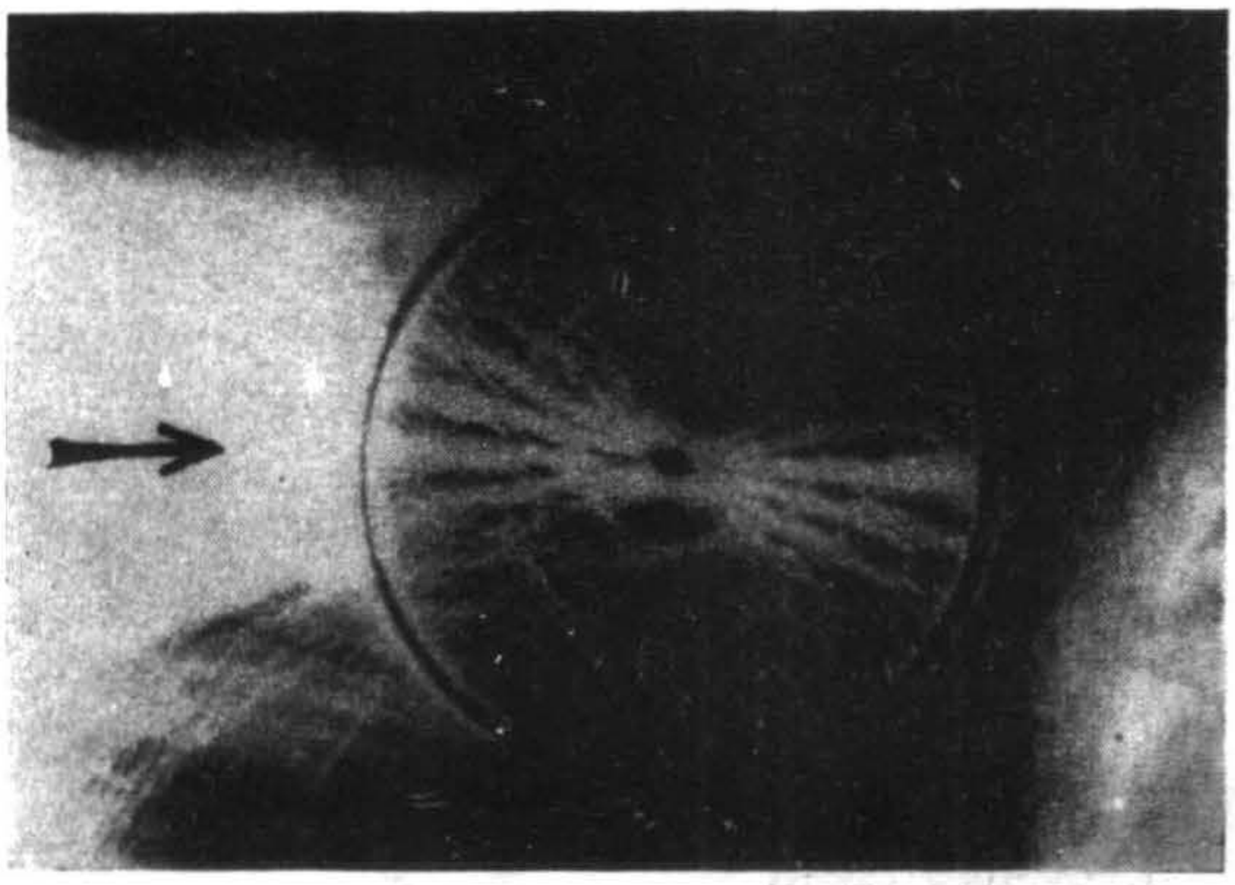


Abb. 5. Dasselbe wie in der Abb. 4 bei der Erregung mit einem breiten Schallbündel. Die Breite der Interferenzstreifen (an der Oberfläche der Schale) ist $L = \frac{\Lambda_1 - \Lambda_2}{\Lambda_1 \Lambda_2}$ gleich.

In Abb. 4 ist die Aufnahme des Wellenfeldes dargestellt[7], das bei der Erregung der in das Wasser getauchten runden zylindrischen Schale durch das senkrecht zur Achse fallenden Ultraschallbündel entsteht. In dieser Abbildung sind die radialen Interferenzstreifen und die kreisförmige mit der Schale konzentrische Kaustik zu erkennen. Man kann ausserdem auch eine Reihe von konzentrischen Interferenzringen zwischen der Kaustik und der Zylinderoberfläche beobachten. Im inneren Teil des Feldes bildet sich eine Tot- oder Schweigezone.

Wenn ein Schallbündel auf die Seitenoberfläche der zylindrischen Schale unter dem Winkel α einfällt, so wird die stärkste Erregung der elastischen Wellen bei Erfüllung der "Koinzidenzresonanz"-Bedingung

$$\sin \alpha = \frac{c}{c'_m(f)}$$

wo $c'_m(f)$ die, von der Frequenz abhängige, Geschwindigkeit des m-Typs der elastischen Welle bezeichnet. Die Koinzidenzresonanz für verschiedene Typen der Wellen tritt bei verschiedenen Einfallswinkeln auf; infolgedessen kann ein breites Ultraschallbündel eine Anzahl der Wellentypen gleichzeitig erregen. Dabei können zwei oder mehr Kaustiken innerhalb der Schale entstehen, und das Innenfeld wird eine sehr komplizierte Struktur annehmen (Abb. 5) Die breiten radialen Streifen stellen das Resultat der räumlichen Schwebungen der Spektren dar, die durch zwei elastische Wellen Λ_1 und Λ_2 mit naheliegenden Wellenlängen hervorgerufen sind.

Bei dem Versuch, dessen Resultate in der oben angeführten Abb. 4 gezeigt sind, wurde das Ultraschallbündel durch zwei Blenden beschränkt und es fiel auf die Zylinderoberfläche in zwei symmetrischen Zonen ein, die nur einem einzigen Typ der Koinzidenzresonanz für die elastischen Wellen entsprechen, was auch nur eine einzige

Kaustik verursachte. Hat die Schale eine elliptische Form, so sieht die Kaustik wie eine konfokale Ellipse aus (Abb. 6).

Zur Erregung der starken Schwingungen in der Schale ist noch eine Bedingung erforderlich: es ist die dem Umfang der Schale entsprechende Resonanz zu erreichen, wobei der Kreisumfang die ganze Zahl n der Halbwellen enthalten muss. Bei einer allmählichen Änderung der Frequenz f macht sich infolgedessen die periodische Entstehung der hellen Bilder des inneren Schallfeldes in bestimmten Frequenzintervallen Δf bemerkbar, wobei die Zahl der Wellenlängen im Umfang der Schale sich jedesmal um eins ändert.

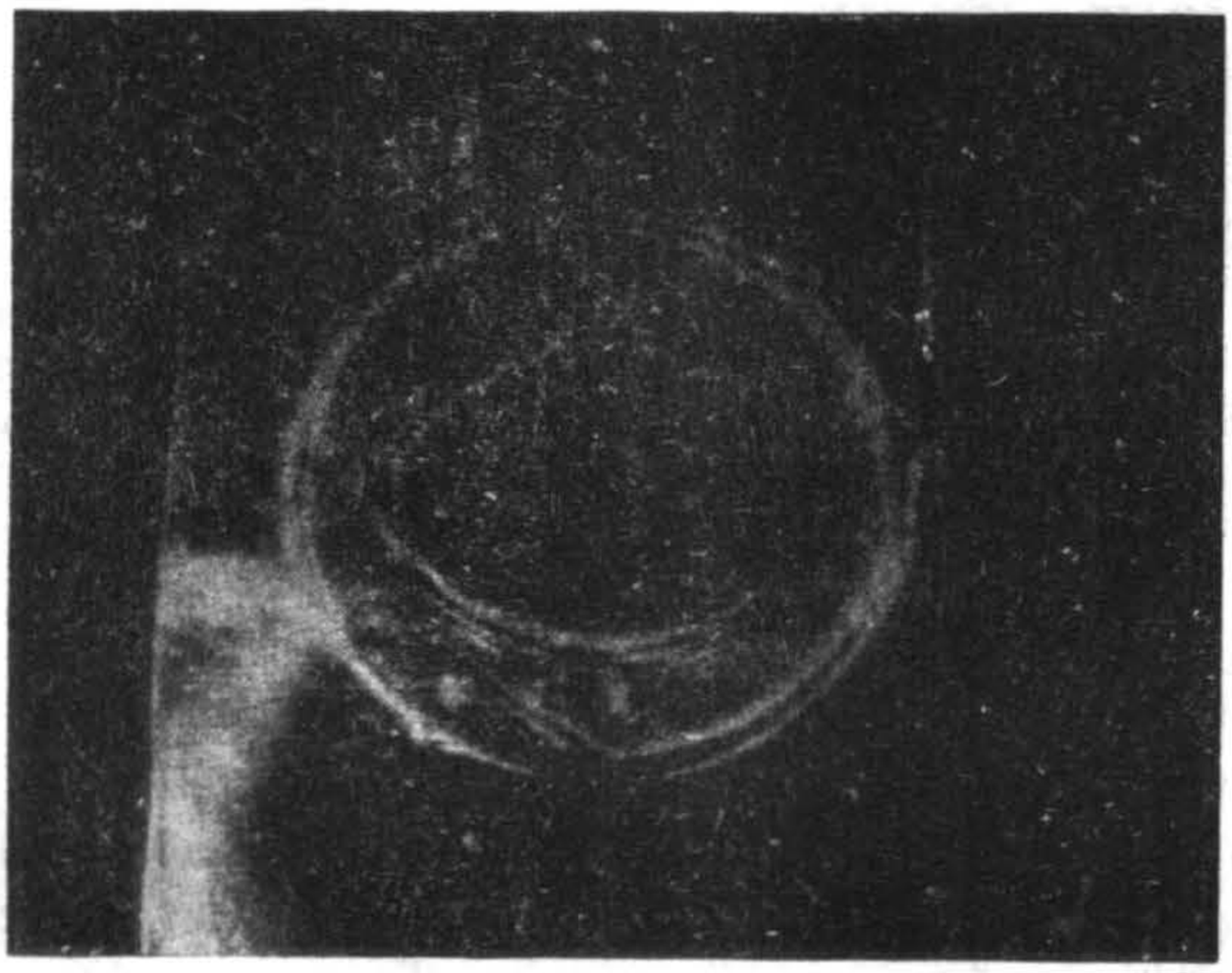


Abb. 6. Die Kaustikform beim Erregung der elliptischen Schale mit einem schmalen Ultraschallbündel.

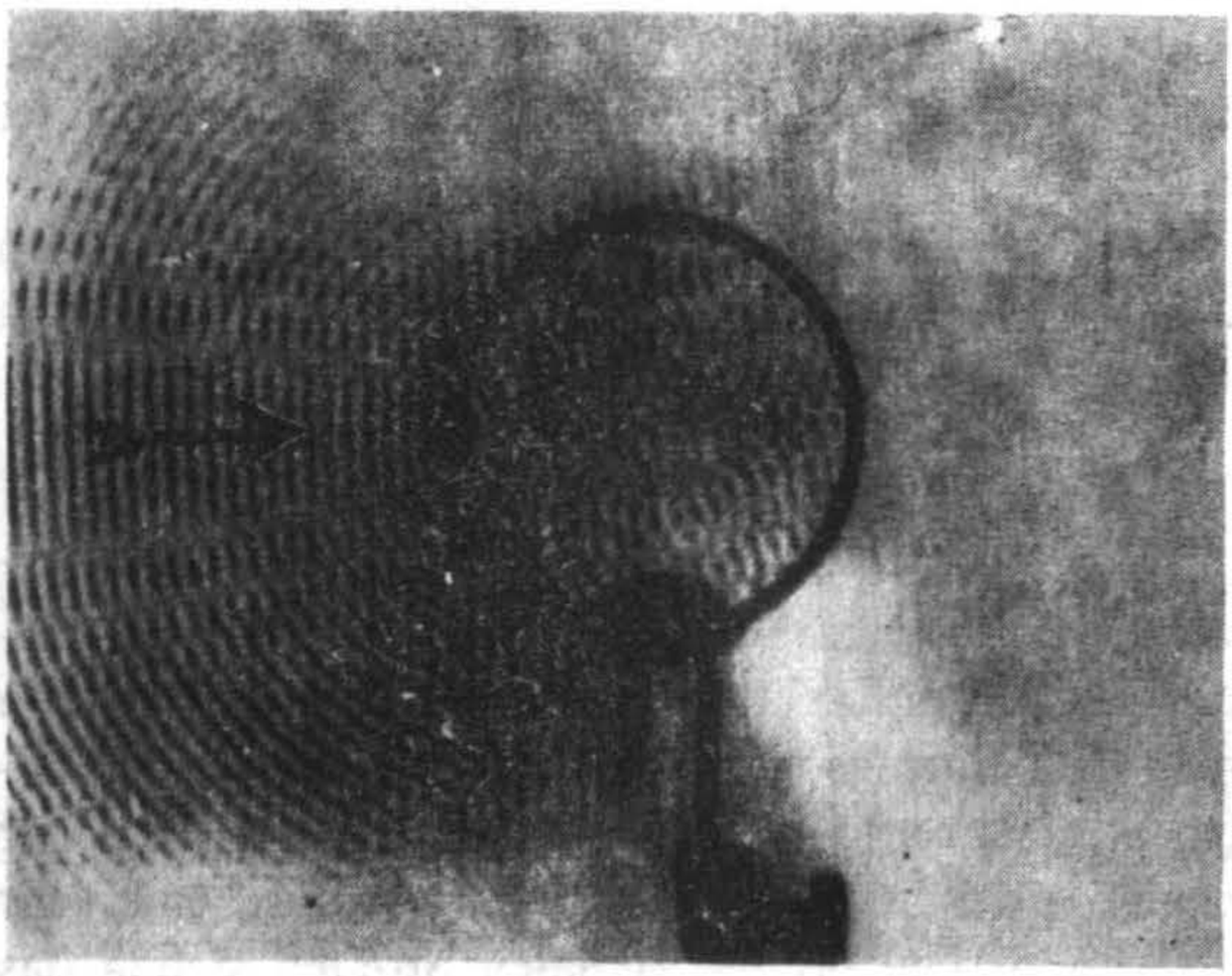


Abb. 7. Anfangsmoment der Erregung des Stahlzylinders durch einen Ultraschallimpuls.

Für die Entstehung eines starken Schallfeldes im Innern der Höhlung ist auch die Resonanzbedingung der Innenhöhlung zu erfüllen. Bei der Erregung der kreisförmigen Zylinderschale (Radius r_0) mittels des von aussen fallenden Ultraschalls kann man den Schalldruck im Innern durch folgenden Ausdruck charakterisieren

$$p(r,z,\varphi) = A_n \mathrm{J}_n(\varkappa_n r) \cdot \cos n\varphi \cdot \exp\left[\mathrm{i}\left\{\omega t - (\varkappa^2 - \varkappa_n^2)^{1/2} z\right\}\right]$$

wo n die Ordnung der Besselfunktion J_n bezeichnet, die durch die Zahl der elastischen Wellen nach dem Umfang des Zylinders bestimmt werden kann. Die Wellenzahl $\varkappa_{ns}$ wird durch die s-te Wurzel der Gleichung

$$J_n'(\varkappa_n r)_{\,r = r_0} = 0$$

bestimmt. Wenn das Schallbündel senkrecht zur Achse z des Zylinders einfällt, entstehen die Wellen in der Richtung z nicht, und die Wellenzahl $\varkappa_{ns}$ wird durch die Bedingung

$$\varkappa_{ns} r_0 = \varkappa r_0 = \frac{2\pi f}{c} r_0$$

bestimmt. Diese Bedingung erlaubt uns (bei bekannten f und n), die Wurzelnummer s der Besselgleichung im Falle der Resonanz bei der Frequenz f (nach Näherungsformeln für Wurzeln der Besselgleichung hoher Ordnung) theoretisch zu berechnen. Dabei entspricht die Ordnung n der Besselfunktion der Zahl der radialen Interferenzstreifen, die Nummer der Wurzel s der Zahl der kreisförmigen Interferenzstreifen.

Die Abb. 4 zeigt die Aufnahme, die bei der Frequenz $f = 3 \cdot 10^6$ Hz gemacht wurde. Entsprechend dem Umfang des 0,115 cm dicken Stahlzylinders mit dem Durchmesser von 3 cm sind 78 elastische Wellen gebildet und die erreichte Resonanz entspricht der 27-ten Wurzel der Besselgleichung

$$J_{78}'(\varkappa_{78s} r)_{\,r = r_0} = 0$$

Der Kaustikradius entspricht annähernd der 1. Wurzel der obengenannten Gleichung ($\varkappa r \cong n$). Die Lage der hellen kreisförmigen Interferenzstreifen kann mit Hilfe der dargelegten Theorie genau berechnet werden.

Bei der Verwendung der sehr starken Lichtquelle, die periodisch die Ultraschallmpulse in der Flüssigkeit beleuchtet, (mit der Periode der Impulsfolge) wurde es möglich, das Bild der Schallimpulse stroboskopisch sichtbarzumachen[8] (Abb. 7) und die Prozesse des Ein-und Ausschwingens zu beobachten. In der Abb. 7 sieht man die elementaren Wellen, die an der inneren Oberfläche des Zylinders entstehen und die in den Innenraum des Hohlzylinders abgestrahlt werden.

LITERATUR

1. S. N. RSHEVKIN, *Compt. rend. acad. sci. U.R.S.S.*, 16 (1937) 267.
2. W. FINNEY, *J. Acoust. Soc. Am.*, 20 (1948) 626.
3. L. M. LYAMSHEV, *Akust. Zhur.* (*U.S.S.R.*), 2 (1956) 230.
4. A. SCHOCH, *Acustica*, 2 (1952) 1.
5. L. CREMER, *Akust. Z.*, 7 (1942) 81.
6. A. C. AVER'YANOVA, W. I. MAKAROV UND S. N. RSHEVKIN, *Akust. Zhur.* (*U.S.S.R.*), 2 (1956) 224.
7. G. M. KUSMICHEV UND W. I. MAKAROV, *Akust. Zhur.* (*U.S.S.R.*), 4 (1958) 282.
8. W. I. MAKAROV, *Akust. Zhur.* (*U.S.S.R.*), 4 (1958) 285.

The Elastic Constants of Solids over a Wide Temperature Range

J. F. W. BELL

Royal Naval College, Greenwich (Great Britain)

EXPERIMENTAL DETAILS

The method of measurement, which has been described in previous papers[1, 2], uses video pulses of longitudinal or torsional strain in which the pulse length is very much greater than the specimen diameter. The pulses are launched in hard drawn nickel tubes which are pre-polarised, longitudinally for longitudinal waves and circumferentially for torsional waves. The pulses enter the specimen by way of a matching section of rod. In the longitudinal case the acoustic resistance $\varrho\, c.A$, where A is the cross-sectional area, must change gradually from that of the tube to that of the specimen. In the torsional case the energy follows an r^4 law across the section of the rod. This requires a different form of matching section.

Two main echoes are obtained from the specimen, one from a specially machined shoulder or notch on the rod and the other from the end. The time interval between the two echoes enables the velocity to be calculated. For measurements as a function of temperature this region of the specimen is placed in the uniform temperature region of a furnace. Fig. 1 shows the echo patterns from a 25 cm graphite specimen. The first echo is from the shoulder, the second from the eind and the inverted ones are return echoes from the remote end of the nickel tube.

Tubes about 3 mm diameter, 0.5 mm wall thickness and 1.5 m long are used for pulses of 5–10 μs duration. Specimen lengths up to 25 cm are required for accuracies of the order of 0.1%.

RESULTS

Velocities are all given in meters per second; uncorrected for expansion.
Fuzed quartz. Various grades were measured at room temperature.

	Longitudinal	*Torsional*
Works quality	5762	3760
Annealed	5760	3761
Optical quality	5742	3776
Satin finish	5747	3726

The velocities of the works quality material rose parabolically to a peak of 5990 and 3883 respectively at about 750° C.

Graphite

Velocities of the order of 2500 and 1500 were obtained. In general, the greater the density of the specimen, the greater the velocity. Subsidiary experiments on plaster specimens of various densities showed a simple relationship between velocity and density. Graphite, with its highly anisotropic grain structure as well as variable density, gave results which could not be simply interpreted. For example Poisson's ratio, as deduced from the ratio of the velocities, had values in excess of 0.5!

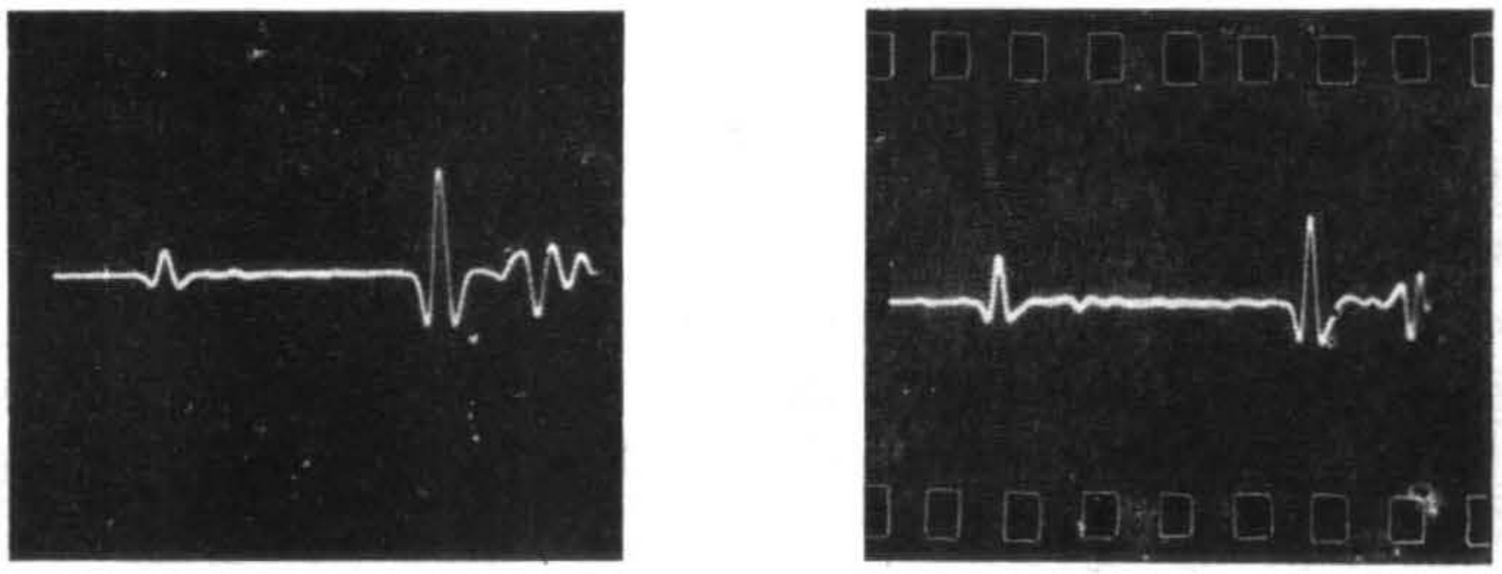


Fig. 1. Longitudinal (left) and torsional (right) echo patterns for a 25 cm graphite specimen.

When measuring the velocity as a function of temperature, the effect of absorbed water was at once apparent. As the water distilled out of the specimen, the velocity fell rapidly and then rose to a value in excess of the original one. The velocity then had a small negative temperature coefficient which was almost zero for the densest specimens. The water content causing this effect was less than 1 in 10^3.

Of all the materials so far tested, alumina has the highest velocity, just under 10,000 for longitudinal waves.

A PROPAGATION ANOMALY

At an early stage in the investigation it was found that there is a delay associated with the pulse passing the shoulder on the specimen. In a series of investigations it was found that a delay, which can be as much as a pulse length, is associated with any discontinuity on a uniform rod. Thus a delay is produced, either by machining down a small section of the rod or by adding a "collar" to the rod. The effect is largest when the length of the discontinuity is small compared to the pulse length.

The physical explanation appears to be that, at a discontinuity, the mass to stiffness ratio is greater than in the uniform rod. The discontinuity is thus equivalent to a mass load. A theoretical investigation of this effect would be welcome.

REFERENCES

1. J. F. W. Bell, *Phil. Mag.*, 2 (1957) 1113.
2. J. F. W. Bell, *Nature*, 181 (1958) 1330.

Untersuchungen an geschichteten Dämpfungsbelägen

B. D. TARTAKOVSKIJ

Akademie der Wissenschaften der U.d.S.S.R., Moskau (U.d.S.S.R.)

SLAWIK[1], OBERST[2] u.a. untersuchten homogene, vibroabsorbierende Beläge, die zur Dämpfung in Form einer Flachschicht auf eine Platte aufgetragen werden, die Biegeschwingungen ausführt.

Besitzt ein vibroabsorbierender Belag einen grossen Verlustfaktor und zugleich einen genügend grossen Elastizitätsmodul, so wächst bei Auftragung dieses Belags auf eine Stahlplatte der imaginäre Teil für die Steife bei der Biegung steil an, wodurch die Schwingungen gedämpft werden.

Die Masse der vibroabsorbierenden Schicht selbst beeinflusst die Veränderung der Elastizitätswerte der zusammengesetzten Platte (bestehend aus einer Stahlplatte und der absorbierenden Schicht) nicht. Deshalb kann der Belag beliebig leicht sein. Praktisch beschränkt das zugelassene Gewicht des Belags seine Stärke und folglich auch den Effekt der Vibroabsorption. Deshalb ist die Frage der Entwicklung effektiver Beläge mit beschränktem Gewicht aktuell.

NAUMKINA, TARTAKOVSKIJ UND EFRUSSI[3] haben bewiesen, dass eine Methode zur Steigerung der Effektivität vibroabsorbierender Beläge darin besteht, dass man den betreffenden Belag aus einzelnen Schichten von Materialien zusammensetzt, die sich in ihren Elastizitätswerten voneinander unterscheiden.

An der Horizontalachse (Abb. 1) sind in logarithmischem Massstab die Verlustfak-

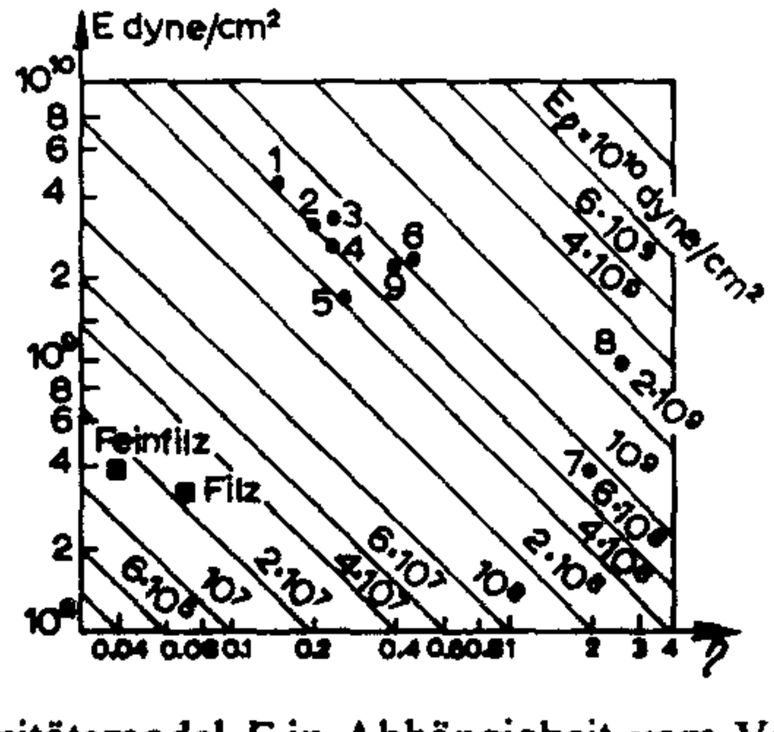


Abb. 1. Der dynamische Elastizitätsmodel E in Abhängigkeit vom Verlustfaktor η für verschiedene vibroabsorbierende Beläge.

1. Filz, durchtränkt mit Isolpaste und bedeckt mit Isolblech
2. Feinfilz, durchtränkt und bedeckt mit Isolpaste auf Zellstoffgrundlage
3. Filz, durchtränkt und bedeckt mit Isolpaste auf Asbestgrundlage
4. Filz, durchtränkt mit Bitumen und bedeckt mit Isolpaste auf Asbestgrundlage
5. Nichtdurchtränkter Filz, bedeckt mit Isolpaste auf Zellstroffgrundlage
6. Feinfilz, nicht durchtränkt, bedeckt mit Isolpaste auf Asbestgrundlage
7. Feinfilz, durchtränkt mit Bitumen
8. Feinfilz, durchtränkt mit Bitumen und bedeckt mit Isolpaste auf Asbestgrundlage
9. Isolpaste auf Asbestgrundlage

toren η der gemessenen Schichtbeläge aufgetragen, längs der Vertikalachse die ihnen entsprechenden dynamischen Werte des Elastizitätsmoduls E. Die schrägen Geraden sind gleichwertige Produkte ηE, d.h. die imaginären Teile des Elastizitätsmoduls der vibroabsorbierenden Schicht. Jeder der Punkte 1–9 bezieht sich somit auf einen einzelnen Belag. Die Werte η, E und ηE sind Durchschnittswerte des gegebenen geschichteten Belags, die nach der Methode des zusammengesetzten Stabes[2] gemessen wurden.

So hat zum Beispiel ein Belag aus mit Bitumen durchtränktem und mit Isolpaste auf einer Asbestunterlage bedecktem Feinfilz (siehe Abb. 1, Punkt 8) bessere Eigenschaften als einzeln genommene Isolpaste (auch auf einer Asbestunterlage, Abb. 1, Punkt 9) oder allein mit Bitumen getränkter Feinfilz (siehe Abb. 1, Punkt 7).

Untersucht wurden ebenfalls geschichtete Beläge, in denen die Isolpaste mit Schichten aus Kabelpapier oder Aluminiumfolie abwechselte. Auf Abb. 2 sind in dem glei-

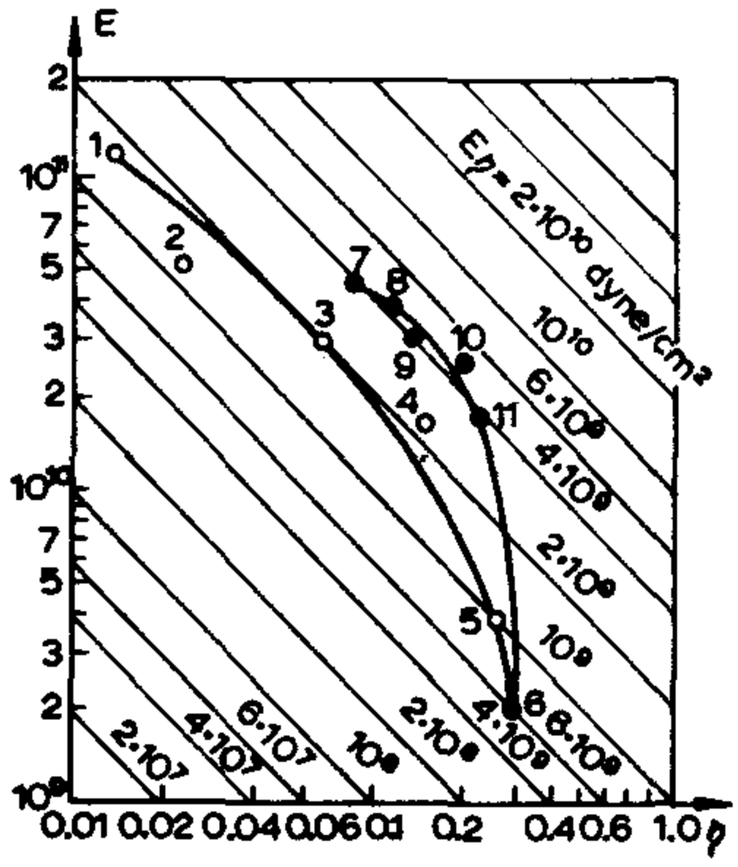


Abb. 2. Der dynamische Elastizitätsmodul E in Abhängigkeit vom Verlustfaktor η für geschichtete vibroabsorbierende Beläge.

Die Zwischenschichten bestehen aus Aluminiumfolien (offene Kreise) bzw. aus Kabelpapier (gefüllte Kreise). Die Beläge haben einen verschiedenen Isolgehalt.

1. 70 %	5. 99,5%	9. 78 %
2. 93 %	6. 100 %	10. 83 %
3. 95 %	7. 48 %	11. 85,5%
4. 98,5%	8. 72 %	

chen doppeltlogarithmischen Massstab die Angaben für verschiedene Prozentverhältnisse zwischen Dicke der Paste und der elastischen Schichten gegeben, die sich zwischen 0 und 50% verändern. Durchgehende Linien verbinden Punkte, die den elastischen Schichten, die aus ein und demselben Material gefertigt sind, entsprechen. Indem man den Prozentgehalt der Paste ändert, kann man die Elastizitäts-Parameter des geschichteten Belags steuern, wobei, wie aus den Kurvenverlauf zu ersehen ist, es ein bestimmtes optimales Verhältnis zwischen der Dicke der elastischen Schichten und der zähen Masse gibt, das dem maximalen Wert ηE entspricht.

Die Berechnung der elastischen Konstanten für feinschichtige vibroabsorbierende Beläge kann auf Grund der von RITOV[4] entwickelten Theorie der feinschichtigen elastischen Medien durchgeführt werden. Für manche Typen geschichteter vibroabsorbierender Beläge ist die Theorie von RITOV unanwendbar, z.B. in Fällen, in denen die Beläge aus zwei oder mehr Schichten verschiedener Materialien bestehen. Untersucht

man die Längs-Biegeschwingungen solcher zusammengesetzten Stäbe, so kann man folgende Ausdrücke erhalten, die diese Schwingungen charakterisieren:

Die mittlere Energie der Schwingungen des zusammengesetzten Stabes innerhalb einer Periode ist gleich

$$W_n = \frac{1}{4}(a^2B' + 2as\cos\varphi Q' + s^2R') \tag{1}$$

der Energieverlust innerhalb einer Schwingungsperiode

$$W_p = \pi(a^2B'' + 2as\cos\varphi Q'' + s^2R'') \tag{2}$$

und das logarithmisches Dekrement des zusammengesetzten Stabes

$$d = \frac{1}{2}\frac{W_p}{W_n} \tag{3}$$

wobei folgende Bezeichnungen bestehen,

$$R' = \sum_{}^{n} E_i h_i \qquad R'' = \sum_{}^{n} \eta_i E_i h_i \tag{4}$$

$$\left.\begin{aligned} Q' &= \sum_{}^{n} E_i P_i \qquad Q'' = \sum_{}^{n} \eta_i E_i P \\ P_i &= \frac{(x_i - r)^2 - (x_{i-1} - r)^2}{2} \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

$$B' = \sum_{}^{n} E_i J_i \qquad B'' = \sum_{}^{n} \eta_i E_i J_i \qquad J_i = \frac{(x_i - r)^3 - (x_{i-1} - r)^3}{3} \tag{6}$$

$$x_i = \sum_{j=1}^{i} h_i \qquad r = \frac{\sum_{}^{n} E_i (x^2_i - x^2_{i-1})}{2\sum E_i (x_i - x_{i-1})}$$

a = Amplitude der Biegeschwingungen

s = Amplitude der Längsschwingungen

E_i = die reelle Komponente des Elastizitätsmoduls

$\eta_i E_i$ = die imaginäre Komponente des Elastizitätsmoduls

Im Falle eines zusammengesetzten Doppelstabes gehen die Formeln (1–6) in die von SCHWARZL[5] entwickelten entsprechenden Formeln über: im Falle einer paarmässigen Abwechslung von aus zwei verschiedenen Materialen bestehenden Schichten ermöglicht es die besagte Theorie, die für jeden Fall konkreten Resultate von RITOV zu erhalten.

Wenn wir als Beispiel für die Anwendung dieser Theorie reine Biegeschwingungen eines zusammengesetzten aus n verschiedenen Schichten bestehenden Stabes untersuchen, so sieht das logarithmische Dekrement folgendermassen aus

$$d = \frac{\sum_{}^{n} d_i E_i J_i}{\sum_{}^{n} J_i E_i} \tag{7}$$

Da das Trägheitsmoment J_i eine Funktion der Dicken aller n Schichten ist, so existiert auch eine optimale Proportion für die Schichtstärken, die der Bedingung eines

minimalen Längsgewichts der vibroabsorbierenden Beläge für die gegebene Grösse d entspricht.

Eine eingehendere Berechnung und experimentelle Untersuchung wurde für einen dreischichtig zusammengesetzten Stab durchgeführt[6] (der Stab besteht aus einem zweischichtigen vibroabsorbierenden Belag, der von einer Seite auf den Stahlstab aufgetragen wird).

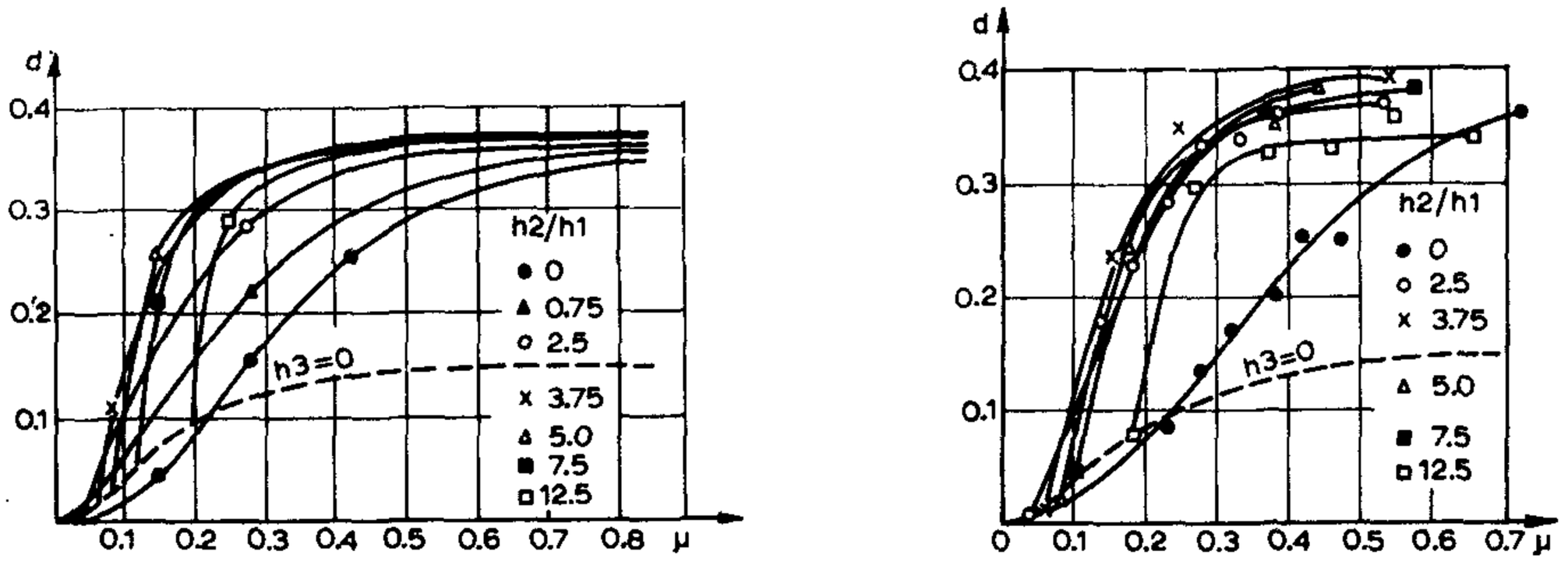


Abb. 3. Die Abhängigkeit des Schwingungsdekrements d eines Stahlstabes mit zweischichtigem dämpfendem (vibroabsorbierendem) Belag vom relativen Belaggewicht μ.
a) Berechnung. b) Experiment.

Auf Abb. 3a sieht man die Ergebnisse der Berechnung der Grösse d für verschieden dicke Belagschichten und verschiedene Stärken des Stahlstabes in Abhängigkeit von dem relativen Gewicht des vibroabsorbierenden zweischichtigen Belags. Das relative Gewicht μ berechnet sich nach der Formel

$$\mu = \frac{\varrho_2 h_2 + \varrho_3 h_3}{\varrho_1 h_1} \tag{8}$$

Die innere Belagschicht ist ein leichter Schaumplast, die äussere Ruberoid.

Es ist leicht zu ersehen, dass im Vergleich zum homogenen Belag, der nur aus Ruberoid oder nur aus Schaumplast besteht, der Doppelbelag bei gleichem Gewicht einen Verlustfaktor aufweist, der ein Vielfaches des Verlustfaktors des einfachen Belags darstellt. Experimentell erreichte man die verschiedenen Stärken des Ruberoids durch Pressen mehrerer Schichten vorerwärmten Ruberoids.

Zieht man die Fehler bei der Belagherstellung in Betracht, so kann man sagen, dass die Experimentaldaten (Abb. 3b) gut mit der Berechnung übereinstimmen. Eine gewisse Differenz lässt sich dadurch erklären, dass bei grosser Dicke der Zwischenschicht in ihr Verschiebungsdeformationen entstehen, die bei der Berechnung nicht in Betracht gezogen wurden.

LITERATUR

1. J. B. SLAVIK, *Strojirenstvi*, 1 (1952) 29.
2. H. OBERST, *Acustica*, 2 (1952) Beih. 4, 181.
3. N. I. NAUMKINA, B. D. TARTAKOVSKIJ UND M. M. EFRUSSI, *Akust. Zh.*, 5 (1959) 196.
4. S. M. RITOV, *Akust. Zh.*. 2 (1956) 71.
5. F. SCHWARZL, *Acustica*, 8 (1958) 164.
6. N. I. NAUMKINA, B. D. TARTAKOVSKIJ UND M. M. EFRUSSI, *Akust. Zh.*, 5 (1959) 498.

A Comparison of the Effectiveness of Homogeneous Layers and Constrained Layers of Viscoelastic Material in Damping Flexural Waves in Plates

E. M. KERWIN, JR. AND D. ROSS

Bolt Beranek and Newman Inc., Cambridge, Mass. (U.S.A.)

Two important treatments for the damping of flexural waves in plates are the free viscoelastic layer[1] and the constrained viscoelastic layer, sometimes called "damping tape"[2] (Figs. 1 and 2). Both of these treatments can be regarded as special cases of the three-layer composite plate analyzed by Ross *et al*[3]. Here we wish to compare the damping effectiveness of given weights of these two types of treatments. Damping is characterized by a loss factor η for the composite plate. This quantity is the reciprocal of the quality Q of a resonance, and is simply related to other common measures of damping[1-3].

Fig. 1 presents the theoretical loss factor for free viscoelastic layers of various

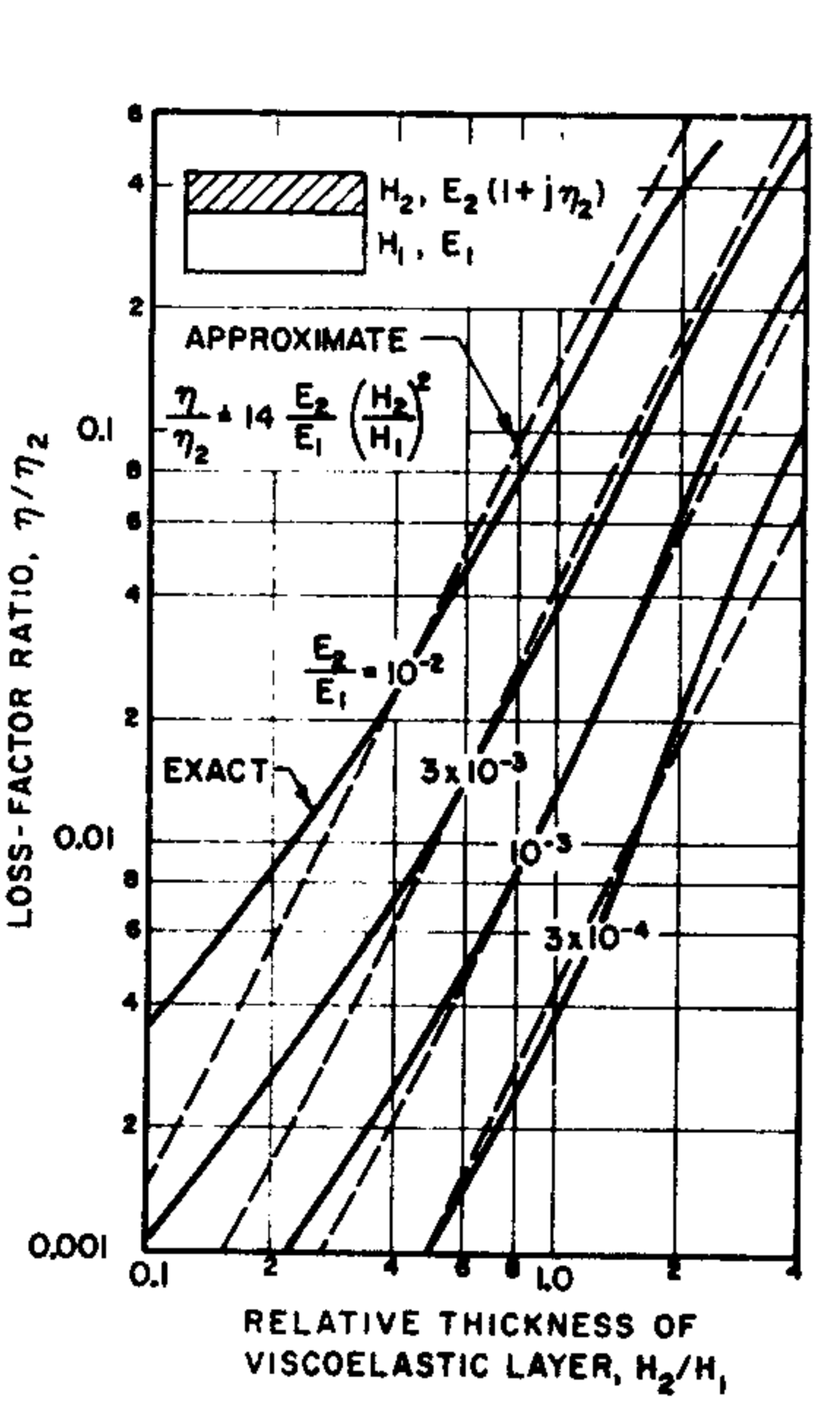


Fig. 1. Calculated loss-factor ratio η/η_2 for free viscoelastic layers.

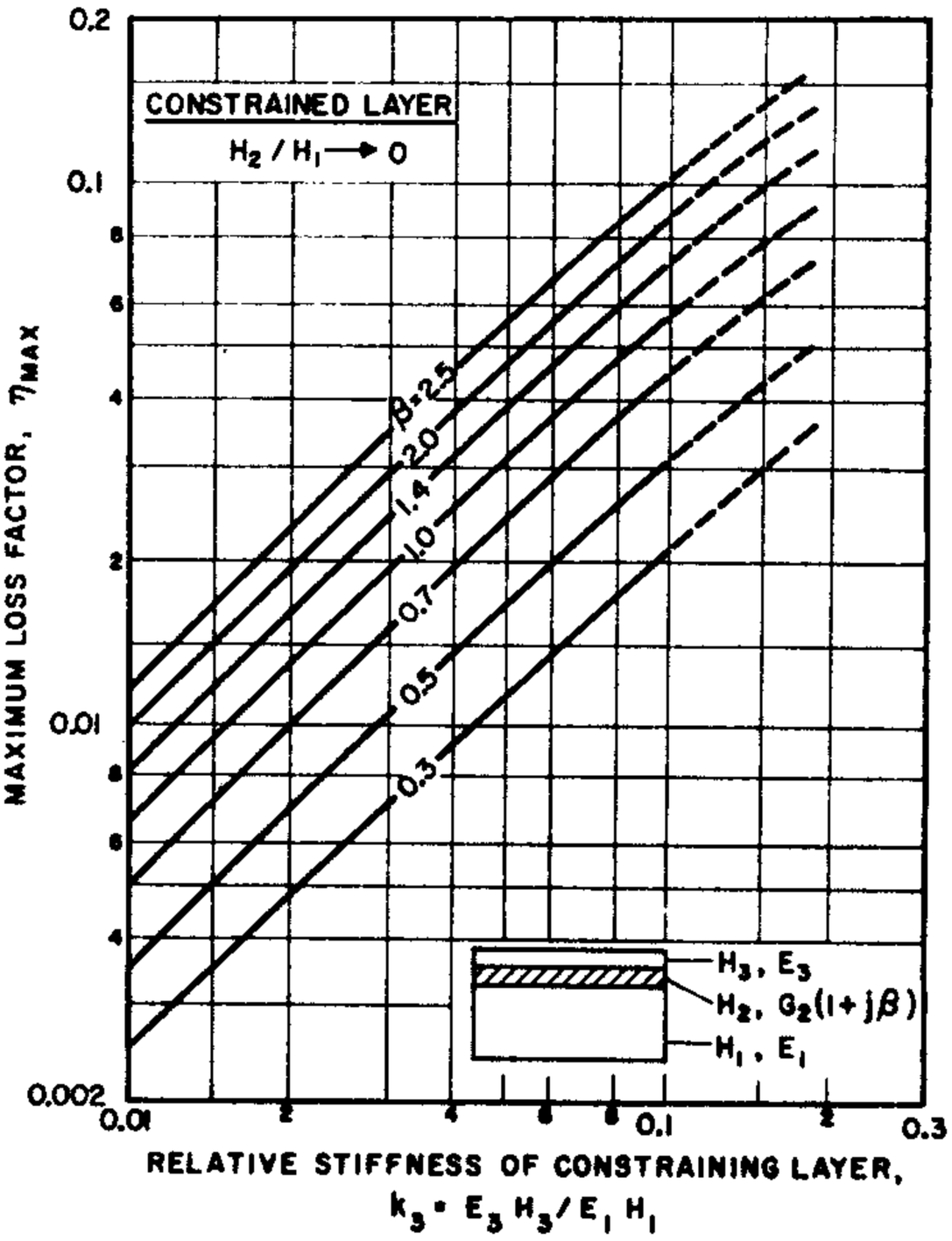


Fig. 2. Calculated maximum loss factor η_{max} for constrained viscoelastic layers.

thicknesses (H) and elastic moduli (E). An approximate expression for the loss factor is also shown (Subscripts: 1 – plate to be damped; 2 – viscoelastic layer).

In Fig. 2 the maximum loss factor for a constrained viscoelastic layer is shown as a function of k_3, the relative stretching stiffness of the constraining layer and the base plate (Subscripts: 1 – plate to be damped; 2 – viscoelastic layer; 3 – constraining layer). Curves are presented for several values of β, the shear loss factor of the viscoelastic material. There is an inherent, dispersion-like frequency dependence in the damping of a constrained viscoelastic layer[2]. Here we speak of the maximum value of the loss factor.

For a free viscoelastic layer, the maximum damping for a given treatment weight is obtained if one maximizes the quantity $E_2\eta_2/\varrho^2{}_2$. The best materials that we have seen in the literature[4, 5] have $E_2\eta_2 \approx 4 \times 10^9$ dyne/cm^2, and $\varrho_2 \approx 0.6$ g/cm^3.

For constrained viscoelastic layers with relatively thin constraining layers, maximum damping for a given treatment weight is obtained by maximizing $K_3 = E_3H_3$, the stretching stiffness of the constrained layer. Except for some "exotic" materials, it appears that the best constraining layers are steel, aluminum, and other materials with approximately the same ratio of elastic modulus E to density ϱ. We must, of course, take account of the weight of the viscoelastic layer itself. For higher treatment weights, this consideration becomes unimportant. However, for very light treatments, as the constraining layer is made lighter and lighter, the weight of the viscoelastic layer becomes more important.

In Figs. 3 and 4 the loss factors for both free and constrained viscoelastic layers are compared for various treatment weights on steel and aluminum plates respectively.

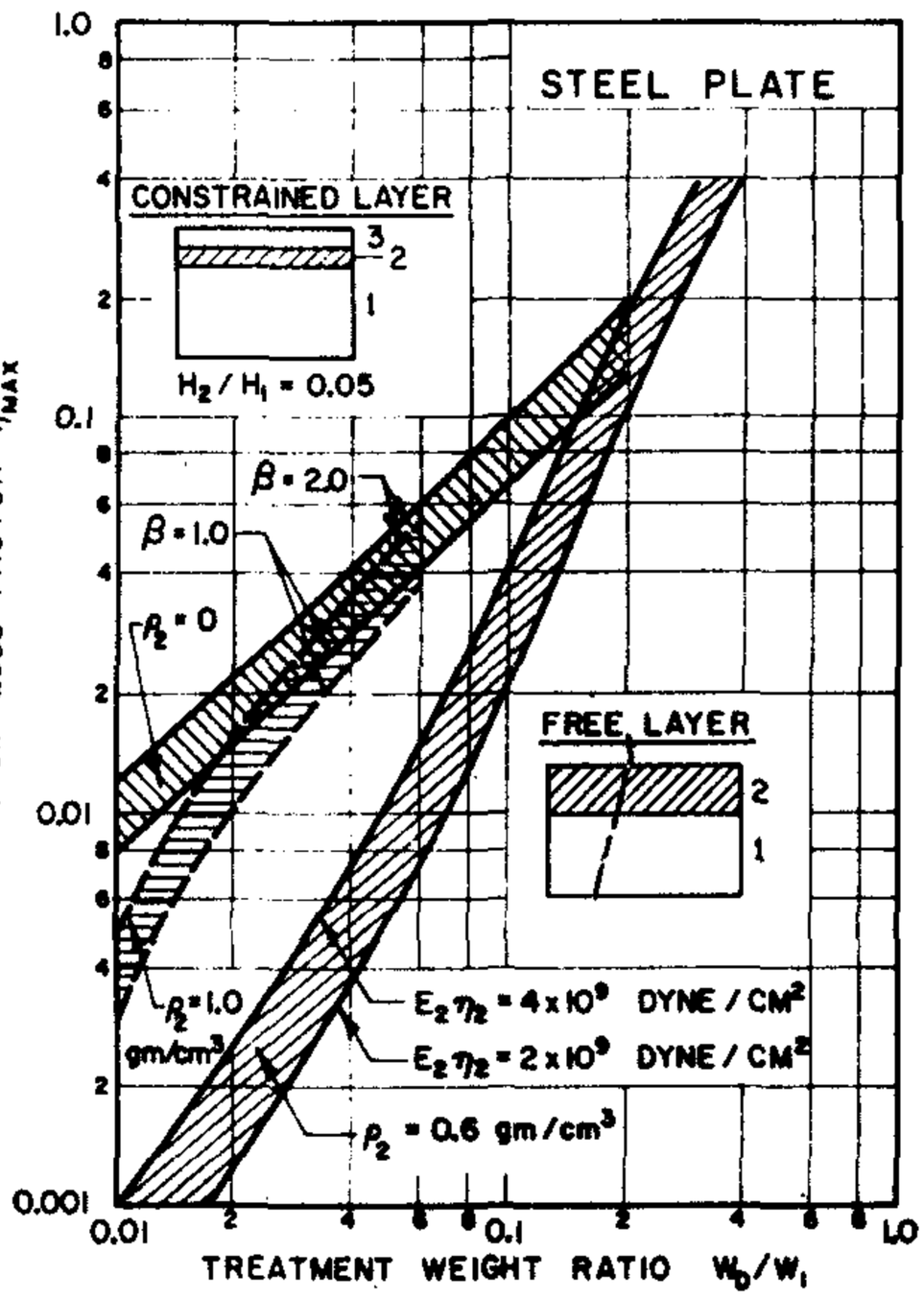


Fig. 3. Comparison of maximum loss factors for free and constrained viscoelastic layers on steel plates.

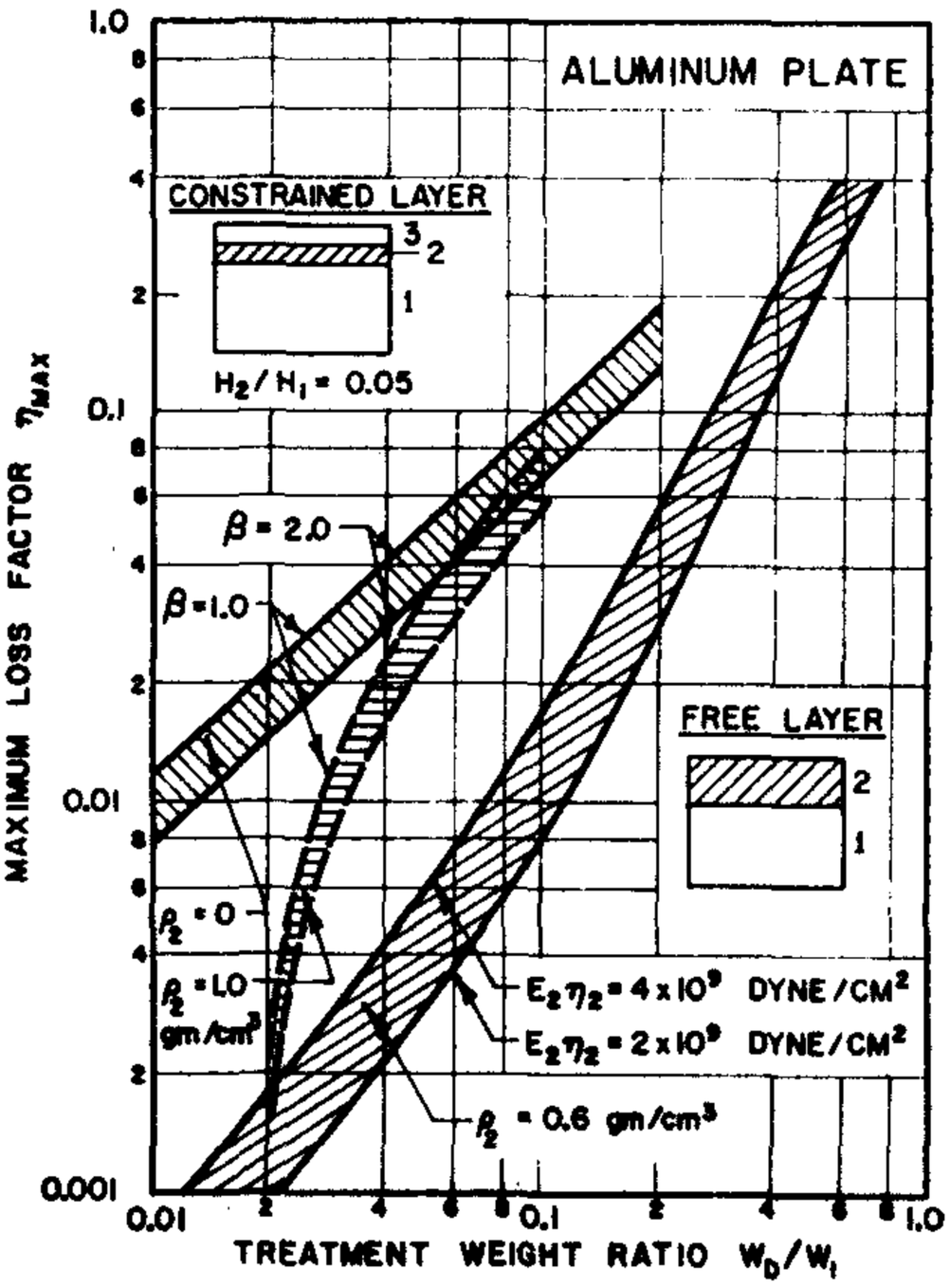


Fig. 4. Comparison of maximum loss factors for free and constrained viscoelastic layers on aluminum plates.

For the free layers, the loss modulus $E_2\eta_2$ is assumed to lie within a factor 2 of the "best" obtainable value. The constrained viscoelastic layer is assumed to have a loss factor β in the range 1.0 to 2.0. These values are reasonable for good, contemporary materials. The effect of including the weight of the constrained viscoelastic layer is shown ($\varrho_2 = 1.0$). The curves for $\varrho_2 = 0$ neglect the weight of the viscoelastic layer. A reasonable thickness $H_2/H_1 = 0.05$ has been assumed for the constrained viscoelastic layer.

We conclude from our analysis that, for presently available damping materials, the constrained viscoelastic layer can provide higher loss factors than the free viscoelastic layer for damping treatment weight ratios up to about 0.2 on steel plates and about 0.4 on aluminum plates. Additional study is required for a comparison of free- and constrained-layer systems on structures other than the large flat plates considered here.

REFERENCES

1. H. OBERST, *Acustica*, 2 (1952) Beih. 4, 181.
2. E. M. KERWIN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 952.
3. D. ROSS, E. E. UNGAR AND E. M. KERWIN, JR., *Colloquium on Structural Damping*, Am. Soc. Mech. Engrs., December 1959.
4. H. OBERST, *Acustica*, 6 (1956) Beih. 1, 144.
5. G. W. BECKER AND H. OBERST, *Kolloid Z.*, 148 (1956) 6.

Damping of Flexural Waves in Plates by Spaced Damping Treatments Having Spacers of Finite Stiffness

E. M. KERWIN JR.

Bolt Beranek and Newman Inc., Cambridge, Mass. (U.S.A.)

The free viscoelastic layer[1] and the constrained viscoelastic layer[2] are useful treatments for damping flexural waves in plates. It is possible to improve the damping performance of both free- and constrained-layer treatments by introducing a "spacer layer" between the plate and the treatment[3]. An ideal spacer layer has infinite shear stiffness, but an extensional stiffness small relative to that of the plate. (These requirements can be approximated by a spacer made up of columns or "islands" of cross dimension small relative to the wavelength of flexural waves.) In this paper we consider the effect of spacer shear compliance in reducing the effectiveness of a spaced damping treatment.

LIST OF SYMBOLS

H_i	thickness of i-th layer of composite plate
$h_i = H_i/H_1$	relative thickness
$E_i^* = E_i(1 + j\eta_i)$	complex Young's modulus
$G_i^* = G_i(1 + j\beta_i)$	complex shear modulus
η_i , β_i	loss factors of E_i and G_i respectively
$k_i = E_iH_i/E_1H_1$	relative extensional stiffness
λ_b	wavelength of flexural waves

Subscripts

1, 2, 3	layers of composite plate
v,s	„viscoelastic" and „spacer", respectively

SPACED FREE VISCOELASTIC LAYER

Damping is characterized by a loss factor η, the reciprocal of the quality Q of a resonance. This loss factor is simply related to other common measures of damping[1-4].

Fig. 1. presents the relative loss factor η/η_3 for a spaced free viscoelastic layer for the particular modulus ratio $E_3/E_1 = 10^{-3}$. The spacer is assumed to be ideal (see ROSS ET AL.[4]).

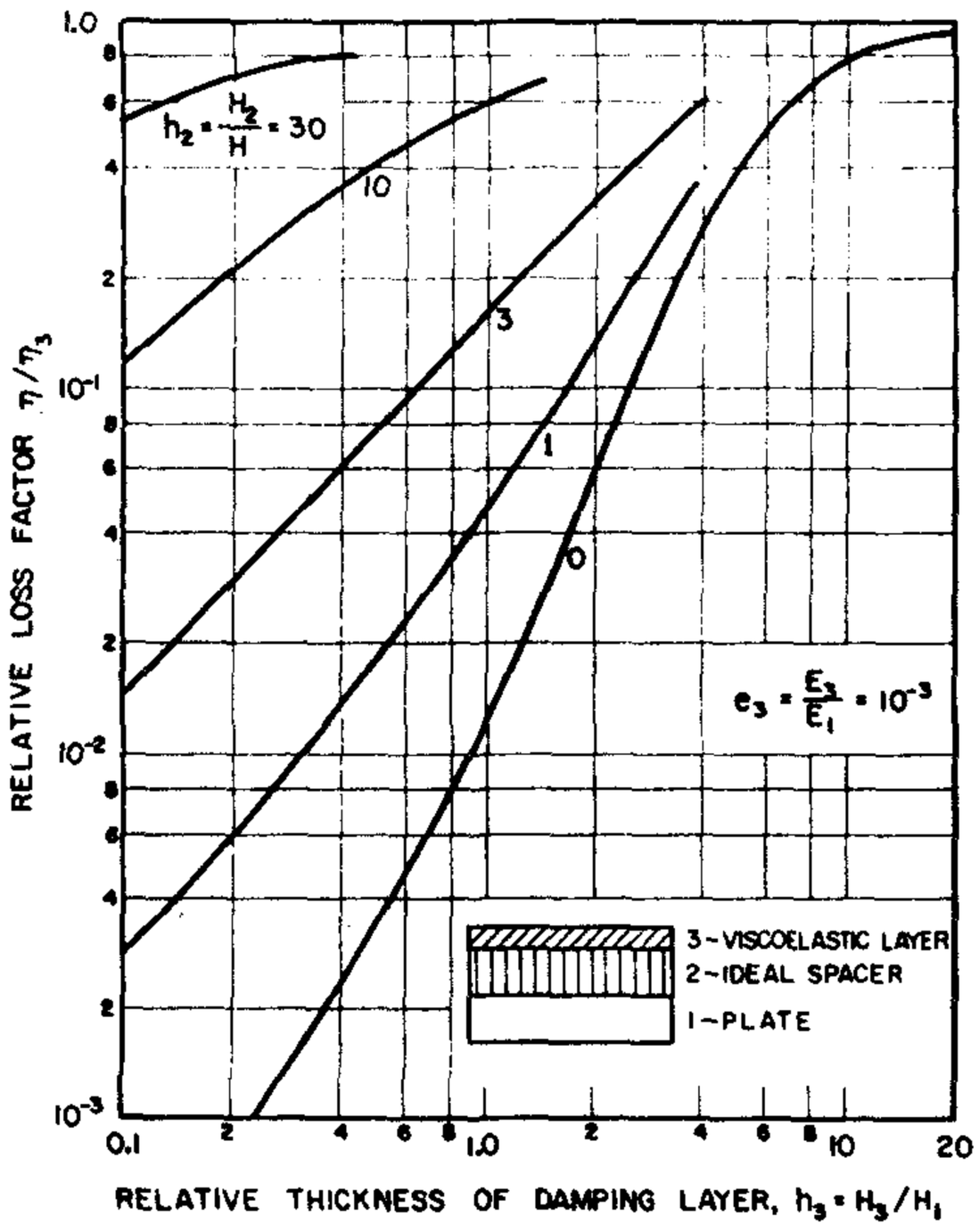


Fig. 1. Relative loss factor for spaced free viscoelastic layer with ideal spacer.

When the spacer has finite shear compliance, the damping performance falls below that for an ideal spacer. The spacer compliance parameter is defined in Fig. 2. Shown in this figure are curves for the relative loss factor versus relative spacer thickness for several values of this spacer compliance parameter for the particular case $E_3/E_1 = 10^{-3}$ and $H_3/H_1 = 1.0$. We see that the damping performance fall srapidly as the spacer compliance parameter becomes larger than about 3×10^{-4}.

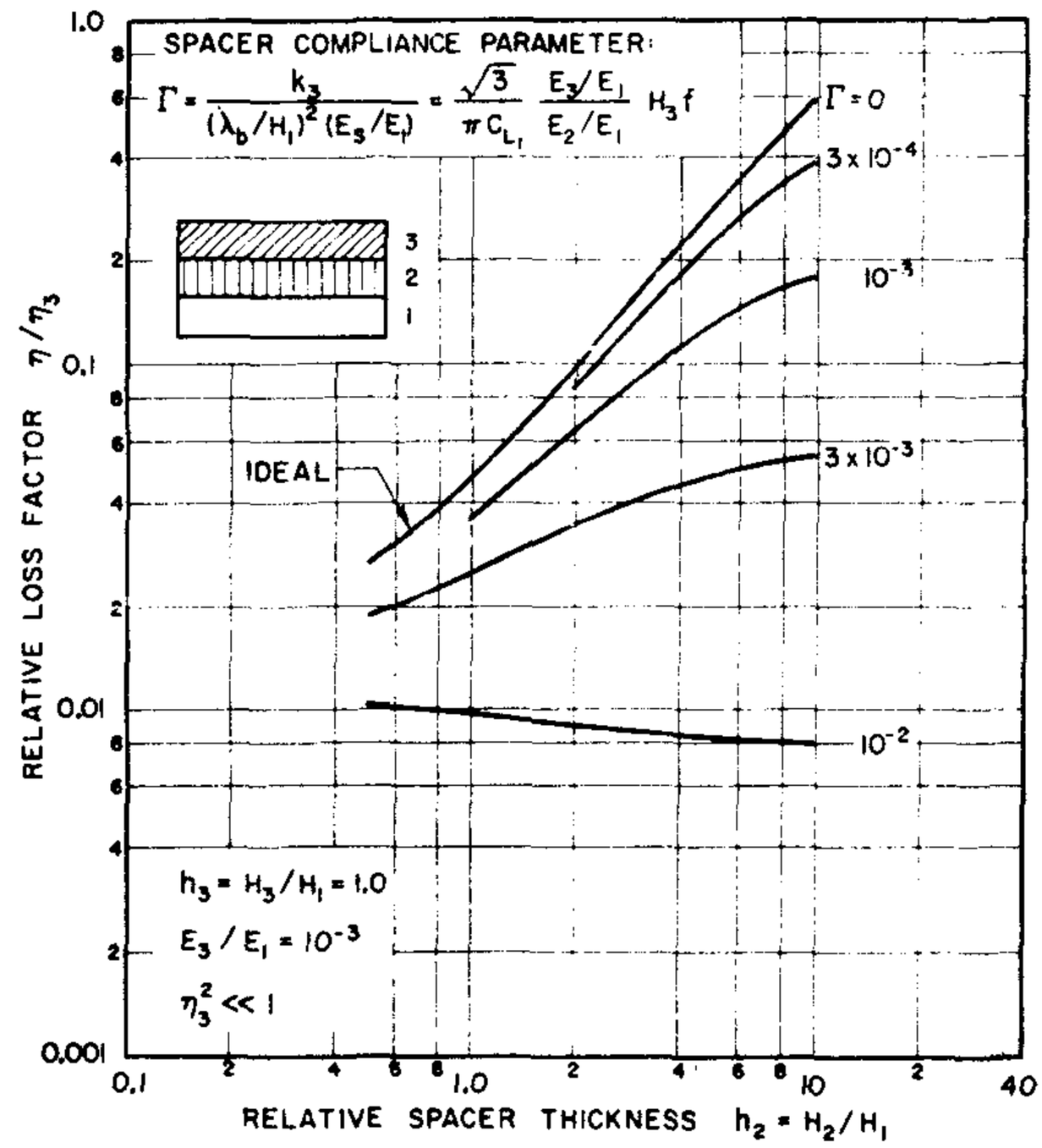


Fig. 2. Effect of spacer compliance on relative loss factor for spaced free viscoelastic layer.

SPACED CONSTRAINED LAYER

The theory for the three-layer plate developed by Ross *et al.*[4] can be adapted for the case of the spaced constrained viscoelastic layer if we assume that the spacer and the viscoelastic layer act as one composite shear layer.

Fig. 3 presents the damping performance of an ideal spaced constrained viscoelastic layer for the particular case $E_3/E_1 = 1.0$ and $\beta = 1.0$.

In Fig. 4 the effects of spacer compliance are illustrated for the particular case $k_3 = E_3H_3/E_1H_1 = 0.01$, and $\beta = 1.0$. Here again we see that as the spacer compliance parameter becomes greater than about 10^{-3}, the maximum loss factor falls appreciably below that for the case of the ideal spacer.

Several of the curves in Fig. 3 are plotted in part as broken lines. In these regions, the value of the compliance parameter prevents the attainment of "optimum" shear parameter as defined by Ross *et al.*[4]. The loss factors plotted are, however, the maximum available for the conditions stated.

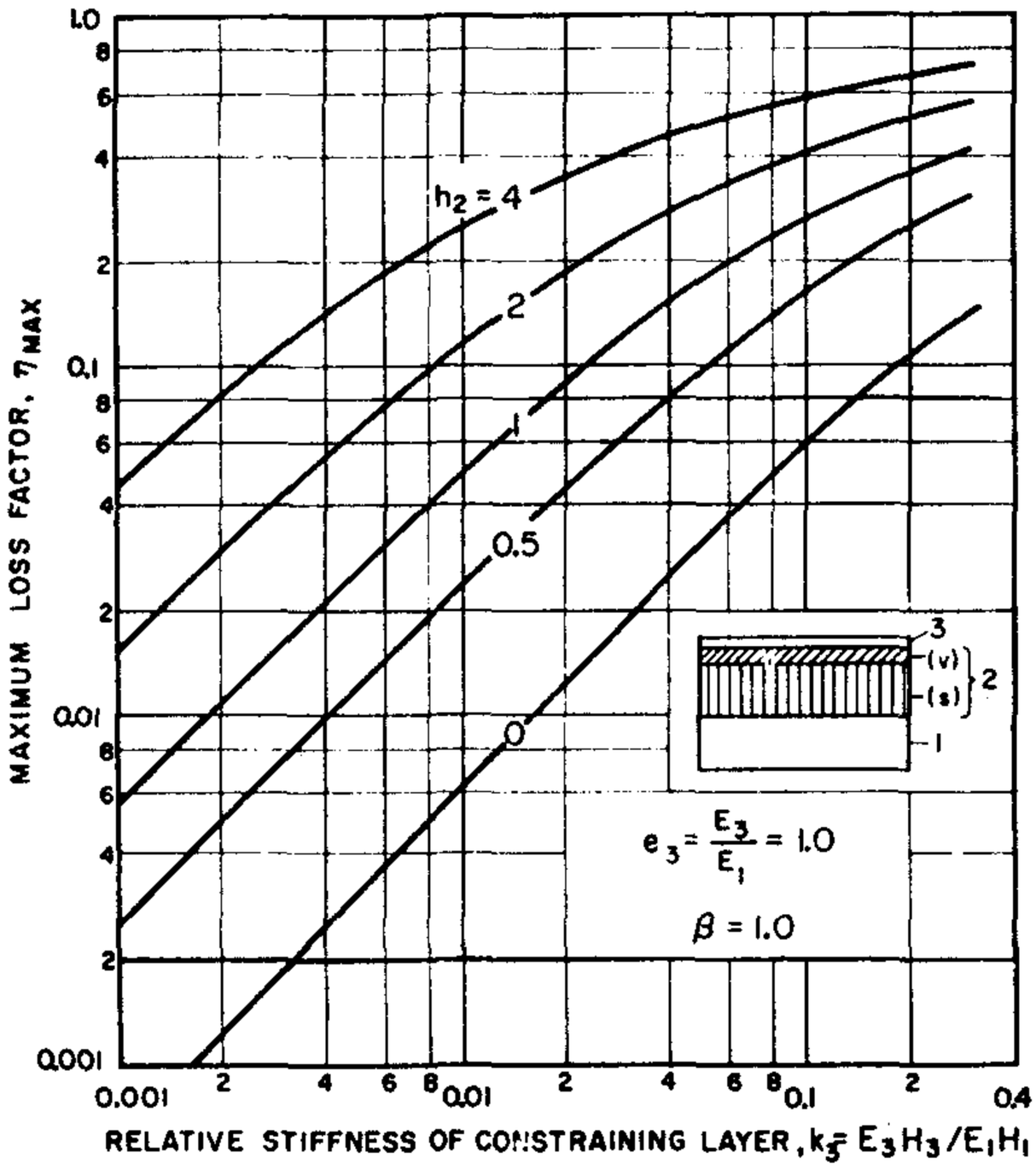


Fig. 3. Maximum loss factor for spaced constrained viscoelastic layer with ideal spacer.

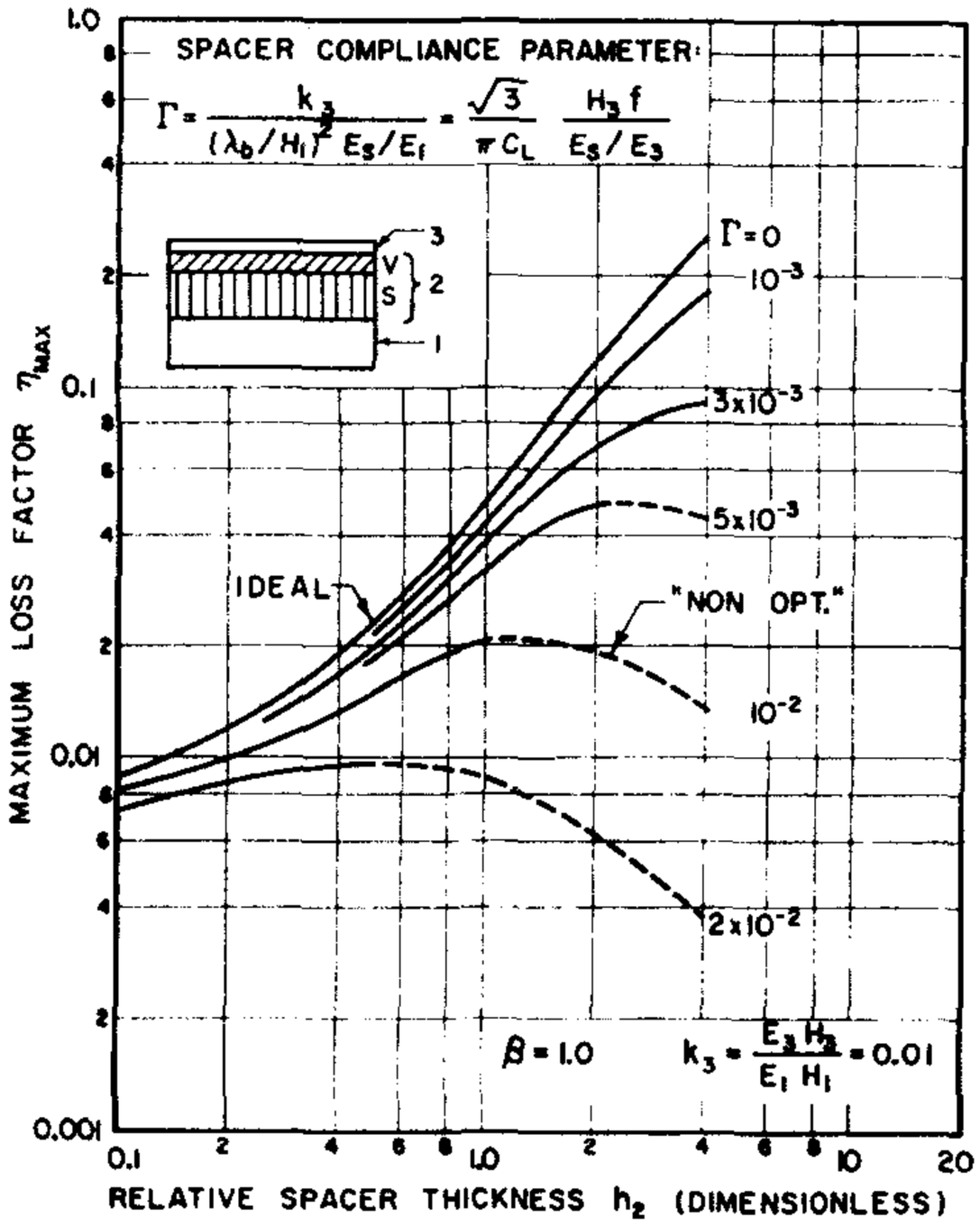


Fig. 4. Effect of spacer compliance on maximum loss factor for spaced constrained viscoelastic layer.

REFERENCES

1. H. OBERST, *Acustica*, 2 (1952) Beih. 4, 181.
2. E. M. KERWIN, JR., *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 952.
3. E. M. KERWIN, JR., *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 846 (Abstract).
4. D. ROSS, E. E. UNGAR AND E. M. KERWIN, JR., *Colloquium on Structural Damping*, Am. Soc. Mech. Engrs., December 1959.

Influence of Damping on Response of Panels to Rnadom Loading*

R. F. LAMBERT

Department of Electrical Engineering, University of Minnesota, Minneapolis, Minn. (U.S.A.)

INTRODUCTION

The response of mechanical structures to random loading is one important aspect of problems involving noise control and fatigue. Of particular interest is the role played by damping and its relation to the correlation properties of the forcing field. Ideally, one would like to ascertain during design how to dampen the structure and also how to stiffen the structure in order to limit either the root mean square (rms) deflection amplitude or the rms strain amplitude in certain regions of the structure to within prescribed limits. However, one cannot do this systematically without prior knowledge of the cross-correlation properties of the exciting forces.

In addition to rms amplitude the probability distribution of response may be a vital factor in predicting fatigue but for the present let us restrict our attention to rms response itself. In particular, one would like a rapid and systematic method of viewing response and gathering design information. A convenient method for doing this is to visualize response in the complex frequency plane in the form of a pole diagram.

RESPONSE TO RANDOM LOADING

For simplicity let us consider a uniform bar of cross-sectional area S and thickness h subjected to random transverse loading. It is assumed that the lateral displacement response w satisfies a differential equation of the form

$$B\nabla^4 w(x,t) + \mu \frac{\partial w(x,t)}{\partial t} + M \frac{\partial^2 w(x,t)}{\partial t^2} = f(x,t) \tag{1}$$

where B is the bending stiffness, μ is a frictional damping constant, M is the mass and $f(x,t)$ is an applied random force per unit of length whose spatial and temporal correlation properties are prescribed. There is little formal difficulty in extending the ideas and analysis to finite panels such as membranes and plates.

For purposes of this analysis one transforms the source cross-correlation function $\langle f(x, t + \tau) f^*(x',t)\rangle$ to the complex frequency plane by employing the Fourier relation

$$FF^*(x,x',\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle ff^* \rangle \, e^{-j\Omega\tau} \, d\tau \tag{2}$$

* Work supported by U.S. Air Force Contract AF 33(616)-5426.

where τ is the temporal delay, Ω is a generalized frequency variable and the asterisk denotes complex conjugate.

The Fourier coefficients of FF^* are obtained by series expansions in terms of the orthogonal characteristic functions of the bar (or panel) and turn out to be

$$b_m b_n^* = \frac{1}{\Lambda_m \Lambda_n} \int_0^L \mathrm{d}x' \int_0^L \mathrm{d}x \, FF^* \, \varphi_m(x) \varphi_n(x') \tag{3}$$

where the characteristic functions $\varphi_m(x)$ satisfy the relation

$$\nabla^4 \varphi_m(x) - \lambda_m^4 \varphi_m(x) = 0 \tag{4}$$

including boundary conditions, L is the length of the bar, and

$$\Lambda_m = \int_0^L \varphi_m^2(x) \mathrm{d}x. \tag{5}$$

It will be further assumed that the characteristic values, λ_m, are real.

Let $H_m(\Omega)$ be the generalized displacement response ratio of the m-th mode of the bar. Then, for a linear system the cross power spectrum of the coefficients of response is

$$a_m a_n^* = b_m b_n^* \, H_m H_n \tag{6}$$

The cross power of the complete response at points x and x' of the bar may be obtained by summing response over all modes as follows

$$WW^*(x,x',\Omega) = \sum_m \sum_n a_m a_n^* \varphi_m(x) \varphi_n(x') \tag{7}$$

The cross correlation of response between the points x and x′ is then obtained by transforming Eq. 7 back to the time domain by use of the inverse Fournier transform.

To calculate the mean square displacement of a particular mode we set $x = x'$ and $\tau = 0$ when performing the inverse transform. Thus, for the mean square displacement of the m-th mode one calculates

$$\langle w_m^2(x) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |a_m(\Omega)|^2 \varphi_m^2(x) \mathrm{d}\Omega \tag{8}$$

The total mean square response of a resonant structure at the point x is usually approximated by ignoring coupling between modes and summing over all modes, viz

$$\langle w^2(x) \rangle \simeq \sum_m \langle w_m^2(x) \rangle. \tag{9}$$

The accuracy and rapidity of convergence[1] of the series represented by Eq. 9 depends in general upon physical damping characteristics, correlation properties of source, and the structure of the panel, *i.e.* the relative location of the natural frequencies.

INTERPRETATION OF RESPONSE FROM POLE DIAGRAMS

In order to investigate relationships between source correlation properties and modal damping let us consider the relatively simple case of a bar with clamped-clamped boundaries forced at its center $\left(x = \frac{L}{2}\right)$ by a small electromagnetic driver unit, Fig. 1. The dimensions of the driver coil are small compared with a wavelength at the fre-

quency of the m-th mode and therefore, can be considered as a point source for the purpose of these calculations. Suppose that the bar is excited by band limited noise

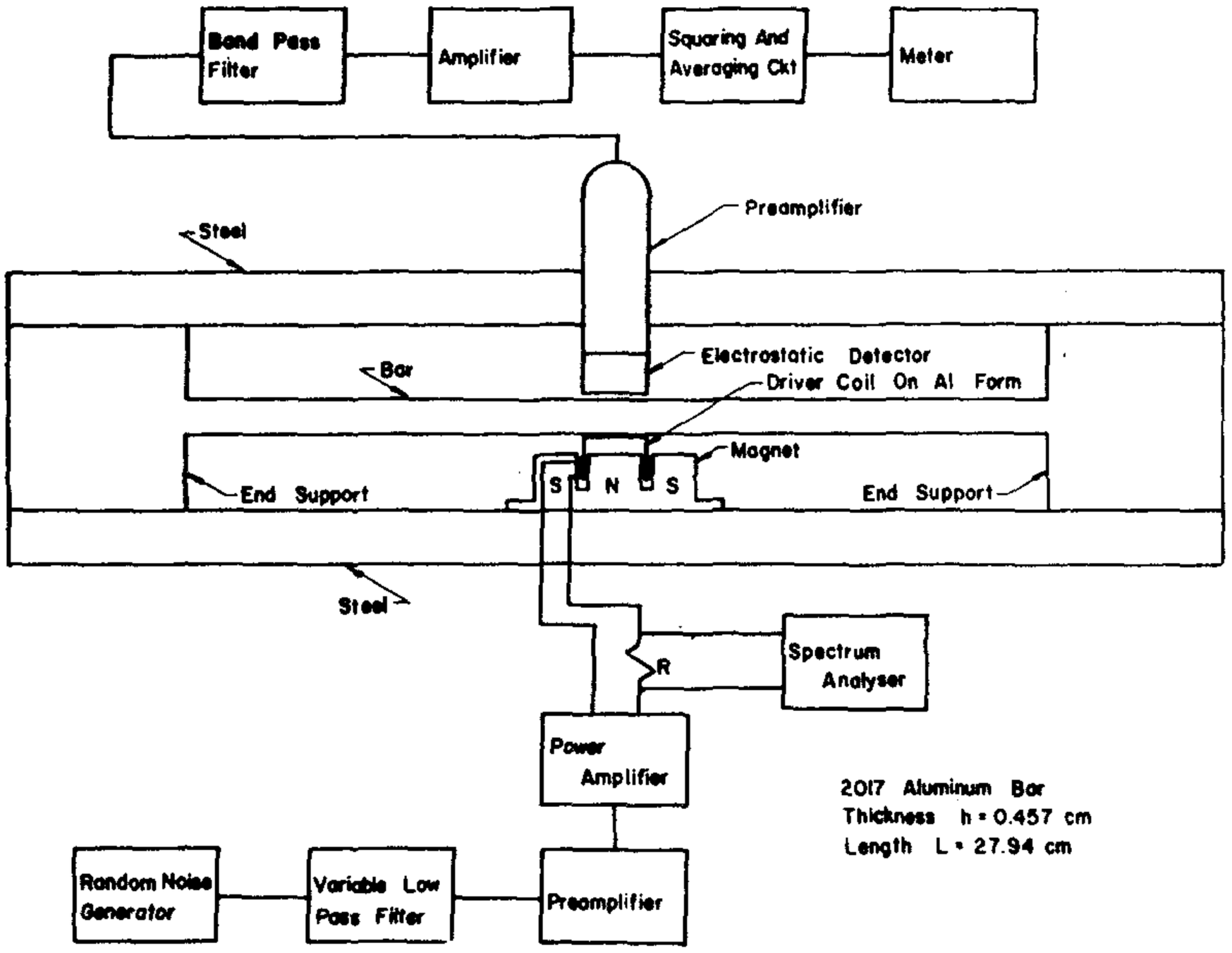


Fig. 1. Experimental arrangement for exciting and detecting random vibrations of a clamped-clamped bar.

whose spectrum has an upper cutoff frequency ω_c and a slope of six decibels per octave. Then the source correlation may be represented in the form

$$\langle ff^* \rangle = D\,\delta\left(x - \frac{L}{2}\right)\,\delta\left(x' - \frac{L}{2}\right)\omega_c e^{-\omega_c|\tau|} \qquad (10$$

where δ is the Dirac delta function and D is the spectral density of the random applied force.

By application of Eq. 2 through 6 the square of the coefficients of response at the point $x = \frac{L}{2}$ becomes

$$|a_m(\Omega)|^2 = \frac{4D}{(LM)^2}\varphi_m{}^2\left(\frac{L}{2}\right)\frac{(j\omega_c)\,(-j\omega_c)}{(\Omega - j\omega_c)\,(\Omega + j\omega_c)\,(\Omega - \Omega_m)\,(\Omega - \Omega_m{}^*)\,(\Omega + \Omega_m)(\Omega + \Omega_m{}^*)} \qquad (11)$$

where $\Omega_m = j\beta_m + \omega_m$ is the natural frequency of the m-th mode. The imaginary part of Ω_m, namely β_m, represents the effective damping constant of the m-th mode and controls the time rate of decay of the response. The real part, namely $\omega_m = \left[\frac{B}{M}\lambda_m{}^4 - \beta_m{}^2\right]^{1/2}$ is the oscillatory frequency of the m-th mode. A pole diagram of Eq. 11 including conjugate source poles at $j\omega_c$ and bar poles at Ω_m is shown in Fig. 2. Aside from scale factors which appear as a multiplier in Eq. 11 the modal displacement response of the structure is visualized in Fig. 2 without further approximation.

In order to obtain the mean square response of the m-th mode, Eq. 8, one must

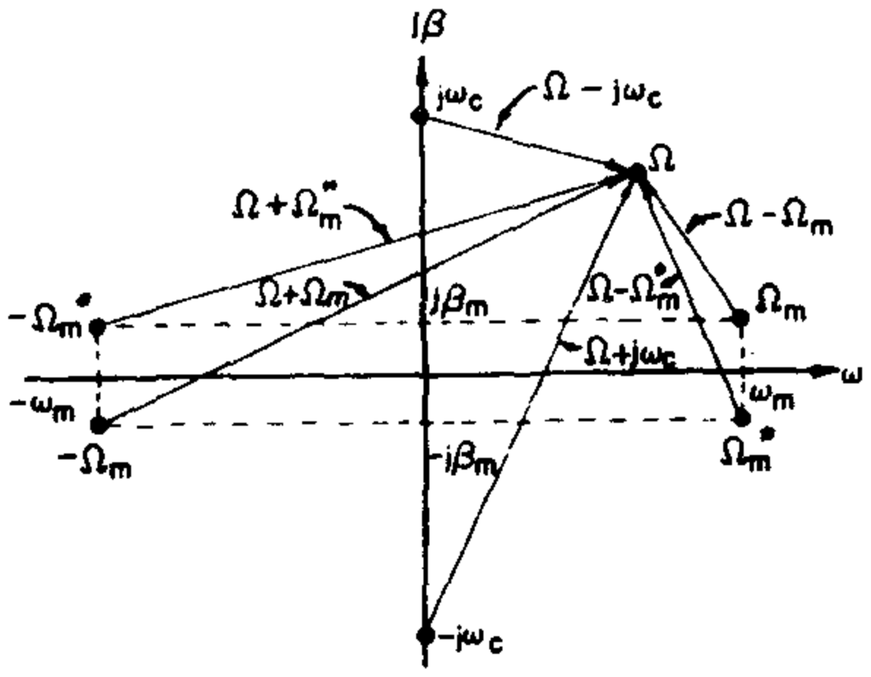


Fig. 2. Pole diagram of excitation and mode displacement response in complex Ω plane based upon Eq. 11.

integrate Eq. 11 over all frequencies. This is readily carried out by employing the calculus of residues. From Eq. 8 and 11 we find at the point $x = \frac{L}{2}$ that

$$\langle w_m^2\left(\frac{L}{2}\right)\rangle \simeq \frac{2D}{(LM)^2}\varphi_m^4\left(\frac{L}{2}\right)\left\{\frac{1}{\omega_m^3}\frac{\omega_c/\omega_m}{[1+\omega_c^2/\omega_m^2]^2}\left[1+\frac{\omega_c}{\omega_m}Q_m\left(1+\omega_c^2/\omega_m^2\right)\right]\right\} \quad (12)$$

where it has been assumed that $Q_m^2 = \left(\frac{\omega_m}{2\beta_m}\right)^2 \gg 1$, an approximation that is valid in these studies. It is of interest to vary the ratio ω_c/ω_m from low to high values as compared with unity and note important differences in response (Eq. 12), in particular the extent to which damping influences response. The results can be checked experimentally quite readily. In the limiting cases mentioned above Eq. 12 reduces to the forms

$$\langle w_m^2\left(\frac{L}{2}\right)\rangle \simeq \frac{2D}{(LM)^2}\varphi_m^4\left(\frac{L}{2}\right)\left[\frac{\omega_c}{\omega_m^4}\left(1+\frac{\omega_c}{\omega_m}Q_m\right)\right] \qquad \omega_c^2/\omega_m^2 \ll 1 \quad (13a)$$

$$\langle w_m^2\left(\frac{L}{2}\right)\rangle \simeq \frac{2D}{(LM)^2}\varphi_m^4\left(\frac{L}{2}\right)Q_m/\omega_m^3 \qquad \omega_c^2/\omega_m^2 \gg 1 \quad (13b)$$

We note from Eq. 13a that for $\frac{\omega_c}{\omega_m} \ll \frac{1}{Q_m} \ll 1$ the response becomes more or less independent of the factor Q_m and hence independent of damping. In this case the noise spectrum lies well below ω_m (Fig. 3), and does not overlap the modal response to an appreciable extent.

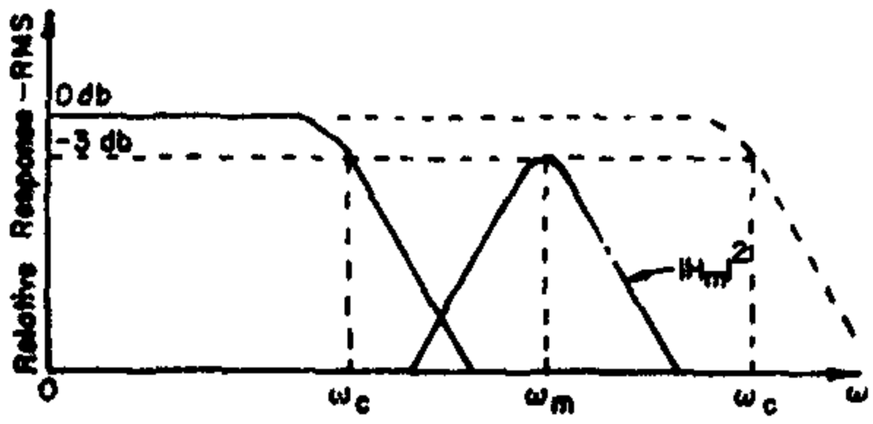


Fig. 3. Excitation spectrum and mode response for limiting values of ω_c/ω_m.

Here the source poles lie close to the ω axis (Fig. 2), and their residues can dominate over the residues of the bar poles in the response calculations. The closer the proximity of ω_c to the ω axis the larger its residue in comparison with that of the bar itself. In such cases the random response of the structure is controlled largely by stiffness and therefore added damping will have comparatively little effect in decreasing the amplitude of response. Thus, from Eq. 13a it would appear to be more effective to

reduce the amplitude of the motion by increasing ω_m rather than lowering Q_m. This can be accomplished physically by stiffening the structure.

On the other hand, as $\frac{\omega_c}{\omega_m}$ is increased to values approaching unity and higher the contribution to the motion by the source poles decreases until finally the response is controlled almost entirely by the location of the bar poles, Ω_m. In this case we say that the response is damping controlled although from Eq. 13b it is evident that the response is still sensitive to the location of ω_m and hence to stiffness. It is in this range, however, that damping plays its most important role in determining the amplitude of response.

In order to check the above ideas experimentally, the physical system shown schematically in Fig. 1 was employed. The spectral density of the force D was held constant by monitoring the current in the voice coil with a spectrum analyzer while ω_c was continuously varied. Experimental displacement response curves for the third

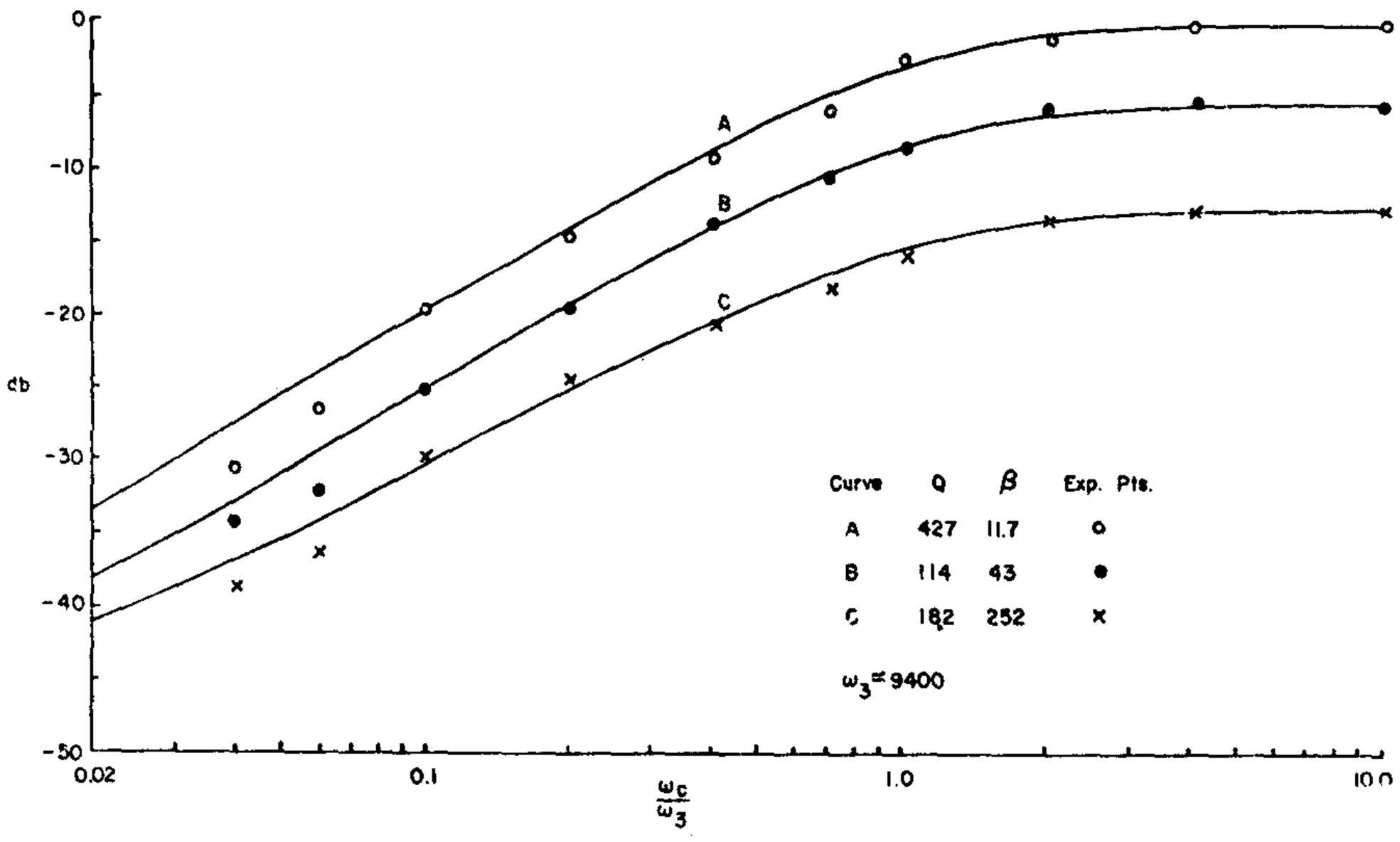


Fig. 4. Experimental and theoretical rms displacement response of third mode versus ω_c/ω_3 for different values of damping.

mode together with calculations based upon Eq. 12 are shown in Fig. 4. The rms response as measured on a decibel scale by an averaging meter is plotted versus $\frac{\omega_c}{\omega_3}$ for several values of damping. Damping is controlled by additive viscoelastic layers. The variable low pass filter used to control ω_c was calibrated and designed to produce temporal correlations approximating those of Eq. 10 quite closely. Experimental points follow the theoretical behavior quite well over ranges of response amplitude where good measurements can be had. For values of $\frac{\omega_c}{\omega_3} < 0.10$ response amplitudes are falling rapidly and accurate measurements are difficult to realize.

The above ideas and viewpoints on correlation and damping are extended readily to more complicated correlation fields involving random acoustic noise incident on

panels and panels driven by flowing turbulence. Such situations can be analyzed and interpreted conveniently in the complex Ω plane. Some problems involving response of plates to flowing turbulence have been examined by DYER[2] from a somewhat different point of view and predictions based upon an analysis similar to the above are consistent with his results in situations where they can be checked readily.

It is to be expected that the more complicated the correlation properties of the source and the more complicated the response characteristics of the structure, the more valuable pole diagrams will become in predicting response and aiding design. The analysis is especially valuable when predicting changes in response after a change is made in either the exciting field or the structure or both. From such an analysis it also may be possible to ascertain whether or not relatively simple laboratory tests can simulate essential features of random response to more complicated noise fields. In passing it is mentioned that concepts not too far removed from those presented here have found widespread use in the synthesis of lumped electrical networks for specified transient and steady-state response.

REFERENCES

1. R. F. LAMBERT, *Wright Air Development Center, Techn. Rept.* 58–569, A.S.T.I.A. Document No. 214382.
2. I. DYER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 922.

On the Damping Characteristics of Fabric-reinforced Rubber

F. M. WIENER AND C. M. GOGOS
Bolt Beranek and Newman Inc., Cambridge, Mass. (U.S.A.)

Fabric-reinforced rubber is used extensively in drive belts and automobile tires. Under dynamic excitation bending vibrations occur which give rise to the radiation of sound, particularly in the case of tires. To investigate the internal damping, the quality factor Q of a strip of fabric-reinforced rubber clamped at both ends and excited into bending vibrations under static load was measured. This strip approximates a piece of belting or a narrow radial section through an automobile tire.

TECHNIQUE

The sample under test was suspended from a small concrete platform which, in turn, was supported by four braced steel legs (Fig. 1). Static tension was supplied by concrete blocks clamped to the lower end of the sample. Crossed strings tied to the four corners of the blocks eliminated pendulum and torsional oscillations. Near the center of the sample, a small coil was cemented onto the rubber and inserted into the air gap of a magnetized structure, positioned by a cross-slide. Energized from an oscillator, the coil supplied the excitation of the sample into bending vibrations with a minimum of added mass and damping. The resulting deflections at the driving point were measured

by means of a capacitative pickup and a piece of metallic foil cemented onto the

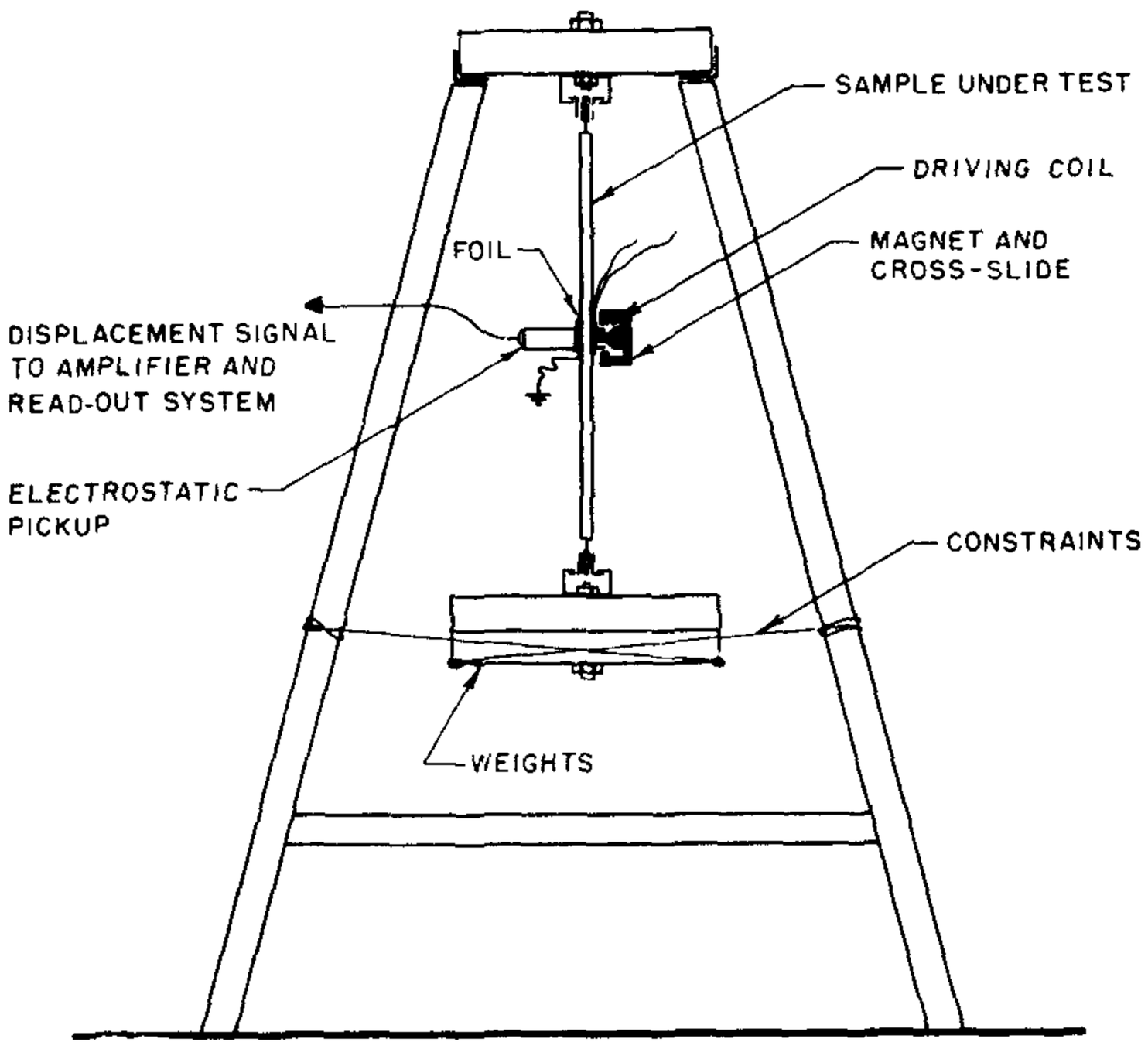


Fig. 1. Test fixture.

sample. An electronic counter was used to measure the frequency at each mode of vibration and at the half-power points below and above resonance.

RESULTS

A number of rubber strips 18 in. long and 1 in. wide and reinforced with various fibers were tested. Fig. 2 shows the results of the measurements of Q made under constant tension on three samples of varying rubber thickness. The reinforcing fabric consisted here of two layers (plies) of parallel cords, fabricated from synthetic fibers. The static Young's modulus of the fibers greatly exceeded that of the rubber, so that the fabric supported the load. The experimental points show the values of Q for the fundamental and higher resonant modes for each sample.

The ratios of the frequencies of the first few modes to the fundamental closely follow the progression of the odd integers. The frequencies themselves were found to be roughly proportional to the square root of the tension and inversely proportional to the square root of the mass per unit length. This implies that the samples behave like a string under tension, excited at the center, with some bending stiffness added by the rubber layer. Measurements on this and other samples indicate that Q decreases approximately inversely with frequency beyond the second resonant mode and that Q is roughly proportional to the tension.

The damping could be assigned to the bending waves in the rubber, because of the presence of a loss factor in the dynamic Young's modulus of rubber[1]. According to KERWIN[2], the attenuation constant α of the bending waves

$$y = y_0 \exp [ik^* x] \exp [-i\omega t]$$

along the sample can be expressed as the ratio of the power of the flexural vibrations P_D dissipated per unit length x in the sample to the total power P of the vibrations travelling along the sample. Therefore

$$2\alpha = -P_D/P \qquad Q = \omega/\Delta\omega = (\omega/2\alpha)\,(\mathrm{d}k/\mathrm{d}\omega)$$

where k is the real part of the complex propagation constant k^* and $\omega = 2\pi f$ the angular frequency at the mode in question. For a string in tension and small bending stiffness, $k \approx \omega(T/m)^{-\frac{1}{2}}$, where T is the tension and m the mass of the sample per unit length. Calculating P for a string and P_D for the rubber layer coupled to it, one finds $Q \propto T^2/\omega^2\eta_R B_R$. This implies that as the tension is varied for a given sample, Q is directly proportional to T^2 for a given frequency. Conversely, for a given tension, Q varies as ω^{-2} assuming that $\eta_R B_R$ remains constant, where B_R is the bending stiffness and η_R the loss factor of the rubber. For most rubbers η_R increases with frequency and the frequency dependence will be even stronger. These conclusions are contradicted by the experimental evidence and this model is not appropriate.

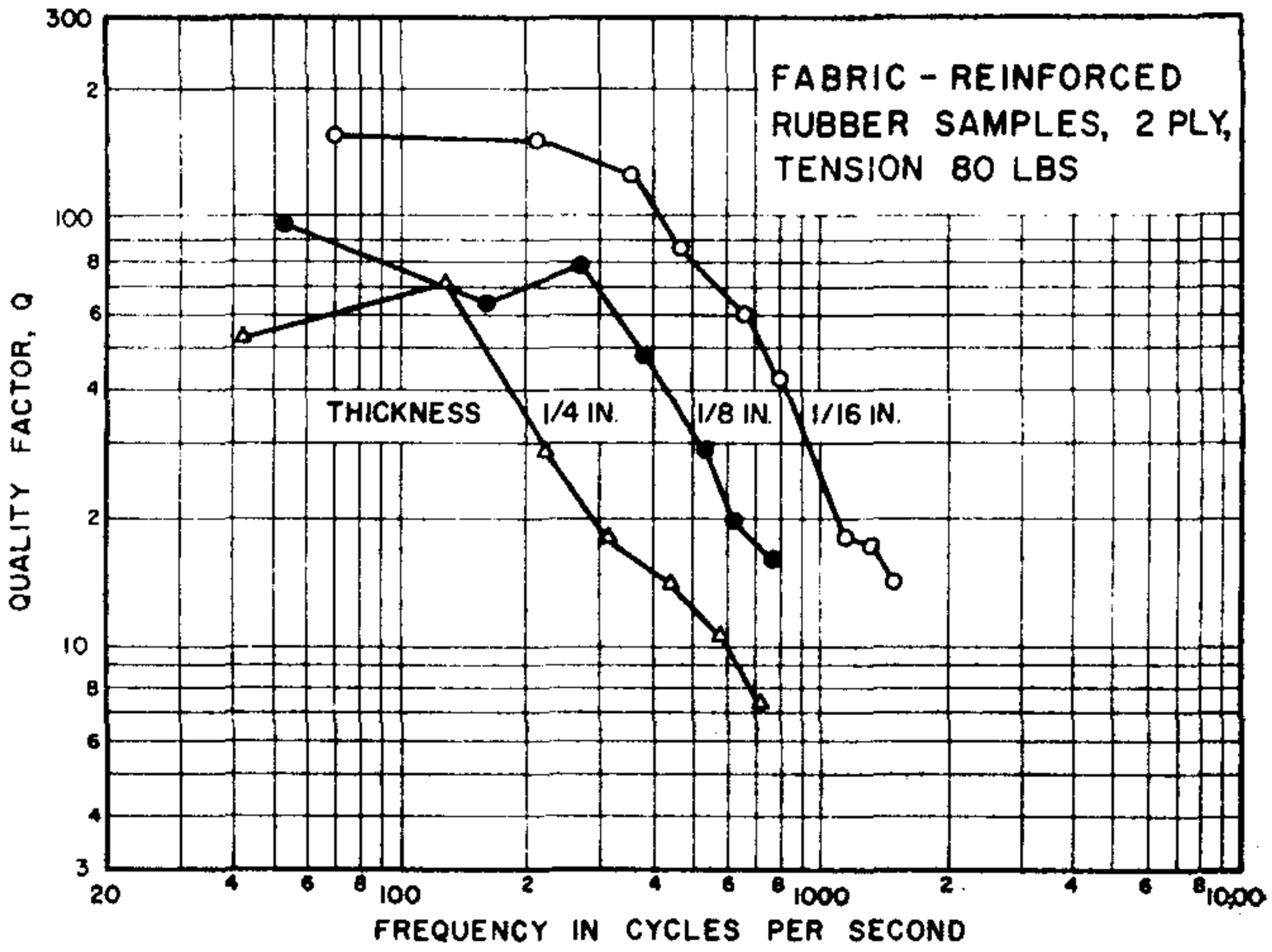


Fig. 2. Quality factor Q as a function of frequency for samples of various thicknesses.

If damping is taking place in shear between the plies of the fabric and in a layer between the fabric and the rubber, one finds, calculating P_D for this case, $Q \propto T/\varepsilon_R G_R$, where ε_R is the loss factor of G_R, the dynamic shear modulus of the shear layer of rubber. This expression scales correctly in T. Calculating Q from the above expression and using approximate values of ε_R and G_R obtained independently yielded reasonably good functional agreement with the measured values of Q for constant tension. It is therefore reasonable to use this model to account for the experimental evidence within the limits of the experiments reported here.

REFERENCES

1. A. W. Nolle, *J. Polymer Sci.*, 5 (1959) 1.
2. E. M. Kerwin, Jr., *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 952.

The Static Approximation in Elastic Wave Theory

J. E. WHITE

Denver Research Center, The Ohio Oil Company, Littleton, Colo. (U.S.A.)

INTRODUCTION

Elastic wave propagation is often influenced by some form of inhomogeneity, the characteristic dimension of which is small compared with the wavelengths of interest. Although more elaborate mathematical methods have been used, it is simpler and faster to set the problem up initially in terms of the low-frequency limit. Only the solution for the low-frequency region is obtained, and no criterion is provided to mark the boundary of „the low-frequency limit". However, this technique has its place and should not be overlooked in approaching a new problem.

EXAMPLES FROM THE LITERATURE

Several writers have applied this viewpoint to elastic waves in finely laminated solids, deriving from static stresses the elastic constants in terms of the properties of the two materials, and hence the speeds of plane elastic waves in the laminated material.

Many writers have been interested in speeds of wave propagation in granular materials, making use of the static deformation of elastic spheres near their points of contact, as derived by HERTZ for normal forces and by MINDLIN for tangential forces. For a given kind of sphere packing, the gross elastic constants thus obtained yield the speeds of elastic waves .

Another situation of interest concerns the coupling of elastic waves to a fluid-filled cylinder. The total disturbance in the fluid consists of waves traveling up and down the fluid column, having been generated at all points along the column by the passage of the elastic wave in the solid. The basic coupling factor at any element can be computed from static elasticity. The summation of such elementary waves has been done by the author for plane waves and spherical waves in the solid. Although various cross-checks supported the validity of the results so obtained, it was felt that some appropriate experiments would provide further information on their applicability.

AIR-BORNE WAVES COUPLED TO A PIPE

It was decided that the major features of the theory could be checked by generating a spreading wave in air and observing the waveforms in a gas-filled pipe, coupled to the outside. For convenience of measurement, the sound was generated in the pipe and the waveforms measured outside, in accordance with the reciprocity theorem

In the apparatus used, a WE 555 horn-driver generated a pulse which traveled down a 3/4 inch diameter copper pipe to a T-joint, thus giving rise to a pulse in each

direction along the main pipe. Coupling to the outside was achieved through glass tubes 1 cm long and 1 mm in diameter, spaced at 4-cm intervals along the pipe.

The result of the theory is actually the impulse response of the system, that is, the waveform outside, assuming that the pressure inside is a unit impulse. This expression is

$$R = \frac{a^2nc}{4LB}\left\{\frac{(1+x_l^2)^{-1/2}\exp[-\alpha|x_l - X|]}{\{c/v - x_l/(1+x_l^2)^{1/2}\}} + \frac{(1+x_u^2)^{-1/2}\exp[-\alpha|x_u - X|]}{\{c/v + x_u/(1+x_u^2)^{1/2}\}}\right\}$$

where

R System response to unit impulse,
a,L Radius and length of side tubes,
n Number of side tubes per unit length,
c Velocity of sound in air,
v Velocity of sound inside pipe,
B Perpendicular distance from pipe to observation point,
X Parallel coordinate of observation point, in units of B,
x_l, x_u Coordinates of two points contributing to R at a given instant of time,
α Attenuation inside pipe.

The desired pressure waveform is then obtained by convolution of this function with the measured pressure pulse inside the pipe.

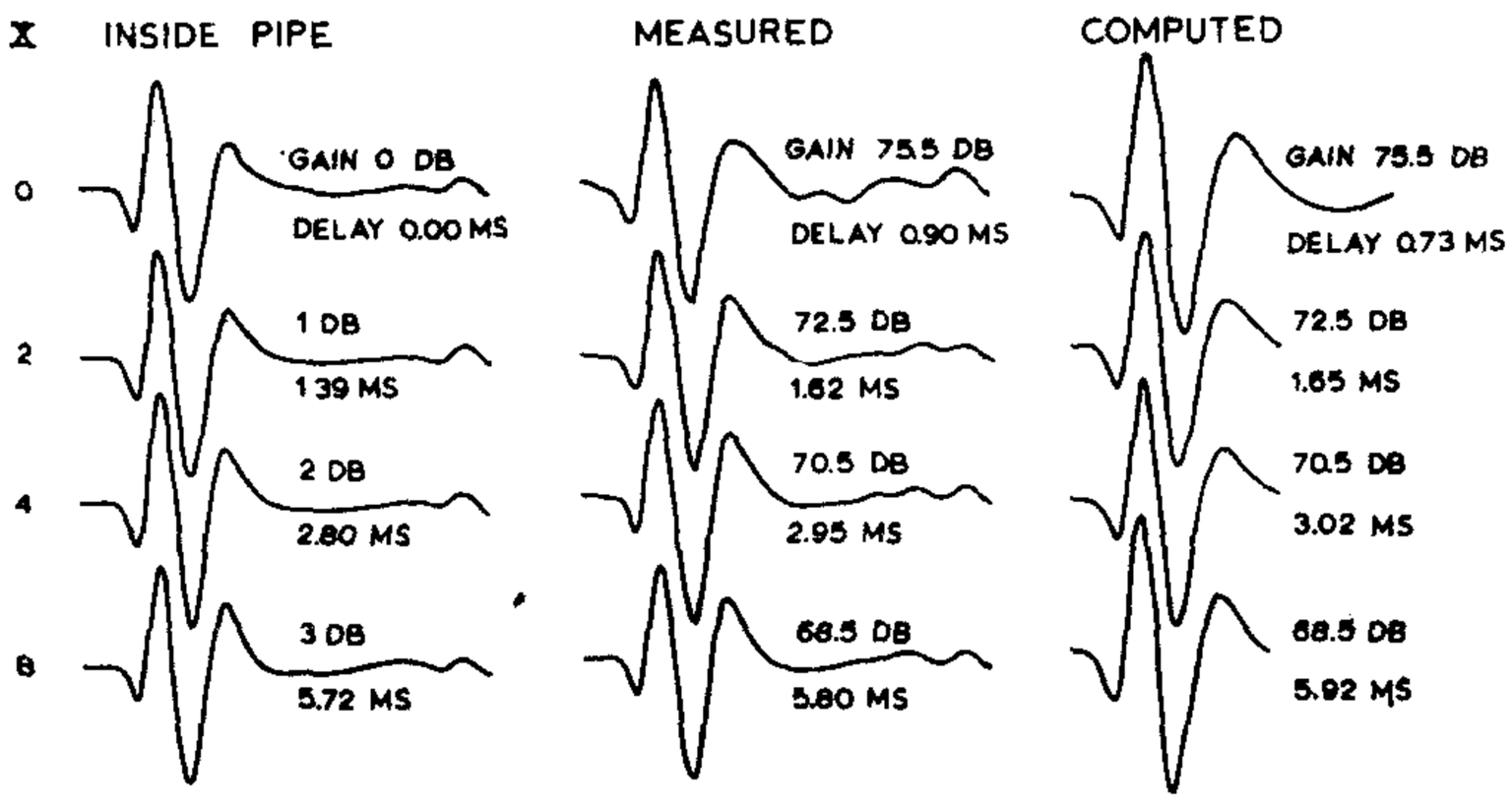


Fig. 1. Spherical wave coupled to a pipe, with matched velocities.

For the first case, with air in the pipe as well as surrounding it, the measured waveforms inside the pipe are shown in Fig. 1. It was concluded that the waveform did not change significantly, the only change being an exponential decrease expressed by exp (0.019 cm^{-1}). The measured pressures for distances of 0, 50, 100, and 200 cm along the pipe are compared with computed results in Fig. 1. In every case the perpendicular distance from the pipe is 25 cm. From the gains it may be seen that pressures inside the pipe are almost 10,000 times larger than those outside. Note that the scales for the computed curves have been chosen so as to permit a direct comparison of amplitudes at each distance.

With carbon dioxide in the pipe, the ratio of speed outside to speed inside was $c/v = 1.30$. The pressure pulses inside the pipe are shown in Fig. 2, from which the decrease in amplitude was concluded to be exp [0.0013 cm^{-1}]. Pressure waveforms outside the pipe for the same four distances are compared with computed curves in this figure. At the greatest distance, the waveform shows two events, one of which came

"direct" through the air and the other through the pipe to the neighborhood of the measuring point.

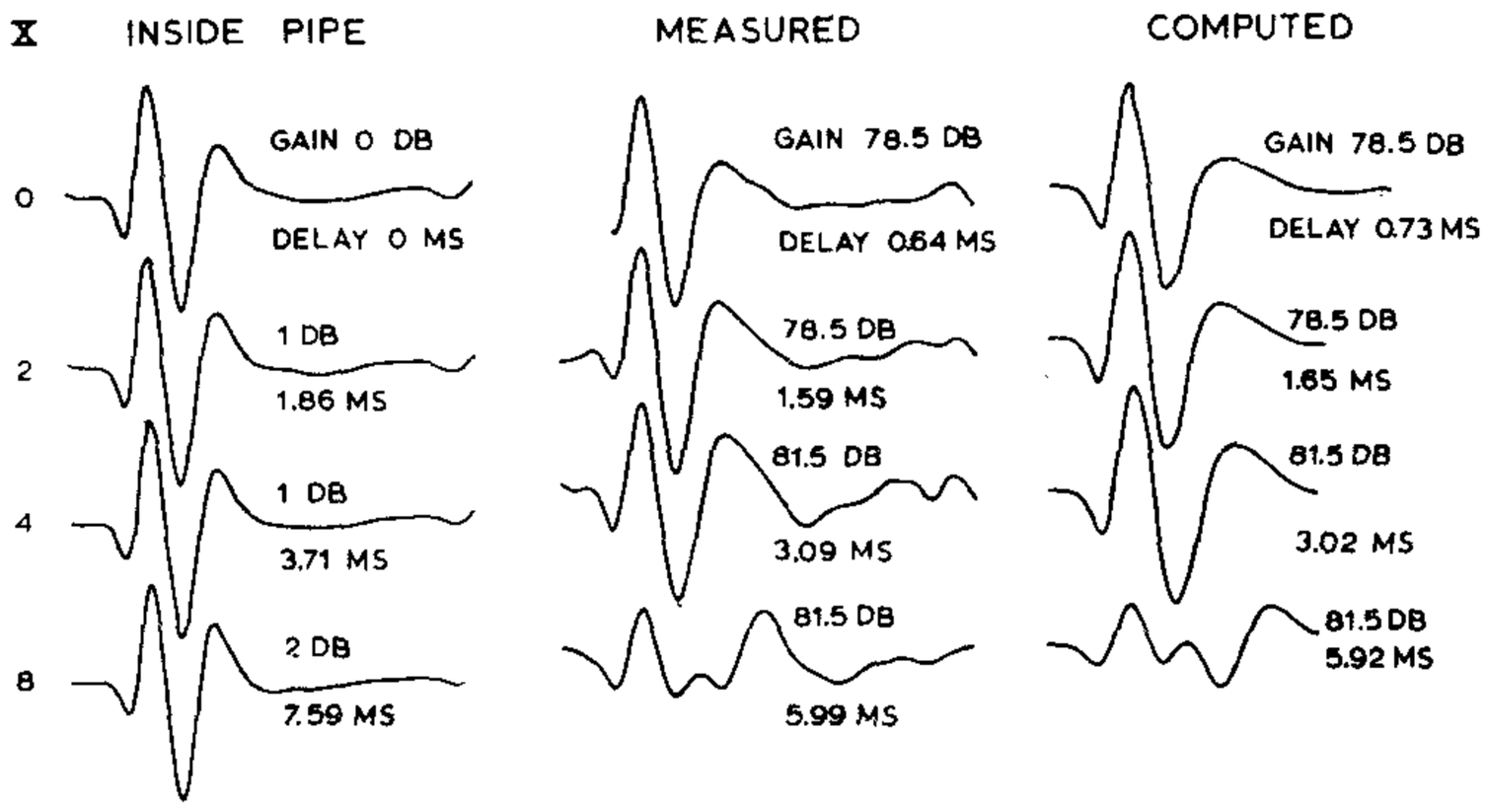


Fig. 2. Spherical wave coupled to a pipe, with lower speed in pipe.

The author feels that these results provide convincing support for this approximate theory of spherical wave coupling.

Dispersive Transients in Earthquake Signals*

M. EWING, S. MUELLER, M. LANDISMAN AND Y. SATÔ
Lamont Geological Observatory, Columbia University, Palisades, N.Y. (U.S.A.)

This paper reports the application of an electronic sound spectrograph to the analysis of transients in complicated earthquake signals.

By means of the sound spectrograph it is possible to analyze wave trains of greater complexity than those which have been treated by Fourier analysis or the peak and trough method. The sound spectrograph developed from that described by POTTER[6], can take an electrical transient of duration 20 seconds and give the relative intensity as a function of time for all spectral components from 5 c/s to 500 c/s. It is possible to increase the frequency resolution by factors up to 7 when a proportionate narrowing of the frequency range to be investigated is permissible. If the seismic signals have been recorded in a form which is easily converted into an electrical transient and if the means for playback at a suitably increased speed are available, the sound spectrograph can provide rapid and detailed analysis of all types of seismic signals. A magnetic tape recording of the short period vertical at Pasadena was played back with a speed increase of about 600 for all earthquakes in this study[1]. This allowed the analysis of over three hours of earthquake recording in the period range from one second to 125 seconds. A complete analysis may be done in five minutes after transferring the signal to the analyzer, which permits the study of the entire seismic train, including both body waves and surface waves. (See Fig. 1).

The present method of transient analysis of earthquake and explosion signals has

* Lamont Geological Observatory Contribution No. 448.

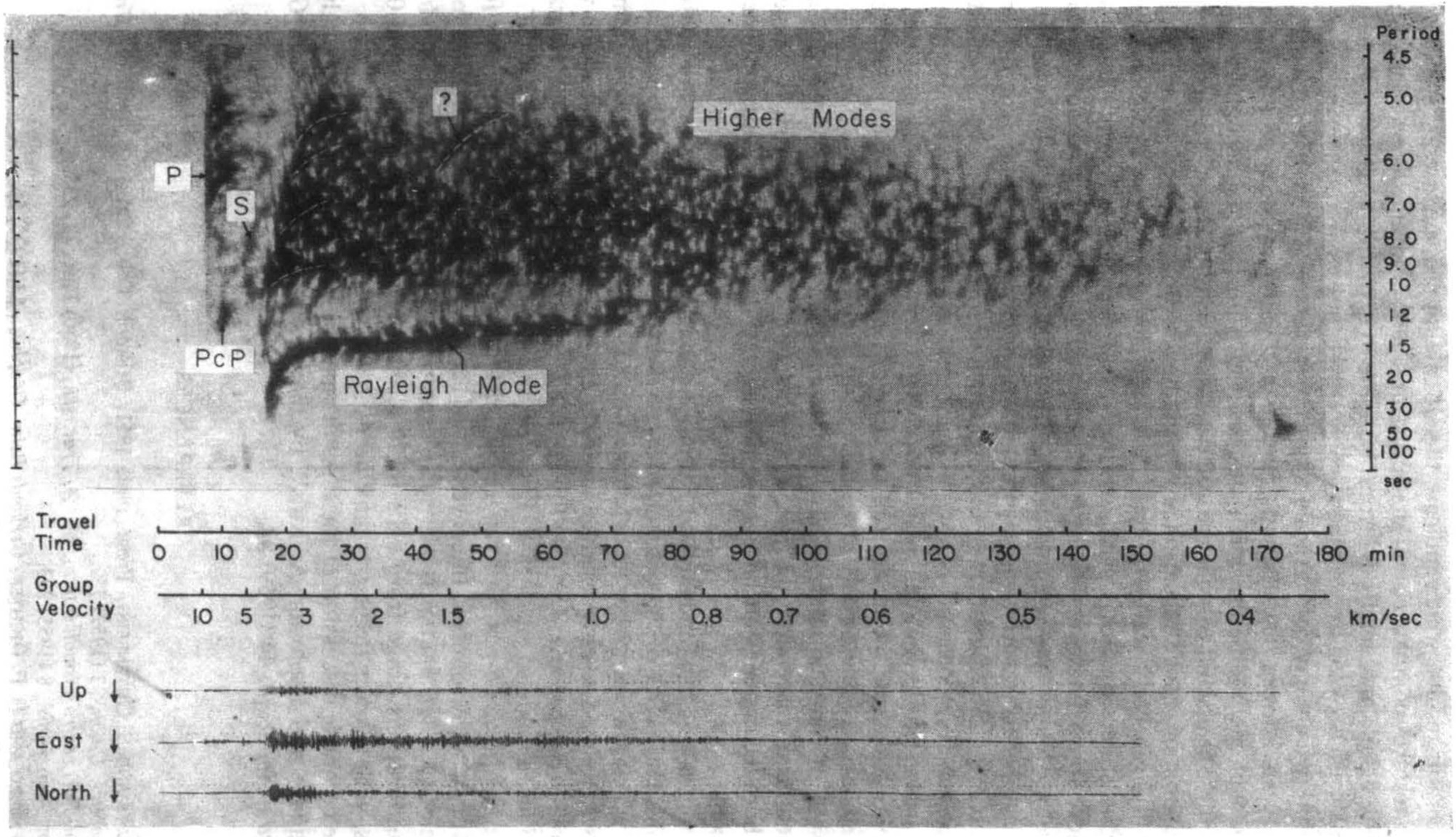


Fig. 1. Detailed sound spectrogram of vertical component, above, and corresponding long-period seismograms, below, for the large shock of 10 : 56 : 57.5 G.C.T. on 21 August 1951, west of the Hawaiian Islands at 19¾° N, 156° W, as recorded at Pasadena (California), 4050 km away.

produced certain results, which indicate that it can supplement present methods of analysis. It resolves complex composite transient signals and allows interpretation of the inherent detail, and may be favorably compared to the averaging process of Fourier analysis. It explicitly provides group travel time *vs* frequency for an entire seismic signal, which may be converted to group velocity *vs* period when the distance to the source is known. These results may be compared to those of the standard peak and trough method of dispersion analysis, which for best results should be used only when these peaks and troughs are well developed. The results of transient analysis are also capable of exact duplication, no matter how complicated the signal becomes.

Specifically, the body wave spectrum has been determined for P, which greatly refines earlier studies by GUTENBERG AND RICHTER[4, 5] who studied many shocks with a much more approximate method of measurement. Dispersion has been observed for the P wave, as well as the S wave, and the period change in multiple S, described by CALOI[2, 3], has been measured with a precision of nearly one second. The dispersed arrival pattern of the fundamental and higher modes of surface wave propagation has been observed for oceanic, continental, and mixed paths. Among these may be found an arrival of the continental second shear mode. The separation of waves for different paths also may be made, and the "direct" and "complementary" Rayleigh wave trains have been separately observed.

The results of transient analysis have been compared with the standard peak and trough method of dispersion analysis, as well as with Fourier analysis. It compares well with both techniques, but since it does not average periods and times, more detail may be seen.

Transient analysis has fundamental limitations common to all methods of analysis of transient signals. One of these is reciprocal spreading[7], equivalent to the uncertainty principle, which prevents the exact determination of spectral frequencies for extremely short pulses. Related to reciprocal spreading is the ring time of the filter, which was experimentally determined. The ring time of the filter used in the sound spectrograph is about 5 ms, a value so small that it may be neglected.

The present machine has four ranges of time resolution, each of which has four scales of frequency resolution. Improvement of the time resolution would allow more precise velocity determinations. The sound spectrograph can analyze signals whose total time durations range from 0.8 s to 20 s, and whose spectra extend from 0 to 13,350 c/s, with a lower frequency limit near 5 c/s.

A more complete discussion of these results may be found in "Transient Analysis of Earthquake and Explosion Arrivals", by the present authors, published in *Geofisica Pura e Applicata*, 44 (1959) 83.

REFERENCES

1. H. BENIOFF AND B. GUTENBERG, Progr. rept. 1951, Seismol. Lab., Cal. Inst. Technol., *Trans Am. Geophys. Union*, 33 (1952) 759.
2. P. CALOI, *Bur. centr. seismol. intern., sér. A, Trav. sci.*, (1950) Fasc. 17, 235.
3. P. CALOI, *Ann. geofis.*, 8 (1955) 293.
4. B. GUTENBERG AND C. F. RICHTER, *Gerlands Beitr. Geophys.*, 43 (1935) 56.
5. B. GUTENBERG, *Z. Geophys.*, 23 (1957) 316.
6. R. K. POTTER, U.S. Patent No. 2,403,997 (1946).
7. L. P. SMITH, *Mathematical methods for scientists and engineers*, Prentice-Hall, New York, 1953.

Section 6
MOLECULAR ACOUSTICS

6. Abschnitt
MOLEKULARAKUSTIK

Section 6
ACOUSTIQUE MOLÉCULAIRE

Physik und Akustik

H. O. KNESER

I. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Stuttgart (Deutschland)

Vor zwei und einhalb Jahrtausenden schlug menschlicher Geist zum ersten Mal eine Brücke zwischen zwei Bereichen, die bis dahin einander unendlich fern zu liegen schienen: Zwischen der Musik und der Naturphilosophie. Ich meine die Entdeckung, die man dem Pythagoras von Samos zuschreibt, dass die harmonischen Tonintervalle durch eine einfache Zahlenbeziehung mit der Länge der Saite verknüpft sind, welche die Töne erzeugt. Unserem Geist, der sich an quantitatives Denken nur all zu sehr gewöhnt hat, fällt es schwer, die Kühnheit dieses Gedankens voll zu würdigen, von dem sich damals eine ganze philosophische Schule nährte, und der bis in die beginnende Neuzeit hinein das einzige Bindeglied zwischen jenen zwei Bereichen blieb. Erst der Musik unseres Jahrhunderts blieb es vorbehalten, an der Vorherrschaft der harmonischen Intervalle zu rütteln, und damit die Bedeutung einfacher Zahlenbeziehungen für die Ästhetik anzuzweifeln.

Aber es ist nicht meine Aufgabe, den Beziehungen zwischen Mathematik und Ästhetik nachzugehen, sondern nur denen zwischen den Bereichen, die jenen gewissermassen vorgelagert sind: Zwischen Akustik und Physik. Wir fragen zunächst, was heute unter Akustik eigentlich verstanden wird. Dem Namen nach die Lehre von dem, was man hört und wie man hört, d.h. von Dingen, die sich auf menschliche oder tierische Fähigkeiten und Bedürfnisse beziehen. Gerade in diesen Bereichen erklärt sich die Physik für unzuständig. Dennoch findet man in fast jedem Lehrbuch der Physik ein umfangreiches Kapitel mit der Überschrift "Akustik", darin freilich nur sehr wenig über das Hören und das zu Hörende; umso weniger, je moderner das Lehrbuch. Die Akustik erscheint dort einerseits als ein Teilgebiet der Mechanik, speziell der Elastomechanik, andrerseits lehnt sie sich eng an die Thermodynamik an, und neuerdings spielt die Quantentheorie immer stärker hinein insofern, als sich die Vorstellung von Schallquanten oder Phononen – besonders in der Theorie der elektrischen und Wärmeleitfähigkeit – immer mehr durchsetzt.

In der Tat hat sich an dem Wort "Akustik" ein Bedeutungswandel vollzogen, seit man sich darüber klar wurde, dass hörbarer Schall nichts anderes ist, als eine longitudinale Wellenbewegung der Luft. Seither teilten sich die Interessensphären: Die einen – wir wollen sie nach wie vor Akustiker nennen – interessieren sich ausschliesslich für Erzeugung und Empfang, für Verstärkung oder Vernichtung von hörbaren Schallwellen. Die anderen, nämlich die Physiker, interessieren sich für den Ausbreitungsvorgang. Wie schnell und wie gut wird Schall weitergeleitet? Dabei beschränken sie sich keineswegs auf die Luft als schallübertragendes Medium, sondern untersuchen andere Gase, Flüssigkeiten und feste Stoffe auf ihre Schallübertragungseigenschaften. Sie beschränken sich heute auch keineswegs mehr auf hörbare Schallwellen, die sogar relativ uninteressant geworden sind, sondern stossen weit in das

Gebiet der höheren Frequenzen vor. Noch vor etwa 30 Jahren konnte man der Ansicht sein, dass die Frage, wie schnell und wie gut sich Schallwellen dieser oder jener Frequenz in diesem oder jenem Medium ausbreiten, für den Physiker ziemlich unergiebig sei, weil sie das zentrale Problem der modernen Physik, das Problem des Aufbaus der Materie nicht berühre. Schallwellen – so meinte man – sind doch viel zu weiträumige Vorgänge, als dass sie wesentliches über die sich in winzigen Dimensionen abspielenden molekularen und atomaren Vorgänge und Strukturen aussagen könnten: ebenso wenig wie die Wellen, die der Wind über ein Kornfeld treibt, über die Struktur einer Ähre aussagen. Diese Auffassung hat sich als durchaus irrig erwiesen. Kürzlich brachte die Zeitschrift *Sowjet-Physik* einen aufschlussreichen Bericht unter der Überschrift "Molekular-Akustik", und nicht weniger als 6 Fachsitzungen unseres Kongresses führen die gleiche Überschrift; darüber hinaus ist mit Sicherheit abzusehen, dass das Programm des nächsten akustischen Kongresses auch die Titel: Atomakustik, Kernakustik, Elektronenakustik enthalten wird, die heute noch paradox klingen.

Mein Thema läuft daher auf die Frage hinaus: Wo berühren sich die scheinbar so divergenten Interessensphären der "Akustiker", die sich um das Hören und das Hörbare bemühen, und der Physiker, die sich immer ausschliesslicher für das innermolekulare und -atomare Geschehen interessieren?

Ich möchte an zwei Beispielen zu zeigen versuchen, wie aus Forschungen, die zunächst auf rein akustische Ziele gerichtet waren, wesentliche Erkenntnisse für die Grundlagenphysik erwachsen sind, die sich dann – ungewollt, aber gern begrüsst – rückwärts für die verschiedensten Ingenieurprobleme nützlich erwiesen haben. Sie werden es verstehen und hoffentlich verzeihen, wenn ich diese Beispiele den engeren Forschungsgebieten entnehme, an denen ich selbst beteiligt war oder bin.

Schallwellen breiten sich, wie gesagt, nur in Materie aus, sei sie nun fest, flüssig oder gasförmig. Die technische Akustik hat es vorwiegend mit den Schallwellen in Luft zu tun. Sie ist daher ganz entscheidend an denjenigen Eigenschaften der Luft interessiert, die die Schallausbreitung bestimmen. Die eine von diesen Eigenschaften, die Schallgeschwindigkeit, ist seit Newtons Zeiten einigermassen, seit Kundt sehr genau bekannt. Die andere, nämlich die Schallabsorption der Luft, war bis vor 25 Jahren so gut wie unbekannt. Es gab damals Theorien der Schallabsorption, aber tatsächlich wusste kein Mensch, wieviel von dem Schall z.B. einer Sirene in 1 km Entfernung wirklich ankommt. Um diese empfindliche Lücke zu füllen, entwickelte KNUDSEN in Los Angeles ein elegantes Verfahren, mit dem man die Schallabsorption der Luft sehr genau messen kann. Das Ergebnis war überraschend: Die Schallabsorption der Luft hängt ausserordentlich stark von der Luftfeuchte ab. Dies hat praktisch bedenkliche Folgen; denn da die Feuchte in der Atmosphäre unkontrollierbaren Schwankungen unterliegt, kann man sich nie auf die Reichweite eines Lautsprechers oder einer Sirene verlassen. Den Physiker aber beunruhigt etwas anderes: Da selbst die feuchteste Luft nur etwa 2 Moleküle H_2O auf 100 Luftmoleküle enthält, so scheint es zunächst ganz unverständlich, wie so winzige Beimengungen die Schallabsorption um mehrere 100% sollten verändern können. Aber der experimentelle Befund war unbestreitbar.

EDDINGTON, der grosse englische Gelehrte und Spötter hat einmal den Physikern ins Stammbuch geschrieben "Glaube nie einem Beobachtungsergebnis, ehe es durch die Theorie bestätigt ist" ("Never believe any observational result, unless it is confirmed by theory"). Ich weiss nicht mehr, ob ich dies Wort kannte, als mir KNUDSEN

damals von seinen Resultaten erzählte. Aber sie beschäftigten mich intensiv, denn ich hatte mich mit der Schallausbreitung in Kohlensäure-Gas befasst und kannte Euckens Untersuchungen, die ergeben hatten, dass die Schallgeschwindigkeit dort stark vom Reinheitsgrad abhängt. Konnte etwas ähnliches auch für die Schallabsorption zutreffen und speziell für Luft verschiedener Feuchtegrade? Eine einfache Überlegung führte zu dem Schluss, dass allein der Sauerstoff, der nur 20% der Luft ausmacht, einen solchen Effekt aufweisen könnte. Dann aber musste er in reinem Sauerstoff etwa 5 Mal so stark auftreten als in Luft; der Versuch wurde im Laboratorium von KNUDSEN gemacht und die Erwartung bestätigt.

Seither sind solche Erscheinungen an vielen Gasen und Flüssigkeiten beobachtet und ihre Deutung ist bekannt. Die Materie lässt es sich nicht einfach gefallen, Tausend oder gar Millionen Mal in einer Sekunde komprimiert und expandiert zu werden, wie es in einer Schallwelle geschieht. Die Materie durchläuft dann andere Zustände als bei langsamer Kompression und Expansion; sie bleibt nicht im thermischen Gleichgewicht. Anstatt den Schall weiterzuleiten, verwandelt sie ihn schrittweise in Wärme, das heisst sie absorbiert ihn; und das besonders heftig, wenn die Zeit zwischen Expansion und Dilatation, also die Dauer einer Schallperiode mit der Zeitdauer übereinstimmt, die die Materie benötigt, um sich auf einen veränderten Zustand einzustellen. So kann man aus der Frequenz der am stärksten absorbierten Schallwellen die Einstellzeit des thermischen Gleichgewichts ablesen, eine meist nur Bruchteile von Mikrosekunden dauernde Zeitspanne. Die Rolle des Wasserdampfes in Luft besteht nun darin, die Gleichgewichtseinstellung so zu beschleunigen, die Einstellzeit also so zu verkürzen, dass bei nicht allzu hohen Schallfrequenzen noch keine verzögerte Einstellung bemerkbar wird, und dann keine nennenswerte Schallabsorption mehr erfolgt.

Die Kenntnis der Einstellzeit, oder, wie man heute meist sagt, der Relaxationszeit bildet nun den eigentlichen Schlüssel zur Thermodynamik der irreversiblen Prozesse, einem neuen Wissensgebiet, das zwar theoretisch schon weit ausgebildet ist – für Kenner brauche ich nur die Namen CHAPMAN und ENSKOG, HERZFELD und RICE, DE GROOT und MEIXNER zu nennen – das aber zu greifbaren Ergebnissen erst führt, wenn man die Grösse der Relaxationszeit kennt.

Es ist besonders reizvoll, dass diese physikalische Grösse, die aus den minutiösen Vorgängen in der Schallwelle erschlossen und mit den empfindlichen Messmethoden der Akustik bestimmt wird, heute beim Studium der gewaltsamen Vorgänge in Stosswellen, in der "Schallmauer" und beim Ausströmen der Raketentreibgase wieder für die Technik eine bedeutsame Rolle spielt.

Den Physiker aber interessiert die Relaxationszeit des thermischen Gleichgewichts vor allem deswegen, weil von ihr ein Weg in die Molekularphysik hineinführt:

Wenn wir – wie in dem angezogenen Beispiel – feststellen, dass die Relaxationszeit des Sauerstoffgases durch Spuren von Wasserdampf sehr verkürzt wird, so bedeutet dies eben, dass ein Sauerstoffmolekül durch Zusammenstoss mit einem Wassermolekül bevorzugt in einen Zustand gebracht wird, der dem Gleichgewicht näher liegt. Oder: wenn wir feststellen, dass die Relaxation des Kohlensäuregases, dem wir Argongas im Überschuss zusetzen, sich auf das 8-fache verlängert, so ist daraus zu schliessen, dass das CO_2-Molekül gegen Zusammenstösse mit Argon-Atomen besonders unempfindlich ist. Gerade über den Mechanismus der Molekülzusammenstösse, über die Vorgänge in der milliardstel Sekunde, während welcher sich zwei Gasmole-

küle berühren, haben uns akustische Methoden mehr Kenntnisse vermittelt als irgendwelche anderen.

Ich komme zu meinem zweiten Beispiel. Es betrifft wiederum einen Forschungszweig, der in der Akustik wurzelt, der dann erstaunliche physikalische Blüten trieb und nun auch der Technik wieder Früchte trägt: Stimmgabeln, Glocken und andere metallene Tonerzeuger klingen umso besser, je langsamer sie ausschwingen. Daher hat man seit fast 100 Jahren immer wieder Untersuchungen an solchen Geräten angestellt mit dem Ziel, ihre Ausschwingzeit zu verlängern, oder mit anderen Worten ihre Dämpfung zu verringern. Dabei stellte sich heraus, dass stählerne Stimmgabeln, die bei Zimmertemperatur lang ausschwangen, bei 100° Celsius etwa 5 Mal stärker gedämpft sind, bei 200° Celsius sich aber wieder normal verhalten.

Unverstanden und fast vergessen ruhten diese Forschungsergebnisse, bis 1936 zwei Stuttgarter Metallkundler, FÖRSTER UND KÖSTER, erkannten, dass gerade die Dämpfungsgrösse ein sehr charakteristisches Merkmal der Stähle sei, mit dem man zum Beispiel interkristalline Korrosion nachweisen kann. Ganz verstanden wurde der Effekt dann auf Grund von Arbeiten des Holländers SNOEK und des Amerikaners ZENER. Von da an setzte eine lebhafte Entwicklung nach verschiedenen Richtungen ein: In den Laboratorien der Eisenindustrie wurde das Verfahren für metallurgische Zwecke eingesetzt. BORDONI fand und deutete einen ganz analogen Effekt bei tiefsten Temperaturen; die Kunststofforschung benützt die elastische Dämpfung zur Analyse des Aufbaus der hochpolymeren Stoffe, und diese Arbeiten kamen wieder der Akustik zugute: denn nun kann man Stoffe mit besonders hoher Dämpfung aufbauen, die die Technik braucht zur Verhinderung von unerwünschten Schwingungen, zur sogenannten Entdröhnung von Fahrzeugen usw.

Auch in unserem Institut wurden Dämpfungsmessungen ausgeführt, und zwar an einem Material, das zwar als Werkstoff kaum geeignet ist, dafür aber einen besonders einfachen molekularen Aufbau besitzt, nämlich an Eiseinkristallen. Stäbe aus Eis klingen, wenn man sie anschlägt, ganz vorzüglich. Sie besitzen eine geringe Dämpfung. Geht man aber zu immer tieferen Temperaturen über, so zeigt sich ganz ähnliches wie bei den Stahlstimmgabeln unter erhöhter Temperatur: Die Dämpfung erreicht und überschreitet ein Maximum. Was geschieht dabei in dem Eiskristall, der sich ja aus den gleichen H_2O-Molekülen zusammensetzt wie das Wasser? Betrachten wir zunächst die Lage der Sauerstoff-Atome. Sie bilden ein hexagonales Gitter, so dass jedes Atom gleichmässig im Raum verteilt 4 nächste Nachbarn besitzt. Auf jeder der 4 Verbindungslinien eines Sauerstoff-Atoms zu seinem Nachbarn sind je 2 Plätze für einen Wasserstoff-Atomkern, das heisst für ein Proton reserviert. Da aber, wie die Formel H_2O besagt, zu jedem Sauerstoff-Atom nur zwei Protonen gehören, ist nur die Hälfte aller reservierten Plätze besetzt. Die Protonen haben gewissermassen eine Auswahl zu treffen und suchen sich diejenigen Plätze aus, die energetisch am günstigsten sind. Streckt oder verdrillt man nun einen Eiskristall ein wenig, so werden andere Plätze energetisch günstig. Scharen von Protonen begeben sich auf neue, jetzt günstigere Plätze und vollführen dabei ein Spiel, das demjenigen ähnelt, das die Kinder bei uns "Den Dritten abschlagen" nennen. Da sich die Protonen aber nur schwer von ihren angestammten Plätzen lösen, brauchen sie dazu eine relativ lange Zeit; je nach der Temperatur ein bis 1/100 mSek. Wenn nun die Deformation des Kristalls sich auch gerade in dieser Zeit abspielt, das heisst wenn die Dauer einer Periode der Kristallschwingung von dieser Grösse ist, dann wird ihr besonders viel Energie entzogen, und

die Schwingung klingt rasch ab. Aus der Temperatur und der Frequenz, bei der diese hörbaren Schwingungen am raschesten abklingen, erhalten wir Auskunft über die Platzwechselgeschwindigkeit der Protonen im Kristallgefüge des Eises. Wir wissen heute genau, wieviel Energie sie benötigen, um sich von ihren Plätzen zu lösen, wie lange sie herumirren, bis sie einen neuen Platz gefunden haben, und noch einiges mehr.

Mit diesen beiden Beispielen, der Schallabsorption in feuchter Luft und der Dämpfung schwingender Festkörper wollte ich zeigen, dass der Physik wichtige Anstösse aus der akustischen Praxis zuteil geworden sind. Was diese aber von der Physik empfängt ist etwas anderes, ist weit mehr. Anstelle vieler Beispiele möchte ich nur drei Namen nennen: HELMHOLTZ, RAYLEIGH und LANGEVIN. HELMHOLTZ von der Physiologie herkommend, wurde der universalste Physiker seiner Zeit und schuf in seinen *Vorlesungen über die mathematischen Prinzipien der Akustik* deren Fundament. RAYLEIGH, gleich bedeutend als experimenteller wie als theoretischer Physiker, verdanken wir das heute noch unentbehrliche und unerschöpfliche Standardwerk über *Die Theorie des Schalles*. Und endlich LANGEVIN, der das Tor zu dem unabsehbaren Gebiet der Ultraschallforschung finden und öffnen konnte, weil er die Physik der piezoelektrischen Kristalle und die Physik der mechanischen und elektromagnetischen Schwingungen kannte und genial miteinander verknüpfte. Die medizinische Therapie und Diagnose, die Materialprüfung, die Unterwasser-Nachrichten-Technik, die Raumakustik bedienen sich piezoelektrisch erzeugter Ultraschallwellen, ja sie sind geradezu auf sie angewiesen. Und auch der neue Vorstoss bis zu Frequenzen von 1000 MHz und mehr, über den unsere sowjetischen und amerikanischen Kollegen übermorgen berichten werden, wäre nicht denkbar ohne Langevins Entdeckung.

Wechselseitig, vielfältig und komplex sind also die Beziehungen zwischen den Interessensphären derer, die sich um das Hören und das zu Hörende bemühen, und derer, die an den Problemen des atomaren Aufbaus der Materie arbeiten. An beiden aber erweist sich, dass es weder einen Akustiker, noch einen Atomtheoretiker geben kann, der nicht auch und in erster Linie Physiker ist.

Ultrasonics in Metals at Very Low Temperatures

R. W. MORSE

Brown University. Providence, R.I. (U.S.A.)

A few years ago it was discovered experimentally that there is an ultrasonic attenuation in metals which is electronic in origin (BOMMEL[1], MACKINNON[2]). It soon became evident that this demonstrated in the ultrasonic regime of frequencies an interaction between elastic waves and electrons which by inference was known to occur with thermal vibrations. Indeed, the interaction between thermal (or Debye) waves and electrons characteristically determines the electrical and thermal conductivities of metals. Previously, however, the effect with ultrasonic waves had gone unnoticed because it is insignificant unless the electronic mean free path is comparable to the ultrasonic wavelength; conditions which are met only at liquid helium temperatures and with exceptionally pure metals.

In the past few years some of us at Brown University have been using this ultrasonic effect as a tool for learning about the electronic properties of metals, and this paper will review the nature of this research. In particular, the main attention will be giveu to two recent developments which were done in collaboration with Dr. J. D. Gavenda, who recently completed his doctoral dissertation, and Mr. T. Olsen, who was a visitor to our laboratory from Oslo (some of this work has been reported elsewhere[3, 4]). Hopefully, it is intended that the discussion given here will illustrate once again the versatility of ultrasonics in the elucidation of the structure of matter.

Let me first give a brief description of the theoretical reasons for an ultrasonic attenuation due to conduction electrons. When a longitudinal wave passes through a metal, there is an accompanying electrical field. Such an electrical field is necessary to make the electrons follow the lattice motion and compensate the changing density of the positive ion cores, thus preventing appreciable space charge from building up. One can show that the potential energy ΔV confronting a single electron moving through the metal can be written as $\Delta V = C\nabla \cdot \boldsymbol{\xi}$, where $\nabla \cdot \boldsymbol{\xi}$ is the dilation of the wave; and C is a constant which is $2/3\ E_F$ for simple cases, E_F being the Fermi energy.

Following the traditional approach used in the theory of metals, one considers this potential as a perturbation, and finds the transition probabilities for scattering an electron from an initial momentum state $\mathbf{k}$ to a final state $\mathbf{k}'$. This is then summed over the Fermi-Dirac distribution of electrons. As usual in such a problem, scattering occurs only for certain conditions, which amount to those conserving energy and momentum; namely, when $\mathbf{k}' = \mathbf{k} \pm \mathbf{q}$ and $E' = E \pm \hbar\omega$. Here $|\mathbf{q}| = 2\pi/\lambda$ is the propagation constant of the ultrasonic wave, $\hbar$ is Planck's constant h divided by 2π, ω is the angular frequency of the wave; E' and E refer to the final and initial energy of the electron. These conditions are stated explicitly here for they imply a very important condition which is not obvious at first sight. If $|\mathbf{q}| \ll |\mathbf{k}|$, then approximately $\triangle E = (\triangle \mathbf{k}) \cdot \nabla_k E$, where $\nabla_k E$ is the gradient operator in $\mathbf{k}$-space.

Since the group velocity of the electron is $\mathbf{v}_0 = (\nabla_k E)/\hbar$, the previous conditions combine to restrict the scattered electrons to those where $|\mathbf{v}_0| \cos\theta = v_s$ (v_s is the sound velocity and θ is the angle between the electron's velocity and the direction of the wave). Thus, using the language of particles, the only electrons scattered are those that move with the wave; an entirely plausible result since these electrons see a constant electric field while all others see an alternating one as they move relative to the wave. Naturally, one is assuming that the electron has a mean free path (l) much longer than the wavelength (more precisely that $ql \gg 1$).

The final result of the calculation is that the energy attenuation coefficient α is given by

$$\alpha = \frac{(m^* C)^2 \nu}{\varrho v_s^2 \hbar^3} \tag{1}$$

where ϱ is the mass density of the metal, ν is the ultrasonic frequency, and m^* is the electron's effective mass defined by $E = (\hbar^2 k^2)/(2m^*)$. Experimentally we do confirm the predictions of this equation when $ql \gg 1$.

Now it is tempting to assume that this attenuation is really a quantum effect. But such is not the case, for a smilar result can be calculated classically (quantum effects would only come in when the electron's wavelength was comparable to the sound wavelength). The $\hbar^3$ that appears in Eq. (1) is a result of the definition of m^* and the use of Fermi-Dirac statistics. This equivalent classical calculation treating electrons as particles has been made (PIPPARD[5]) and the effects of l brought in explicitly.

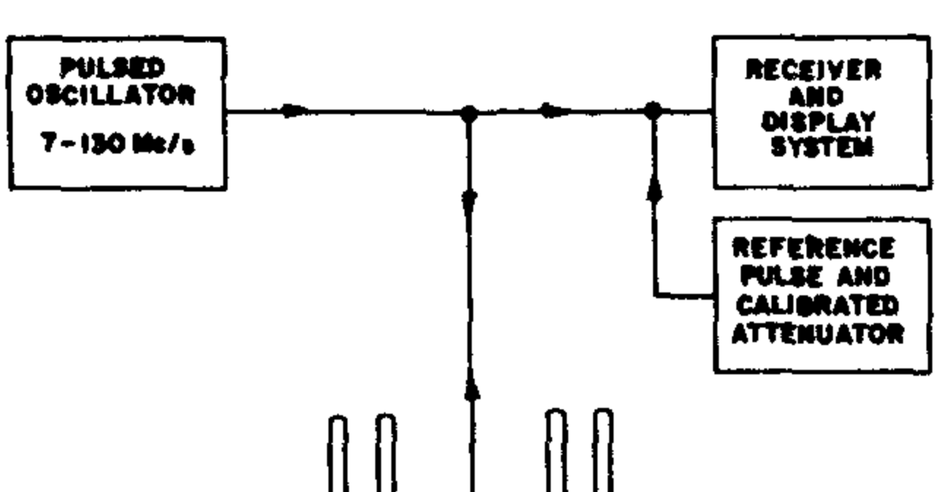


Fig. 1. Schematic diagram of the experimental arrangement. Bonding layer is actually very thin.

When $ql \gg 1$ the attenuation is the same as Eq. (1) when the latter is modified by the *free electron* assumptions. It is found that when $ql \ll 1$ the attenuation is reduced from that given by Eq. (1) by essentially the factor ql. Roughly similar results are found for shear waves except that the electric fields set up by the wave are induced

fields rather than space charge fields as with the longitudinal wave. It is also found that when $ql \gg 1$ the electrons scattered are those which drift with the wave, but that essentially all electrons participate when $ql \gg 1$.

In order to make the nature of the problems that follow clearer, something also should be said about the electron distribution in metals. Now the electron gas in a metal forms a highly degenerate Fermi-Dirac distribution, the energy states being fully occupied up to a region of width kT about the Fermi energy E_F (where degeneracy means that $E_F \gg kT$). For perfectly "free" electrons the surface in **k**-space defined by $E = E_F$ (known as the *Fermi surface*) is a sphere of radius k_F defined by $E_F = (\hbar^2 k_F^2)/(2m)$, where m is the ordinary electron mass. This, however, is a situation known to be approached only in sodium. In most metals this surface is much more complicated; it may contact Brillouin zone boundaries, or it may be made up of several unconnected surfaces. In fact, the determination of the shape of this surface is possibly the outstanding problem in metals today. It is quite beyond the reach of theoretical determination and so must be found experimentally. Only at the present time are good methods being found to do this, one of which is the ultrasonic method to be described.

Experimentally what we do is the following (see Fig. 1): An oriented single crystal is prepared with two highly parallel faces, on one of which is sealed a quartz crystal transducer. An ultrasonic pulse is then reflected back from the opposite face and the attenuation found from the decay of the echoes. The sample is put in a liquid helium cryostat where its temperature can be controlled between 1° K and 4.2° K by pumping on the helium. The Dewar system is between the pole faces of an electromagnet capable of producing magnetic fields (H) up to 8000 gauss.

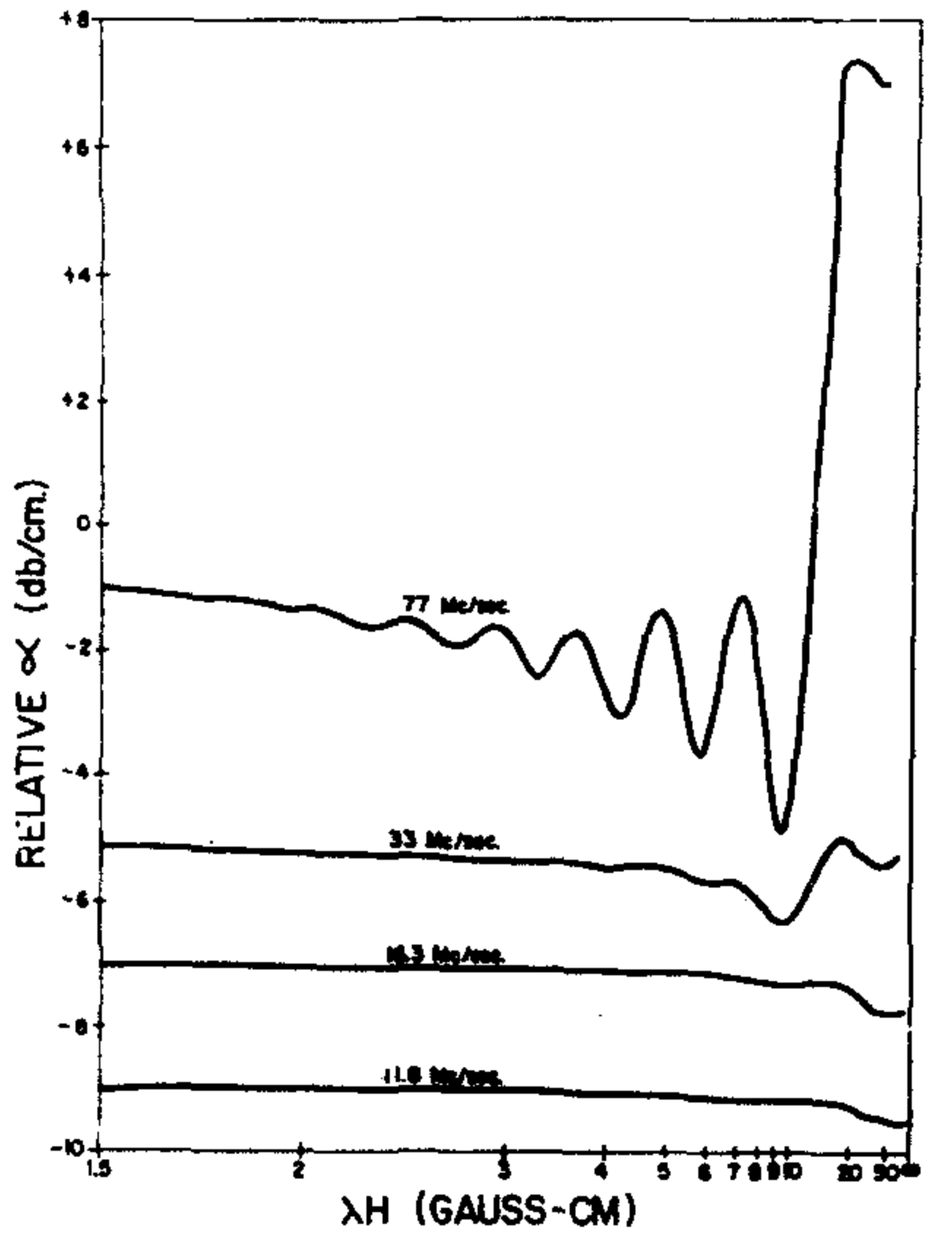


Fig. 2. Relative attenuation *vs* magnetic field H in copper for longitudinal waves propagated along [001]. Magnetic field is along [110]. Abscissa has reciprocal scale. The curves are arbitrarily displaced vertically from one another.

Measurements at four frequencies of attenuation *vs* applied magnetic field are shown in Fig. 2 for longitudinal waves in a copper single crystal where **q** is directed along one of the cubic axes and **H** is perpendicular to it along the [110] direction. For reasons

apparent soon, the independent variable is taken as λH and a reciprocal scale is used. At the lower frequencies one sees that the attenuation decreases monotonically at the high field values. However, at the higher frequencies an oscillatory behavior of attenuation occurs, clearly periodic in the parameter $(\lambda H)^{-1}$.

Qualitatively the effects shown in Fig. 2 can be explained as follows: At the lower frequencies the mean free path is comparable to the wavelength (*i.e.*, $ql \approx 1$) and electrons, whose trajectories are bent by the magnetic field, can complete closed orbits only after the orbit dimensions have become smaller than λ. The oscillatory behavior at high field results because $ql \gg 1$ and closed orbits of dimensions larger than λ can occur. Thus one can have a cyclotron-like situation for the electrons as they move through the spatially periodic electric fields of the sound wave. This effect is periodic in $(\lambda H)^{-1}$ because a change from one maximum to the next represents a change in total orbit extent (which varies as H^{-1}) of length λ.

It remains to say how the period of these oscillations is related to the Fermi surface. Suppose the wave vector $\mathbf{q}$ of the sound is along the z axis and $H = H_y$ along the y axis. Then one finds that the electrons that contribute to these oscillations are ones having $\partial k_x/\partial k_y = 0$. Moreover, if the cross-section of the Fermi surface in the x,z plane is non-spherical, then the electron's trajectory has the same shape in real space

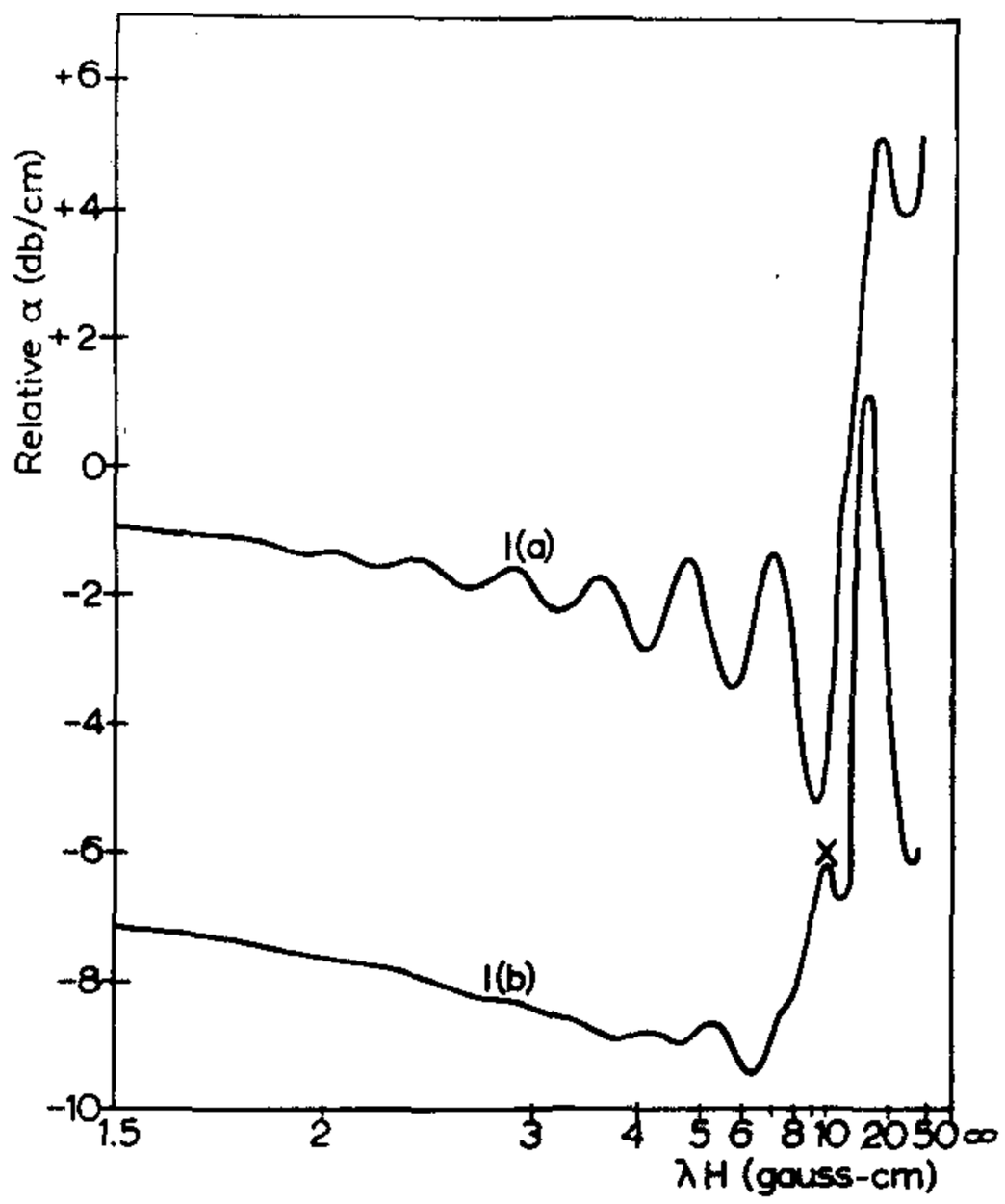


Fig. 3. Relative attenuation *vs* magnetic field H for a 75 Mc/s longitudinal wave propagated along [001] in copper. Curve 1(a) is for H along [110]; curve 1(b) for H along [010].

only rotated 90°. Since the period of this oscillatory effect is set by the orbit extension in the z direction, it is then determined solely by the k_x of the point on the surface where k_x is extremal. *I.e.* one measures k_F in a direction perpendicular to both $\mathbf{q}$ and $\mathbf{H}$. Explicitly one finds that the period in $(\lambda H)^{-1}$ is $e/(2c\hbar k_F)$.

Thus from the period of the oscillations in Fig. 2 one can calculate k_F along a principal axis in copper. Moreover, if one now rotates $\mathbf{H}$ around $\mathbf{q}$, measuring the period at different angles, k_F can be mapped out for a whole cross-section of the Fermi surface. This is what we have done and find that our results can be explained

only if the Fermi surface makes extensive contact with the Brillouin zone boundary in the [111] direction. The interpretation here is fairly complicated and will not be discussed further.

Thus from our measurements we have obtained an approximate idea of the shape of the Fermi surface in copper.

There is another application of ultrasonics to metals which we have worked on recently, this having to do with superconductivity. The ultrasonic attenuation due to electrons is found to fall off very rapidly in superconductors as the temperature is lowered below T_c. This is shown for a tin single crystal in Fig. 4. For some time we have been concerned about a quantitative explanation of the shape of such curves.

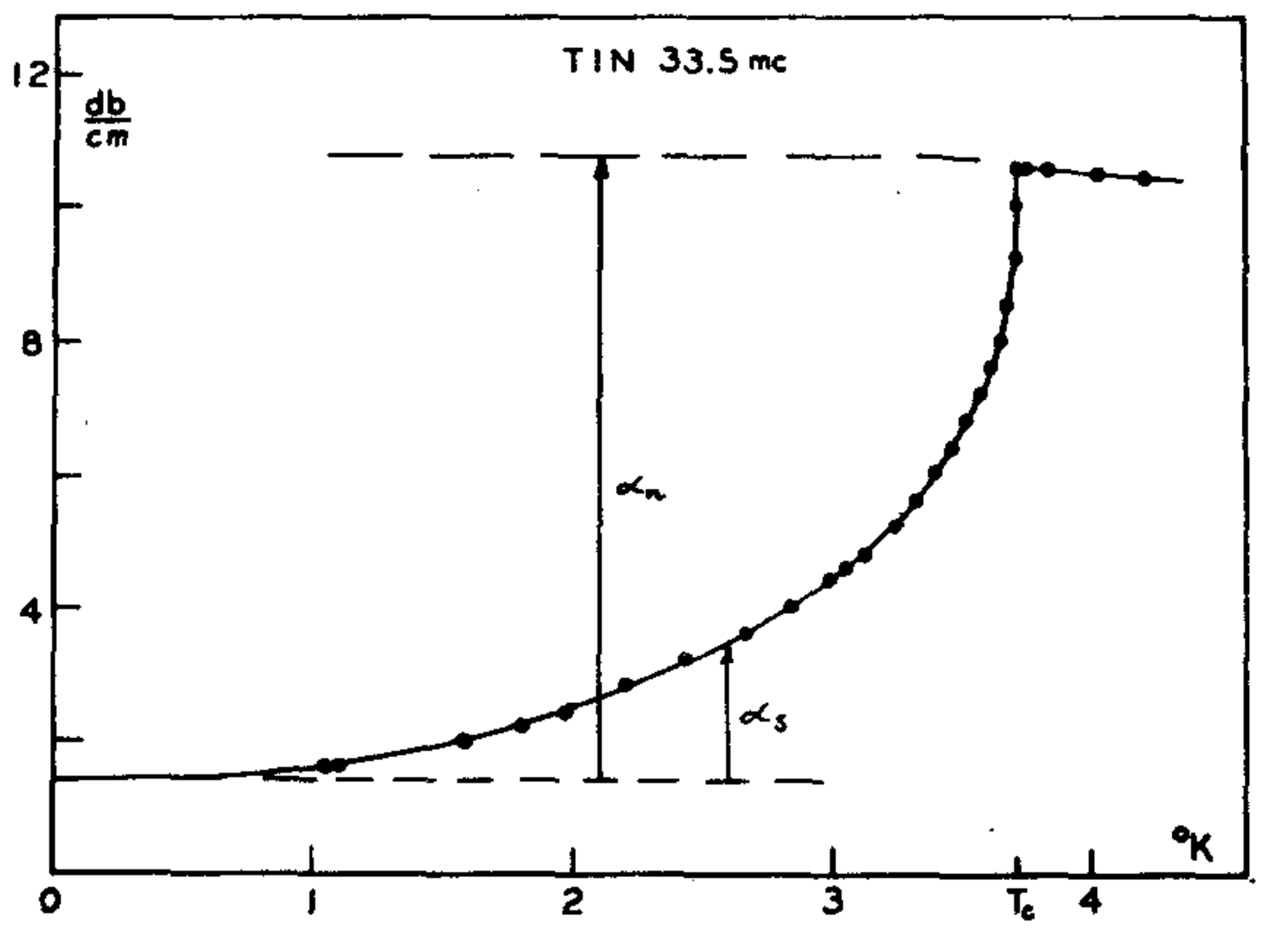


Fig. 4. Attenuation of longitudinal wave *vs* temperature in superconducting tin with propagation along [001].

Very recently there has appeared a theory of superconductivity by BARDEEN, COOPER AND SCHRIEFFER[6]. This has been very successful and undoubtedly is the long-awaited explanation for this strange phenomenon. According to this theory a temperature-dependent energy gap occurs in superconductors at the Fermi surface (the precise mechanism and details cannot be explored here, but are explained in their theory). Furthermore, the theory relates this energy gap $2\varepsilon(T)$ to the ultrasonic attenuation in the superconductor by

$$\alpha_s = 2\alpha_n \left[e^{\varepsilon(T)/kT} + 1\right]^{-1}$$

where α_n is the normal attenuation given by Eq. (1).

It occurred to us that since ultrasonic attenuation selects only a limited group of electrons as discussed earlier (since $v_0 \gg v_s$, they are essentially those on an equatorial ring of the Fermi surface where $\mathbf{q}$ is in the polar direction), measurements of α_s in different directions in a single crystal should indicate whether or not $\varepsilon(T)$ is anisotropic. As it happens, there are certain discrepancies between the theory and experiment in other areas which suggest some such possibility.

Since $\varepsilon(T) \to b(\mathbf{k}T_c)$ as $T \to 0$, (where k is Boltzmann's constant and b is a constant $= 1.75$ in the simple isotropic theory), a plot of $\log(\alpha_s/\alpha_n)$ *vs* T_c/T should approach a straight line for large T_c/T. In Fig. 5 the results for three directions in a tin crystal are shown. The limiting slopes are all different, suggesting that b and hence

the energy gap is different on different parts of the Fermi surface. The range indicated is somewhere between 3.2 and 4.0 kT_c for the limiting energy gap in tin (this is $2\varepsilon(0)$).

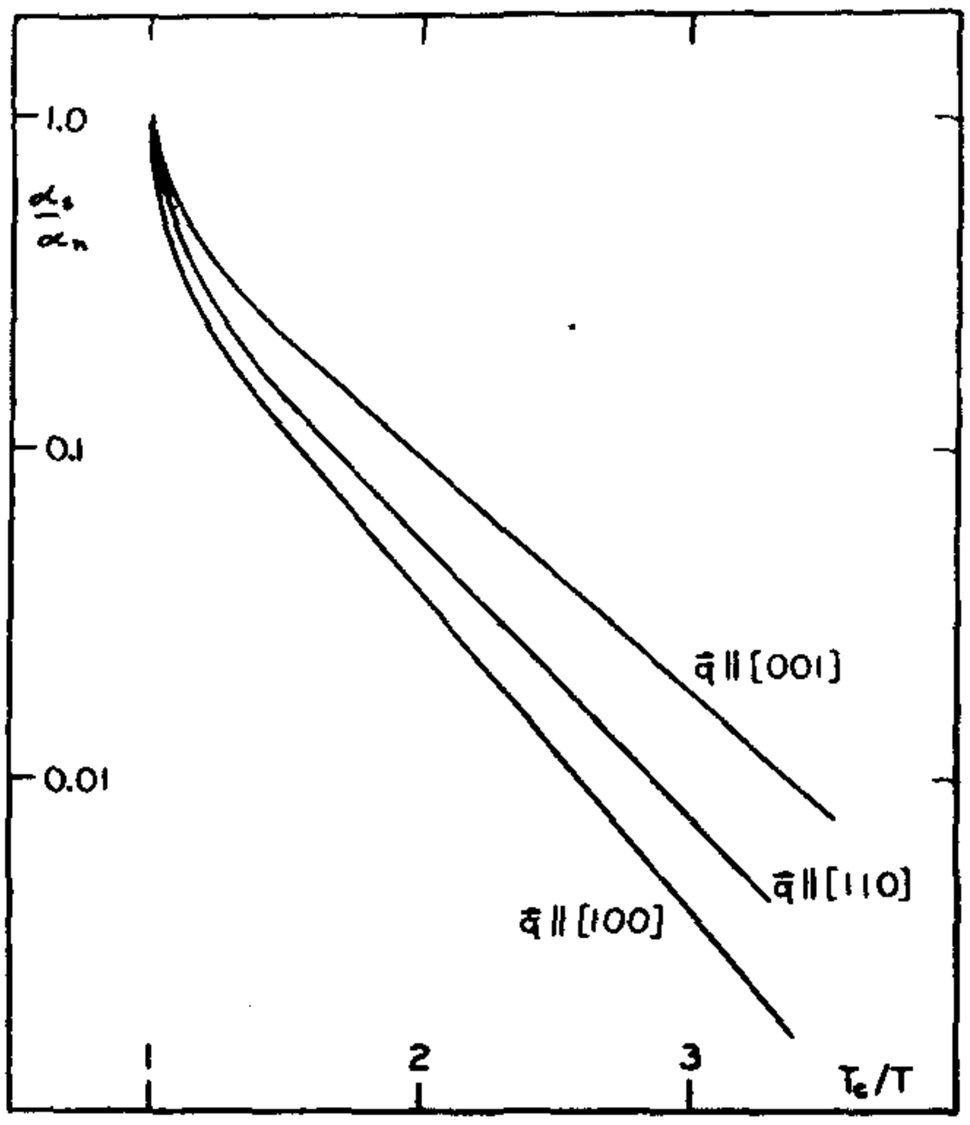


Fig. 5. Log (a_s/a_n) vs T_c/T for longitudinal waves propagated in different crystalline directions in tin. Frequencies are between 60–70 Mc/s.

Thus, because of the selective scattering, the ultrasonic measurements rather uniquely show up the anisotropic nature of superconductivity, something that has not been observed previously in other kinds of experiments.

REFERENCES

1. H. E. Bommel, *Phys. Rev.*, 96 (1954) 220.
2. L. Mackinnon, *Phys. Rev.*, 100 (1955) 655.
3. R. W. Morse and J. D. Gavenda, *Phys. Rev., Letters*, 2 (1959) 250.
4. R. W. Morse, T. Olsen and J. D. Gavenda, *Phys. Rev., Letters*, 3 (1959) 15.
5. A. B. Pippard, *Phil. Mag.*, 46 (1955) 1104.
6. J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, 108 (1957) 1175.

Physikalische Grundlagen der ingenieur-technischen Anwendung der Molekularakustik kleiner Amplituden

V. F. NOZDREV

Laboratorium für Molekularakustik am Krupskaja Institut, Moskau (U.d.S.S.R.)

AUSNUTZUNG DER AKUSTISCHEN ANGABEN FÜR INGENIEUR-TECHNISCHE BERECHNUNGEN

Die Ultraakustik erlaubt es, einige thermische Konstanten (Kompressibilität, Wärmekapazität, Zähigkeit u.a.) zu berechnen, die bereits in der Technik beim Konstruieren von Maschinen, bei der Automatisierung der Produktion usw. angewandt werden. Eine grosse Bedeutung haben auf diesem Gebiet die Zusammenhänge zwischen der Schallgeschwindigkeit, der Dichte, den Wärmekapazitäten, der Zähigkeit, der Wärmeleitung und anderen Parametern. Besonders wertvoll für die Technik ist die Unterordnung vieler akustischer Erscheinungen unter das Ähnlichkeitsprinzip. Es erlaubt z.B. auf Grund der Parameter der reinen Stoffe den Wert der Parameter für flüssige und gasförmige Gemische zu berechnen[1]. Besonders wichtig sind die Arbeiten,die der experimentellen und theoretischen Untersuchung der Dispersion und der anomalen Ultraschallwellenabsorption in verdünnten Gasen gewidmet sind und im Zusammenhang stehen mit der Feststellung der Bedingungen beim Übergang von den kontinuierlichen Prozessen zu den molekularen Prozessen. Diese Frage gewinnt momentan eine grosse Bedeutung für die Technik[2]. Die Ultraakustik kann eine grosse Rolle bei der Bestimmung der Anwendungsgrenzen der Gasdynamik und bei der Ermittlung der notwendigen Berechnungsunterlagen auf dem Gebiet des Übergangs von kontinuierlicher zu molekularer Betrachtungsweise spielen.

ULTRASCHALLGERÄTE

Bei der Schaffung von Ultraschallgeräten können zwei Ziele verfolgt werden. Sie können für die Messung verschiedener Parameter des Stoffes (Temperatur, Kompressibilität, Wärmekapazität, Zähigkeit u.s.w.) und als Prüfgeräte ausgenutzt werden. Im vorliegenden Artikel gehen wir nur auf die neuen Ultraschallgeräte, die in der Produktion eingeführt werden, aber auch auf die Perspektiven ihrer Anwendung ein.

Geräte und Anordnungen zur Bestimmung der Kompressibilität und der Wärmekapazität in Flüssigkeiten

Die moderne Molekularakustik erlaubt es, mit der für die Praxis notwendigen Genauigkeit die Wärmekapazitäten C_s, C_V, C_p/C_V und die Wärmekapazitäten anderer Prozesse (z.B. C_s', C_s'' für Flüssigkeit bzw. gesättigter Dampf auf der Sättigungskurve) zu ermitteln. Diese Anordnungen lassen leicht die Koeffizienten der adiabatischen und isothermen Kompressibilität ermitteln. Zur Ermittlung der Wärmekapazitäten C_p

und C_V und ihres Verhältnisses $\frac{C_p}{C_V}$ werden experimentelle Angaben ($r = C\varrho$) und die an denselben Anordnungen ermittelten Grössen $\left(\frac{\delta p}{\delta T}\right)_V$ und $\left(\frac{\delta p}{\delta V}\right)_T$ ausgenutzt.

Die Verhältnisse

$$C_V = \frac{T\left(\frac{\delta p}{\delta T}\right)_V^2}{r^2 + \mu\left(\frac{\delta p}{\delta V}\right)_T} \qquad v = \frac{r^2}{\mu\left(\frac{\delta p}{\delta V}\right)_T} \qquad C_p = vC_V$$

erlauben es, nacheinander C_V, C_p/C_V und C_p zu bestimmen, ohne zu komplizierten kalorimetrischen Messungen zu greifen. Wenn man die experimentellen Werte C_V, C_p, C_p/C_V hat, ist es leicht, aus den thermodynamischen Verhältnissen

$$C_s'' = C_V'' + T\left(\frac{\delta p}{\delta T}\right)_V \cdot \frac{\mathrm{d}V''}{\mathrm{d}T} \qquad \text{(gesättigter Dampf)}$$

$$C_s' = C_V' + T\left(\frac{\delta p}{\delta T}\right)_V \cdot \frac{\mathrm{d}V'}{\mathrm{d}T} \qquad \text{(Flüssigkeit)}$$

die Wärmekapazitäten auf der Sättigungskurve C_s'' und C_s' zu ermitteln. Die Kompressibilitätskoeffizienten β_s und β_T werden an denselben Anordnungen aus den Verhältnissen

$$\beta_s = \frac{1}{c^2\varrho} \qquad \beta_T = \frac{c_p}{c_V}\beta_s$$

ermittelt.

Ultraakustische Methoden zur Bestimmung der Wärmekapazität und Kompressibilität sind besonders bei der Untersuchung von Stoffen bei hohen Temperaturen und Drucken wertvoll, einschliesslich des kritischen Bereichs, der für die moderne Wärmetechnik besonders interessant ist.

Die Apparatur für Bestimmung der Wärmekapazität und Kompressibilität besteht aus einem Autoklav mit Thermostat und Ultraschallgenerator. Der Autoklav und die elektronische Apparatur sind ausführlich beschrieben.

Geräte zur Bestimmung des Sättigungsdruckes und der Temperatur der Kristallisation des Paraffins

In der letzten Zeit sind ultraakustische Geräte zur Bestimmung der Entstehung der gasförmigen und festen Phase aus der flüssigen Phase heraus konstruiert worden. SAVINIKHINA[3] bestimmte den Sättigungsdruck in einer Reihe von gasgesättigten Systemen. GRISHIN[4] und später SAVINIKHINA[5] bestimmten die Temperatur bei Beginn der Kristallisation der Paraffine.

Abb. 1 zeigt, dass beim Erscheinen der gasförmigen Phase in der Flüssigkeit die Amplitude von Ultraschallimpulsen schroff abnimmt und sich praktisch Null nähert (Kurve A). In diesem Fall lässt sich aus dem Knick auf der Kurve A der Sättigungsdruck (p_s) ermitteln. Dieselbe Abbildung zeigt zum Vergleich (Kurve B) die Volummethode der Bestimmung des Sättigungsdruckes. Aus dem Vergleich der beiden Kurven ist ersichtlich, dass die ultraakustische Methode der Bestimmung des Sättigungsdruckes eine grosse Empfindlichkeit aufweist. Die Temperatur zu Beginn der Kristallisation der Paraffine, die graphisch bestimmt wird, entspricht dem Maximum der Schallamplitude auf der Kurve.

AUSNUTZUNG DER AKUSTISCHEN EIGENSCHAFTEN DES MEDIUMS ZUR AUTOMATISIERUNG VON PROZESSEN

Bei der Einführung der komplexen Automatisierung in der Produktion gehört der Ultraakustik eine grosse Zukunft. Sie gründet sich auf zwei Faktoren:

1. Zwischen den akustischen und anderen Eigenschaften des Mediums lässt sich verhältnismässig leicht ein analytischer Zusammenhang feststellen. Deswegen, wenn man die Einfachheit, Genauigkeit und Zuverlässigkeit der akustischen Methoden

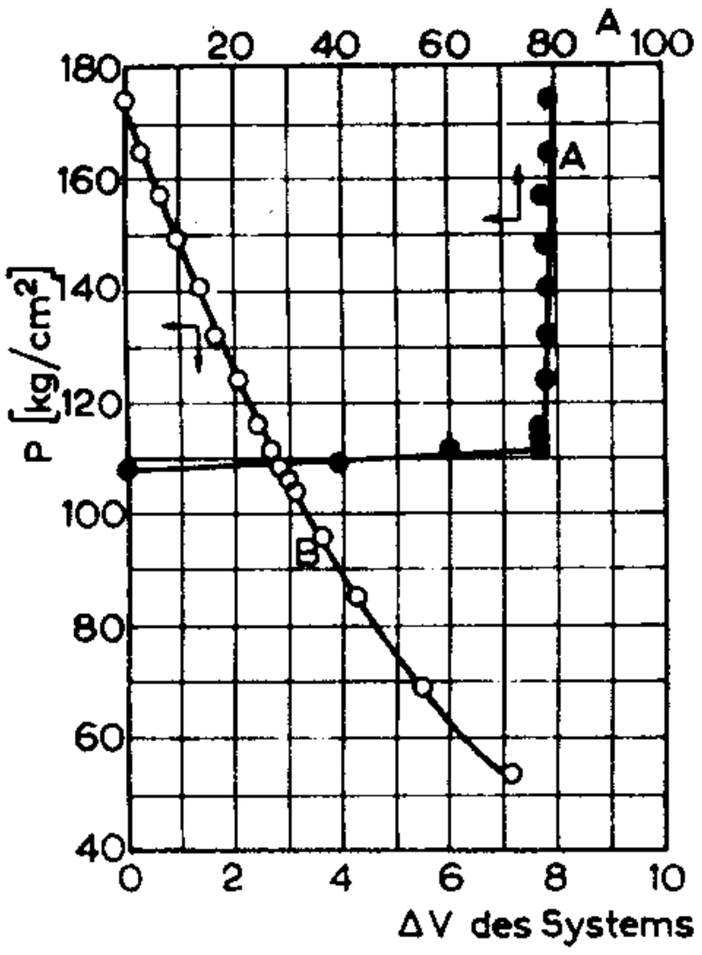


Abb. 1. Bestimmung des Sättigungsdruckes (p_s) von Flüssigkeiten mittels ultraakustischer Methode (A) und Volummethode (B). System: Wasser – Methan.

berücksichtigt, kann man sie zur Untersuchung akustischer und anderer Eigenschaften des Mediums ausnutzen.

2. Die akustischen Signale lassen sich leicht in elektromagnetische umwandeln, wenn man die moderne Elektronentechnik ausnutzt. Experimentell werden in den meisten Fällen zwei Grössen bestimmt: die Schallgeschwindigkeit und der Absorptionskoeffizient. Für die Automatisierung ist der Absorptionskoeffizient als energetischer Parameter die passendere Grösse.

Die Untersuchung der Ultraschallabsorption der Flüssigkeiten, Gase und festen Körper zeigt, dass man je nach den Eigenschaften des Mediums verschiedene experimentelle Methoden und auch verschiedene Apparaturen anwenden soll. Die vorläufige Untersuchung der die Produktion interessierenden Systeme gestattet, die Arbeitsparameter der Geräte zu bestimmen und sie entsprechend zu klassifizieren. Zweifellos können für die komplexe Automatisierung auch spezielle experimentelle akustische Methoden angewandt werden wie z.B. die Bestimmung der Schubzähigkeit[6] und der Intensität von Ultraschallschwingungen[3, 4, 5].

LITERATUR

1. V. F. NOZDREV, *Anwendung des Ultraschalls in der Molekularphysik*, Goztechizdat, Moskau, 1958.
2. A. S. PREDVODITELIEV, Sammlung *Anwendung des Ultraschalls zur Werkstoffprüfung*, MOPI, 8 (1959) 19 und 12 (1960) 13 (Russisch).
3. A. SAVINIKHINA, *Ultraschall zur Werkstoffprüfung*, MOPI, 7 (1958) 121 (Russisch).
4. A. GRISHIN, *Ultraschall zur Werkstoffprüfung*, MOPI, 7 (1958) 127 (Russisch).
5. A. SAVINIKHINA, *Ultraschall zur Werkstoffprüfung*, MOPI, 10 (1960) 163 (Russisch).
6. I. KOGAN U.A., *Ultraschall zur Werkstoffprüfung*, MOPI, 10 (1960) 33 (Russisch).

Zusammenhang zwischen der Viskosität einer Flüssigkeit und der Schallgeschwindigkeit

B. B. KUDRYAVTSEV UND S. A. BALAN

Laboratorium für Molekularakustik am Krupskaja Institut, Moskau (U.d.S.S.R.)

In den letzten Jahren kommen in der Literatur wiederholte Versuche vor, den Zusammenhang zwischen der Schallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit und der Viskosität der letzteren festzustellen[1, 2].

Eine logische Grundlage für die Versuche, den Zusammenhang zwischen der Viskosität der Flüssigkeit und der Schallgeschwindigkeit zu finden, bildet die Abhängigkeit der beiden Grössen von der inneren Energie der Flüssigkeit. In der Tat kann man streng thermodynamisch für die Schallgeschwindigkeit zum Ausdruck

$$\gamma V^2 \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial V^2}\right]_T = c^2 - T\left[\frac{\partial c^2}{\partial T}\right]_V \tag{1}$$

gelangen, in dem V das Volumen, Φ die Energie der potentiellen Zusammenwirkung von Molekeln, γ das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen und T die Temperatur ist. Für die Temperaturen, die weit von den kritischen liegen, wird eine annähernde Lösung der Gleichung (1) die Beziehung

$$c^2 = nm\gamma\Phi_0 \tag{2}$$

sein, in der n und m Konstanten sind und Φ_0 die potentielle Wechselwirkungsenergie der Molekeln in der Flüssigkeit, die bei der gegebenen Temperatur in Gleichgewicht mit ihrem Dampf ist. Das Schallgeschwindigkeitsquadrat ist also proportional der potentiellen Energie der Zusammenwirkung von Molekeln in der Flüssigkeit.

Anderseits wird in der modernen Theorie die Viskosität einer Flüssigkeit auch mit der Energie der molekularen Zusammenwirkung verbunden. So z.B. wird der Viskositätskoeffizient η der Flüssigkeit nach der Theorie von EYRING[3] durch

$$\eta = 1{,}090 \cdot 10^3 \cdot \frac{M^{1/2} \cdot T^{3/2}}{V^{2/3} \cdot \Delta E} \cdot e^{\frac{\Delta E}{nRT}} \tag{3}$$

dargestellt, wo V das molekulare Volumen, n eine Konstante, R die Gaskonstante sind und ΔE die Verdampfungsenergie, die durch die Grösse Φ_0 im wesentlichen zu bestimmen ist.

Verbindet man die Gleichungen (2) und (3), so ist es leicht, die gesuchte Beziehung zwischen der Viskosität der Flüssigkeit und der Schallgeschwindigkeit zu ermitteln, und zwar

$$\log \eta = A + \frac{1}{2}\log M + \frac{3}{2}\log T - \frac{2}{3}\log V - 2\log c + BT^{-1}c^2 \tag{4}$$

A und B sind Konstanten, deren Wert leicht zu bestimmen ist.

Eine analoge Beziehung kann ermittelt werden, wenn für die Berechnung des Viskositätskoeffizienten die Gleichungen angewandt werden, die von PANCHENKOV UND MAMEDOV[4], SHIROKOV[5], MAMEDOV[6] und einer Reihe von anderen Forschern vorgeschlagen worden sind.

Die quantitative Prüfung derartigen Gleichungen wird dadurch erschwert, dass die Ausgangsgleichungen für den Viskositätskoeffizienten der Flüssigkeit erst annähernd mit den Erfahrungen übereinstimmen. Unter Berücksichtigung dieses Umstands soll auf eine bisher noch nicht ausgenutzte Möglichkeit für die Feststellung des Zusammenhangs zwischen der Schallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit und der Viskosität der letzteren hingewiesen werden.

BACHINSKIJ[7] hat gefunden, dass die Viskosität von Flüssigkeiten mit ihrem spezifischen Volumen V durch die einfache Beziehung

$$\eta = \frac{\text{const.}}{V - \omega} \tag{5}$$

verbunden ist, in der ω die Konstante ist, deren Wert dem Wert der Konstanten b in der Gleichung von VAN DER WAALS nahe ist. Da die Abhängigkeit des spezifischen Volumes einer Flüssigkeit von der Temperatur durch die Gleichung

$$V = V_0 (1 + \alpha_v T) \tag{6}$$

ausgedrückt werden kann, wo V_0 das Volumen der Flüssigkeit bei 0° und α_v der Temperaturausdehnungskoeffizient ist, lässt sich die Gleichung (5) schreiben wie

$$\frac{\text{const.}}{\eta} + \omega = V_0 (1 + \alpha_v T) \tag{7}$$

Anderseits ist experimentell festgestellt worden, dass die Schallgeschwindigkeit von der Temperatur linear abhängt, d.h.

$$c = c_0 (1 + \alpha_c T) \tag{8}$$

wo α_c Temperaturkoeffizient der Schallgeschwindigkeit ist.

Eliminiert man aus den Gleichungen (7) und (8) die Temperatur, so findet man

$$\frac{c_0}{V_0 (c_0 - c)} \left[\frac{\text{const.}}{\eta} + \omega - V_0\right] = -\frac{\alpha_v}{\alpha_c} \tag{9}$$

Der Regel von RAO[8] gemäss ist die in der rechten Hälfte der Gl. (9) stehende Beziehung für verschiedene Flüssigkeiten konstant und gleich 1/3. Indem man diesen Wert einsetzt und die Gleichung umformt, kann man leicht zeigen, dass zwischen der Schallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit und der Viskosität der letzteren bei verschiedenen Temperaturen ein Zusammenhang existiert, der durch die Beziehung

$$\frac{\text{const.}}{\eta} + A = B (c_0 - c) \tag{10}$$

mit $A = \omega - V_0$ und $B = \frac{V_0}{3c_0}$ ausgedrückt wird.

Die Gleichung (10) darf für alle Fälle gelten, wo die Regel von RAO und die Gleichung von BACHINSKIJ eingehalten werden, was für eine grosse Anzahl von Flüssigkeiten der Fall ist. Die Gültigkeit der Gleichung (10) ist für verschiedenartige organische Flüssigkeiten auf Grund experimentellen Angaben nachgeprüft worden.

Das Ergebnis der Nachprüfung ist auf Abb. 1 und 2 graphisch dargestellt, wo auf der Ordinatenachse die Fluidität $1/\eta$ der Flüssigkeit bei verschiedenen Temperaturen und auf der Abszissenachse die Differenz der Schallgeschwindigkeiten in der gegebenen Flüssigkeit bei 0° C und bei entsprechenden Temperaturen eingetragen sind.

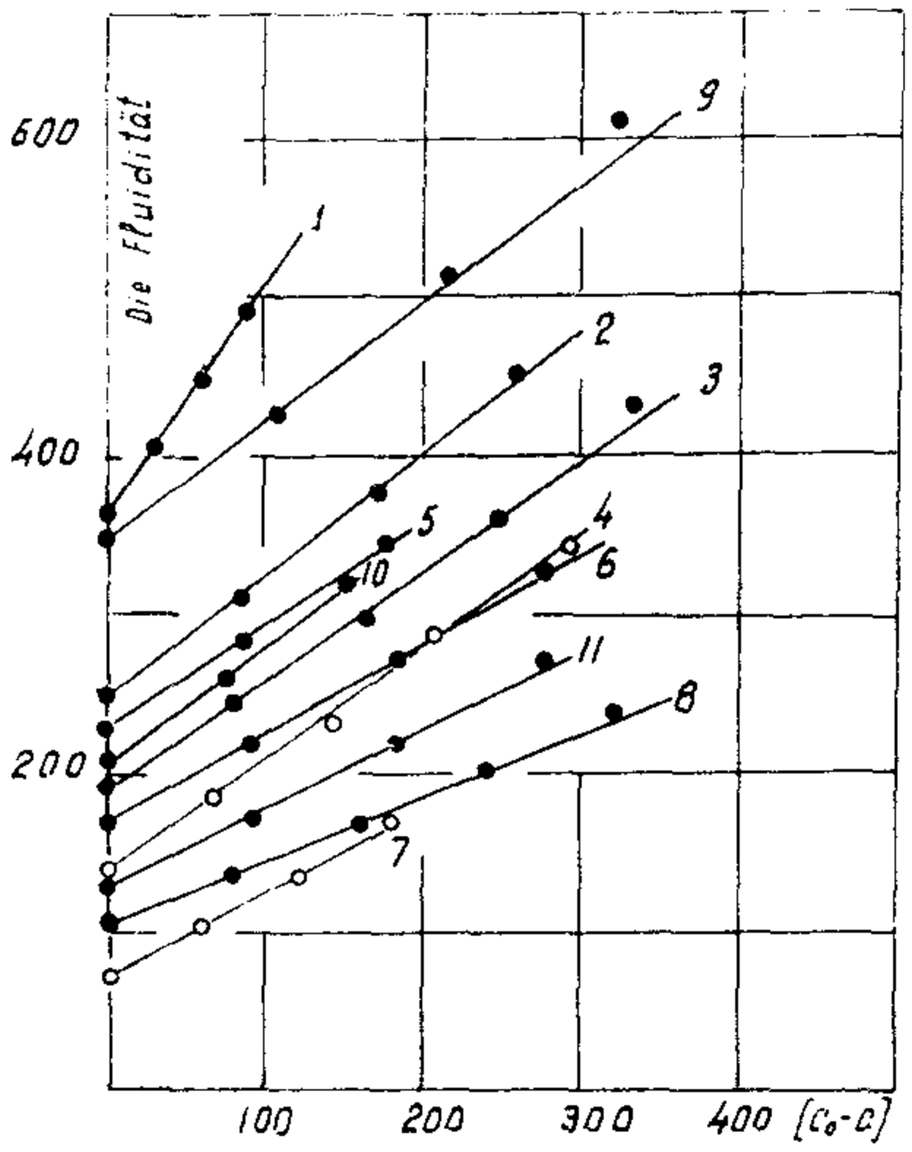


Abb. 1. Die Abhängigkeit zwischen der Fluidität $1/\eta$ einer Flüssigkeit und der Differenz $(c_0 - c)$ der Schallgeschwindigkeiten bei 0° C und bei den entsprechenden Temperaturen in den Flüssigkeiten:

1. Isopentan,
2. Hexan,
3. Heptan,
4. Oktan,
5. Popylchlorid,
6. Butylchlorid,
7. Tetrachlorkohlenstoff,
8. Propyljodid,
9. Diäthyläther,
10. Methylazetat,
11. Propylazetat.

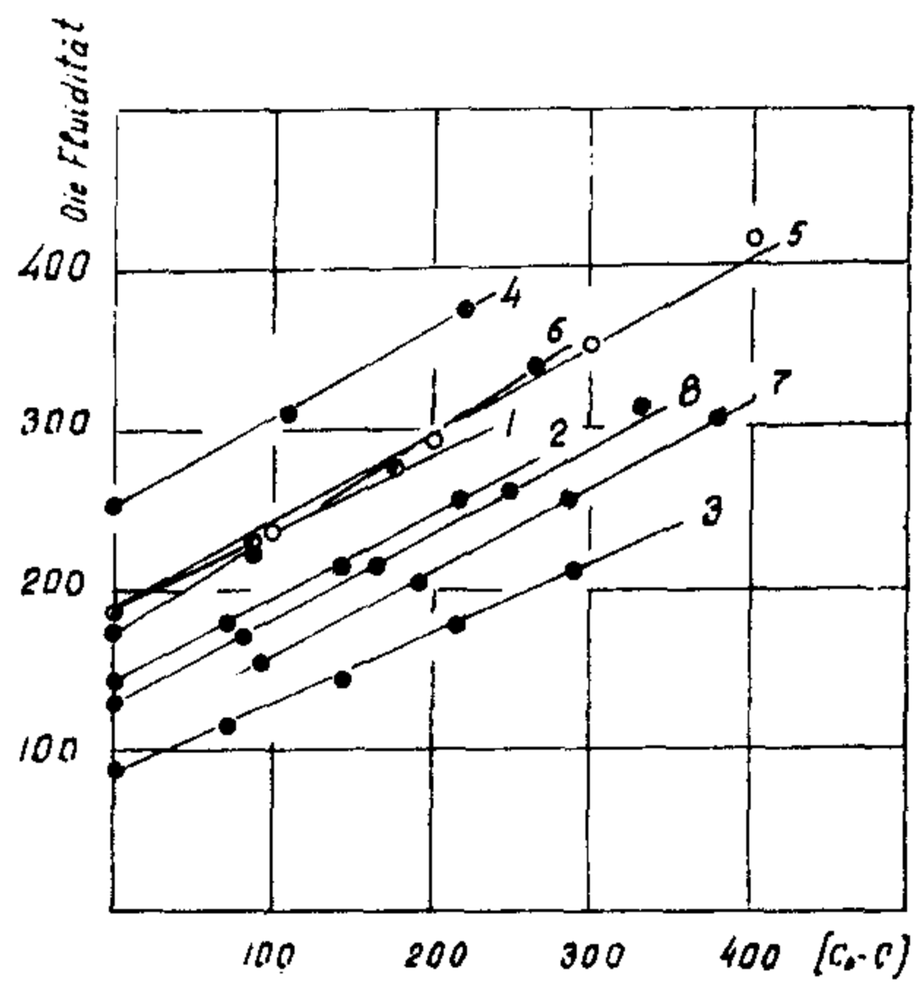


Abb. 2. Die Abhängigkeit zwischen der Fluidität $1/\eta$ einer Flüssigkeit und der Differenz $(c_0 - c)$ der Schallgeschwindigkeiten bei 0° C und bei den entsprechenden Temperaturen in den Flüssigkeiten:

1. Methylenchlorid,
2. Chloroform,
3. Butyljodid,
4. Azeton,
5. Methyläthylketon,
6. Äthylazetat,
7. Benzol,
8. Toluol.

Wie man sich überzeugen kann, hängt die Fluidität $1/\eta$ der Flüssigkeit mit der Schallgeschwindigkeit c linear zusammen. Dieser Zusammenhang ist nicht auf die modernen Vorstellungen über Viskosität der Flüssigkeit zurückzuführen und ist ein annähernder Ausdruck für eine kompliziertere Abhängigkeit. Der Wert B, der sich für verschiedene Flüssigkeiten wenig ändert, bleibt jedoch sogar in einer und derselben homologen Reihe nicht konstant.

Die Konstanten A und B können durch die physikalisch-chemischen Parameter eines Stoffes (kritisches Volumen, Schallgeschwindigkeit bei 0° C, Volumen der Flüssigkeit bei 0° C) ausgedrückt werden.

Die Übereinstimmung mit der Erfahrung wird bei der Benutzung der berechneten Werte der Konstanten weniger genau sein, als bei den analogen Berechnungen in der Gleichung von BACHINSKIJ. Das kommt daher, dass bei der Aufstellung der Gleichung (10) nicht nur die Gleichung von BACHINSKIJ, sondern auch die annähernd gültige Regel von RAO verwendet wurde.

LITERATUR

1. S. PARTHASARATHY UND N. BAKHSHI, *Proc. Phys. Soc.* (*London*), 61B (1953) 368.
2. D. THOMPSON UND N. BAKHSKI, *Bull. Va. Polytech. Inst., Eng. Expt. Sta. Ser.*, No. 100, S. 3.
3. S. GLASSTONE, K. J. LAIDLER UND H. EYRING, *The theory of rate processes*, McGraw-Hill, New York, 1941, S. 493.
4. G. M. PANCHENKOV UND A. M. MAMEDOV, *Zhur. Fis. Khim.*, 29 (1955) 1204.
5. M. F. SHIROKOV, *Konferenz über die Viskosität von Flüssigkeiten und Kolloidlösungen*, Band II, Izdatel'stvo Akad. Nauk SSSR, Moskau, 1944, S. 35 (in russischer Sprache).
6. A. M. MAMEDOV, *Trudy Azerbajdzhan. Ind. Inst. im. Azizbekova*, 10 (1955) 63.
7. A. I. BACHINSKIJ, *Z. physik. Chem.*, 84 (1913) 643.
8. M. R. RAO, *Indian J. Phys.*, 14 (1940) 109.

Eine Regel über die Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten der Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten von Siedetemperatur und kritischer Temperatur

W. SCHAAFFS

Institut für Technische Akustik der Technischen Universität, Berlin-Charlottenburg (Deutschland)

Im allgemeinen nimmt bei Atmosphärendruck die Schallgeschwindigkeit in der flüssigen Phase eines Stoffes in Richtung auf den Siedepunkt linear mit der Temperatur ab. während sie in der gasförmigen Phase im gleichen Gebiet nach einer Parabelfunktion zunimmt. Wenn man die Flüssigkeitskurve über die Siedetemperatur T_s, hinaus linear extrapoliert, gelangt man zu dem Schnittpunkt *P*. Dieser erfüllt zwar eine Bedingung, die dem kritischen Zustand eigentümlich ist, dass nämlich die zwei Phasen hinsichtlich Druck und Temperatur sich so angleichen, dass sie nicht mehr koexistieren können und die Schallgeschwindigkeiten von flüssiger und gasförmiger Phase zusammenfallen müssen, doch kann seine Ordinate nicht die Schallgeschwindigkeit im kritischen Punkt sein, weil ihr nicht der kritische Druck, sondern der Atmosphärendruck zugeordnet ist. Der Punkt *P* ist physikalisch nicht realisierbar.

Eine wirkliche Messung von Schallgeschwindigkeiten in der flüssigen Phase oberhalb des Siedepunktes T_{si} ist nur bei ständiger Steigerung des Aussendruckes möglich. Der höchste Druck in der Flüssigkeit wird bei der kritischen Temperatur erreicht, darüber kann nur noch der gasförmige Zustand existieren. Aus thermodynamischen Gründen, die durch die Experimente z.B. an Kohlendioxyd[1], Äthylen[1], Pentan[2] und

Xenon[3] gesichert sind, strebt die Schallgeschwindigkeit am kritischen Punkt einem Minimum zu, welches erheblich unter dem Wert für Atmosphärendruck und damit unterhalb der Ordinate von P liegt. Der wirkliche Verlauf der Schallgeschwindigkeit ist mithin durch die punktierte Kurve gegeben. Die Arbeitshypothese dieser Untersuchung liegt in der Annahme, dass die Abszisse des Punktes P die kritische Temperatur T_{kr} sei. Diese Annahme ist zwar nicht zwingend, aber die einzige, die eine rechnerisch einfach zu formulierende und hinreichend brauchbare Regel über den Zusammenhang der Schallgeschwindigkeit mit der Siedetemperatur und der kritischen Temperatur erwarten lässt.

Aus der Abb. 1 ergibt sich für den Temperaturkoeffizienten der Schallgeschwindigkeit u in der flüssigen Phase bei Atmosphärendruck a

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_a = -\frac{u_{si}^{fl} - u_p}{T_{kr} - T_{si}} \tag{1}$$

Für den Zusammenhang zwischen T_{kr} ud T_{si} ziehen wir die Guldbergsche Regel heran

$$T_{kr}/T_{si} = G \tag{2}$$

Eine Zusammenstellung und Diskussion der Werte von G findet sich bei VAN LAAR[4].

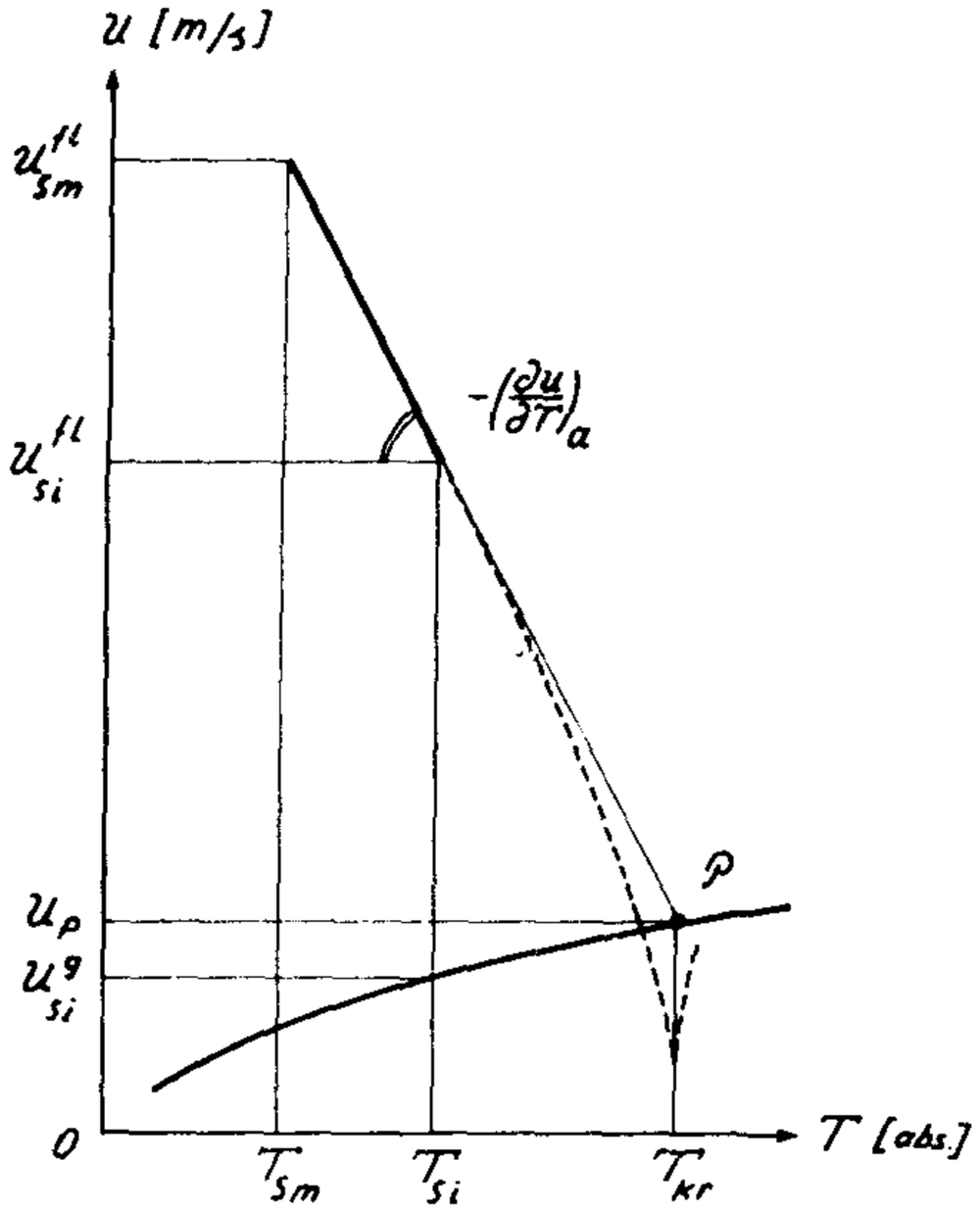


Abb. 1.

Der Wert von u_p liegt auf der Kurve der Schallgeschwindigkeit in der Gasphase und steht zu dem Werte von u_{si}^g in der Beziehung

$$\frac{u_p}{u_{si}^g} = \sqrt{\frac{RT_{kr} + 2B_{kr}\,p_a}{RT_{si} + 2B_{si}\,p_a}} = \sqrt{G} \tag{3}$$

Darin bedeuten B_{kr} und B_{si} die zweiten Virialkoeffizienten und p_a den Aussendruck. Zwischen den Schallgeschwindigkeiten bei der Siedetemperatur T_{si} in der Flüssigkeit u_{si}^{fl} und im Gase u_{si}^{g} besteht nach einer früheren Untersuchung von SCHAAFFS[5] der einfache Zusammenhang

$$u_{si}^{fi}/u_{si}^{g} = q \approx 5 \tag{4}$$

Setzt man die Beziehungen (2), (3) und (4) in Gl. (1) ein, so erhält man die beiden Formeln

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_a = K_{si}\,\frac{u_{si}^{fl}}{T_{si}} \qquad\qquad \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_a = K_{kr}\,\frac{u_{si}^{fl}}{T_{kr}} \tag{5}$$

Speziell ist

$$K_{si} = \frac{\frac{1}{q}\sqrt{\overline{G}} - 1}{G - 1} \tag{6}$$

Man kann nicht erwarten, dass K_{si} und K_{kr} für alle Stoffgruppen und absoluten Temperaturen konstante Grössen sind. Man wird K_{si} entweder rechnerisch zu ermitteln suchen oder einen den experimentellen Ergebnissen angepassten Mittelwert

TABELLE I

NACH FORMEL (5) BERECHNETE WERTE DES TEMPERATURKOEFFIZIENTEN

	Stoff	T_{si} [°K]	u_{si}^{fl} [m/Sek.]	$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)$ [m/Sek. · Grad]	
				berechn.	*gem.*
organische Flüssigkeiten	$CO(CH_3)_2$	330	1031	—4,3	—4,3
	CCl_4	350	763	—3,1	—3,1
	C_6H_{12}*	354	995	—3,8	—4,6
	C_2H_3N*	355	1054	—4,0	—4,0
	C_2H_5OH	351	971	—3,7	—3,4
	C_2H_5J	345	735	—2,9	—2,7
	C_4H_4S*	357	1040	—3,9	—4,1
tiefsiedende Gase	CH_4	108	1414	—10,5	—8,0
	A	87	837	—7,7	—8,7
	N_2	78	848	—8,7	—9,0
	O_2	90	911	—8,1	—8,3
Metallschmelzen	Hg	630	1296	—0,64	—0,46
	Cs	981	967	—0,3	—0,3
	Rb	986	1260	—0,4	—0,4
	K	1035	1820	—0,55	—0,5
	Cd	1040	2200	—0,65	—0,5
	Na	1156	2395	—0,64	—0,3

einsetzen. Für die grosse Gruppe der organischen Flüssigkeiten ergibt sich aus dem Ansatz $\bar{G} = G$ und dem bekannten Mittelwert $G = 1{,}56$ eine Konstante $K_{si} = -1{,}34$. Für tiefsiedende Gase im Bereich um $T_{si} \sim 100°$ K erhalten wir wegen der stark negativen zweiten Virialkoeffizienten aus Gleichung (6) den Wert $K_{si} = -0{,}8$. Für Schmelzen reiner Metalle mit einer Siedetemperatur $T_{si} \sim 1000°$ K können wir die Konstante aus den gut bekannten Daten für Quecksilber zu $K_{si} = -0{,}31$ berechnen.

Die Schallgeschwindigkeiten der in Tabelle I aufgeführten organischen Flüssigkeiten und tiefsiedenden Gase fallen zwischen Schmelzpunkt und Siedepunkt streng oder nahezu linear ab. Für die mit einem Stern versehenen Stoffe wurde dieser Verlauf durch Messungen von KUHNKIES sichergestellt. Zur Beurteilung der metallischen Schmelzen standen nur Messungen der Schallgeschwindigkeit in einem begrenzten Bereich oberhalb des Schmelzpunktes zur Verfügung.

Die in Tabelle I aufgeführten gemessenen Temperaturkoeffizienten von $CO(CH_3)_2$, CCl_4, C_2H_5OH und Hg entstammen den Messungen von FREYER, HUBBARD UND ANDREWS; der Wert von C_2H_5J einer Arbeit von LAGEMANN und Mitarbeitern; die Werte für die tiefsiedenden Gase wurden von VAN ITTERBEEK gemessen. Über die Temperaturkoeffizienten in den Metallschmelzen hat KLEPPA[6] Angaben gemacht.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die Unterstützung dieser Arbeit herzlich gedankt.

LITERATUR

1. C. HERGET, *J. Chem. Phys.*, 8 (1940) 537.
2. R. KLING, E. NICOLINI UND J. TISSOT, *Compt. rend.*, 234 (1952) 708.
3. A. G. CHYNOWETH UND W. G. SCHNEIDER, *J. Chem. Phys.*, 20 (1952) 1777.
4. J. VAN LAAR, *Zustandsgleichung von Gasen und Flüssigkeiten*, L. Voss, Leipzig, 1924, S. 181.
5. W. SCHAAFFS, *Acustica*, 6 (1956) 382.
6. O. J. KLEPPA, *J. Chem. Phys.*, 18 (1950) 1331.

Schallausbreitung in einem flüssigen Gemisch, dessen Komponenten eine chemische Verbindung bilden

S. A. BALAN UND B. B. KUDRYAVTSEV

Laboratorium für Molekularakustik am Krupskaja Institut, Moskau (U.d.S.S.R.)

Die Schallgeschwindigkeit in einer Flüssigkeit steht im bestimmtem Zusammenhang mit einer ganzen Reihe ihrer physikalisch–chemischen Eigenschaften, wie z.B. der potentiellen Wechselwirkungsenergie von Molekeln, der Oberflächenspannung, der Konstanten a in der Gleichung von VAN DER WAALS, u.s.w.[1] Es ist deshalb zu er-

warten, dass sich die Schallgeschwindigkeit in einem Gemisch, dessen Komponenten eine chemische Verbindung bilden, bei der Änderung der Zusammensetzung des Gemisches anomal ändern wird. In der Literatur sind zahlreiche Versuche bekannt, derartige Anomalien aufzufinden[2-6].

In den ersten Arbeiten[2, 3] wurde von den scharfen Knickpunkten in den Kurven für die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Zusammensetzung berichtet, die in jenen Gemischen zu beobachten sind, deren Zusammensetzung der zu erwartenden Verbindung entspricht. In den weiteren Arbeiten ist es jedoch nicht gelungen, derartige Anomalien zu finden, obgleich die Schmelzdiagramme auf die Entstehung von chemischen Verbindungen in den zu behandelnden Systemen hinweisen. Dies wird gewöhnlich durch eine Dissoziation der sich bildenden Verbindungen erklärt. Mit Rücksicht auf diesen Umstand wurde die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit

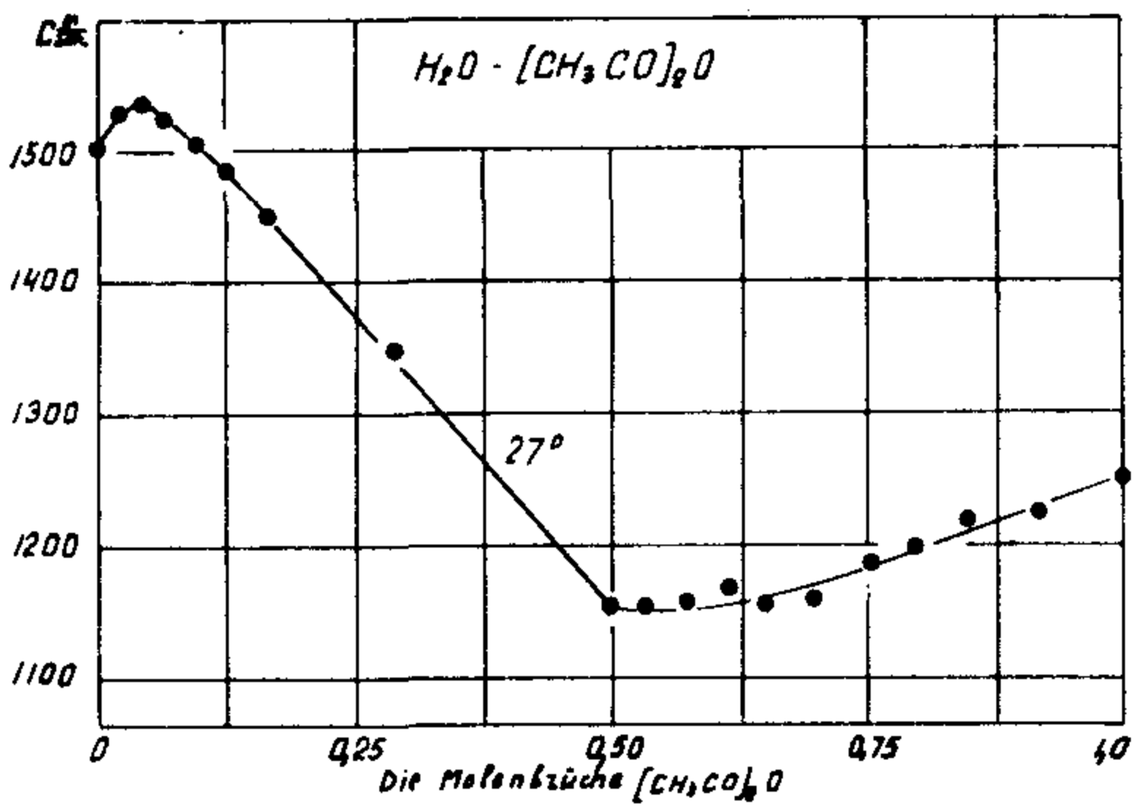


Abb. 1. Die Schallgeschwindigkeit in den Gemischen Essigsäureanhydrid – Wasser.
Abszissenachse: die Molenbrüche.
Ordinatenachse: die Schallgeschwindigkeiten.

von der Zusammensetzung in solchen Gemischen untersucht, deren Komponenten eine stabile chemische Verbindung bilden, die entweder gar nicht oder erst mit der Entstehung dieser Verbindung in Produkte dissoziiert, die sich von den Ausgangsprodukten unterscheiden. Als ein solches System wurden die Gemische von Essigsäureanhydrid mit Wasser und Äthylalkohol gewählt.

Die Schallgeschwindigkeiten wurden nach der optischen Methode durch Beobachten der Lichtdiffraktion am Ultraschallgitter bestimmt. Der maximale Fehler bei der Bestimmung der Schallgeschwindigkeit betrug $\pm 0{,}5\%$. Für dieselben Gemische wurden Dichte, Viskosität und Oberflächenspannung ermittelt. Auf der Abb. 1 ist die Änderung der Schallgeschwindigkeit c im ersten zu untersuchenden Gemisch im Zusammenhang mit der Änderung seiner Zusammensetzung dargestellt.

In diesem Fall sind in der Kurve zwei besondere Punkte zu beobachten. Dem ersten Punkt entspricht das in der linken Hälfte der graphischen Darstellung zu beobachten Maximum. Diese Anomalie ist mit der Entstehung einer dissoziierenden chemischen Verbindung, der Ortho-Essigsäure, verknüpft. Der zweite Punkt, der dem Gemisch mit äquimolekularer Zusammensetzung entspricht, ist durch die Entstehung einer nicht dissoziierenden Verbindung zwischen den Komponenten bedingt.

Auf Abb. 2 ist die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Zusammensetzung im Gemisch Essigsäureanhydrid–Äthylalkohol dargestellt. In diesem Fall findet im Gemisch die Reaktion der Bildung von dem entsprechenden Äther und der entsprechenden Säure statt.

Wie aus der graphischen Darstellung auf Abb. 2 hervorgeht, ist in der Kurve Schallgeschwindigkeit–Zusammensetzung in Gemischen mit äquimolekularer Zusammensetzung ein scharf ausgeprägter besonderer Punkt zu sehen.

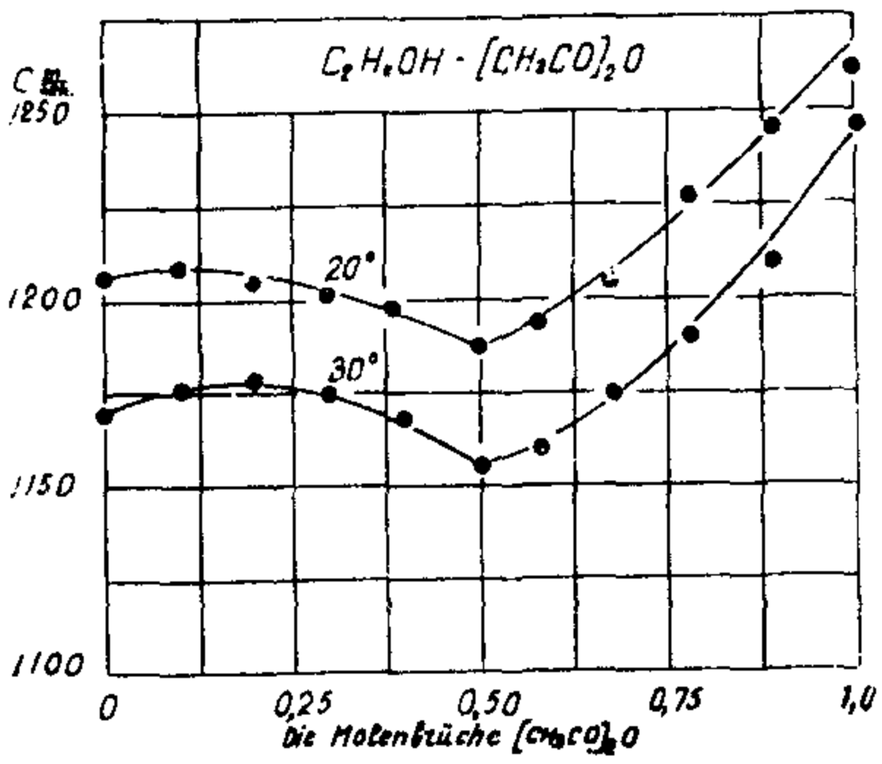


Abb. 2. Die Schallgeschwindigkeit in den Gemischen Essigsäureanhydrid – Äthylalkohol.
Abszissenachse: die Molenbrüche.
Ordinatenachse: die Schallgeschwindigkeiten.

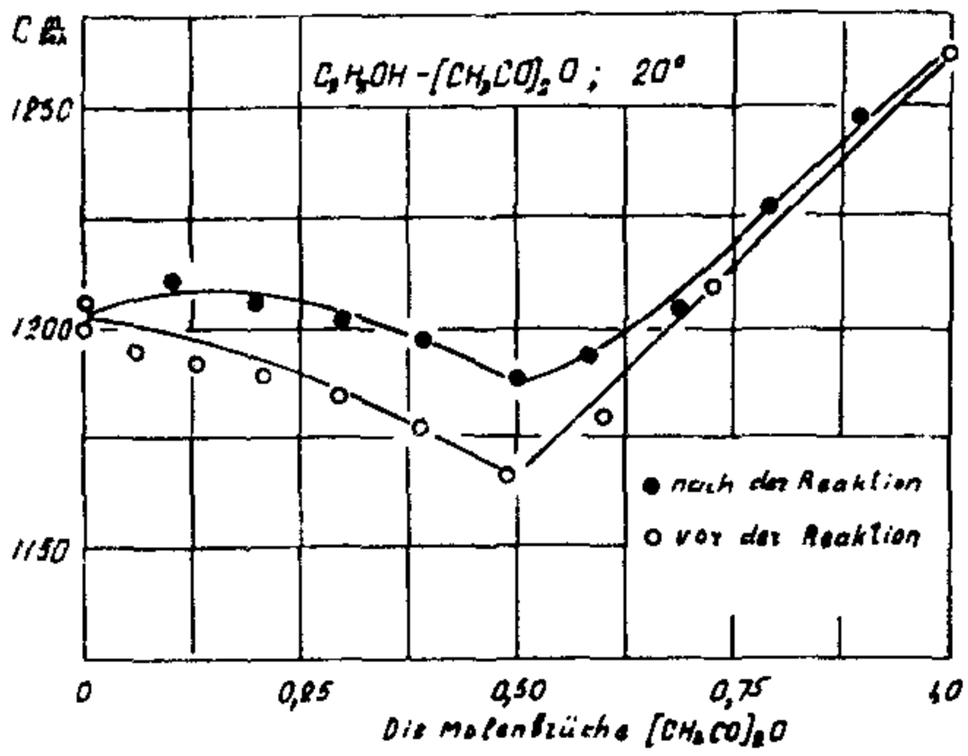


Abb. 3. Die Schallgeschwindigkeiten in den Gemischen Essigsäureanhydrid – Äthylalkohol, die schon reagiert haben (obere Kurve) und die noch nicht reagiert haben (untere Kurve).
Abszissenachse: die Molenbrüche.
Ordinatenachse: die Schallgeschwindigkeiten.

Die Verminderung der Schallgeschwindigkeit im untersuchten Gemisch entsteht infolge der Besonderheiten der Zusammenwirkung der Komponenten des Gemisches. Die Entstehung einer stabilen chemischen Verbindung vergrössert die Schallgeschwindigkeit. Davon konnten wir uns überzeugen, indem wir den Umstand, dass Essigsäureanhydrid bei Zimmertemperatur mit Äthylalkohol ausserordentlich langsam reagiert, ausnutzten. Das gab uns die Möglichkeit, die Schallgeschwindigkeiten in den Gemischen von Essigsäureanhydrid und Äthylalkohol, in denen die Reaktion schon beendet ist, mit den Schallgeschwindigkeiten in den Gemischen von derselben Bruttozusammensetzung zu vergleichen, in denen aber die Reaktion zwischen den Komponenten nicht stattgefunden hat. Auf Abb. 3 entspricht die obere Kurve der beendeten Reaktion, und die untere den Gemischen von derselben Atomzusammensetzung wie für die obere Kurve, aber ohne Reaktion. Wie aus der Abb. 3 zu ersehen ist, nimmt die Schallgeschwindigkeit in einer Flüssigkeit infolge der Reaktion, die zur Entstehung einer stabilen Verbindung führt, etwas zu.

Beim Behandeln des Zusammenhangs zwischen der Schallgeschwindigkeit und den physikalisch-chemischen Eigenschaften einer Flüssigkeit wird oft die sogenannte molekulare Schallgeschwindigkeit R benutzt[8]. Gemäss der Definition ist $R = \frac{c^{1/3}M}{\varrho}$

wo M das Molekulargewicht, ϱ die Dichte und c die Schallgeschwindigkeit sind.

Für eine grosse Anzahl von Stoffen ist die Konstante R eine Stoffeigenschaft und kann als additive Funktion von Bindungen berechnet werden, die in der betreffenden Verbindung vorhanden sind. Auf Abb. 4. sind die berechneten Werte R (ausgezogene Linien) mit den experimentell bestimmten (Kreise) verglichen.

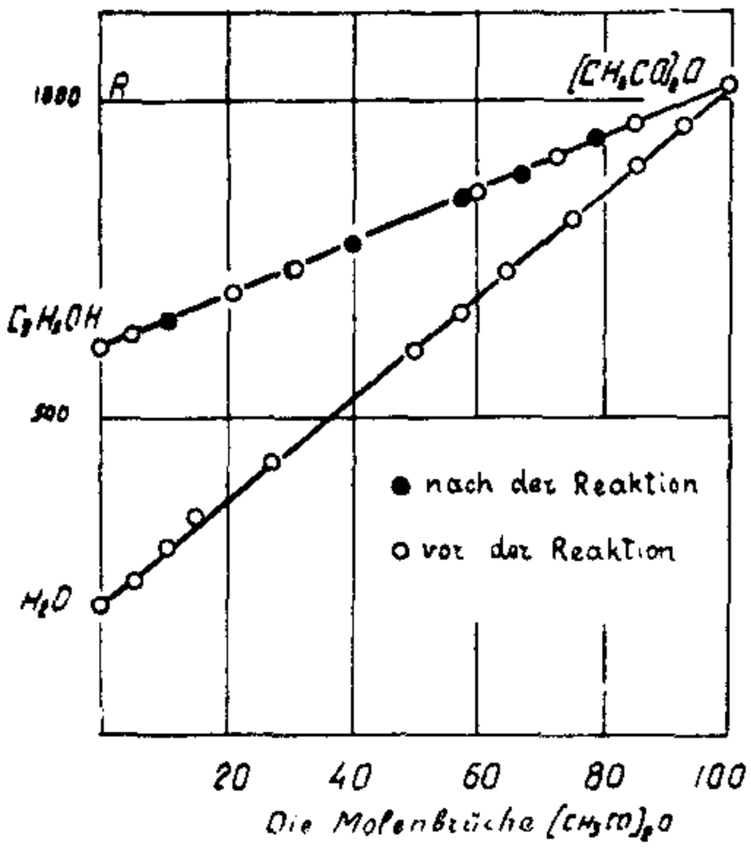


Abb. 4. Die "molekulare Schallgeschwindigkeit" in den Gemischen Essigsäureanhydrid–Äthylalkohol und Essigsäureanhydrid – Wasser.
Abszissenachse: die Molenbrüche.
Ordinatenachse: die molekulare Schallgeschwindigkeiten.

Es sei betont, dass die Grösse R in bezug auf die Bindungen, die in den Molekeln der Verbindungen vorhanden sind, additiv ist. Wie aus der graphischen Darstellung zu ersehen ist, wird die Additivität von R durch die Entstehung einer stabilen chemischen Verbindung in dem zu untersuchenden Gemisch nicht beeinflusst. Die geringe Empfindlichkeit von R gegen die chemische Einwirkung von Komponenten des Gemisches wurde in der Literatur schon hervorgehoben[9].

LITERATUR

1. B. B. KUDRYAVTSEV, *Zhur. Fiz. Khim.*, 28 (1954) 930, *Akust. Zhur.*, 2 (1956) 39.
2. V. V. TARASOV, B. P. BERING UND A. A. SIDOROVA, *Zhur. Fiz. Khim.*, 8 (1936) 372.
3. I. G. MIKHAJLOV, *Doklady Akad. Nauk S.S.S.R.*, 31 (1941) 551.
4. B. P. SUSLOV UND B. B. KUDRYAVTSEV, *Anwendung des Ultraschalls zur Werkstoffprüfung*, 2 (1955) 5.
5. L. G. MELKONYAN UND B. B. KUDRYAVTSEV, *Anwendung des Ultraschalles zur Werkstoffprüfung*, 2 (1955) 35.
6. G. G. KRETSCHMAR, *J. Chem. Phys.*, 23 (1955) 2102.
7. L. BERGMANN, *Ultrazvuk i ego primenenie*, I. L., Moskau, 1956. *Der Ultraschall*, Hirzel, Stuttgart, 1954.
8. B. B. KUDRYAVTSEV, *Akust. Zhur.*, 2 (1956) 331.
9. O. NOMOTO, *J. Phys. Soc. Japan*, 8 (1953) 553.

Die Bedeutung von Schallgeschwindigkeitsmessungen für die Physik ternärer Lösungen

H. P. JACOB

Institut für theoretische Physik der Universität, Rostock (Deutschland)

Es bestehen zwei Möglichkeiten, Schallgeschwindigkeiten im Interesse einer Diskussion der Struktur von Flüssigkeiten auszuwerten:

1. durch Berechnung der adiabatischen Kompressibilität β aus Schallgeschwindigkeit c und Dichte ϱ nach der Newtonschen Formel $\beta = 1/\varrho c^2$
2. durch Beschreibung der Schallgeschwindigkeit als molekulare Grösse in Abhängigkeit von anderen Molekularparametern a_i ; $c = c\,(a_1 \ldots a_n)$

Bei elektrolytischen Lösungen wird zur Zeit noch vorwiegend nach 1. verfahren. Das liegt unter anderem daran, dass die adiabatische Kompressibilität durch die Ionen besonders charakteristisch beeinflusst wird. Nach den von DEBYE[1] entwickelten Gedankengängen, werden durch die starken elektrostatischen Felder in unmittelbarer Umgebung der Ionen hohe Druckkräfte auf die Lösungsmittelmoleküle ausgeübt, die zu einer Herabsetzung der Kompressibilität führen. Gleiche Effekte treten auch auf, wenn feste Nichtelektrolyte in Flüssigkeiten gelöst werden. Hiernach wäre zu erwarten, dass auch in mehrkomponentigen Lösungen durchweg eine Abnahme der Kompressibilität mit wachsender Zugabe der Komponenten auftritt. Von BARANOWSKI, JACOB UND SARNOWSKI[2, 3] wurden hierzu Messungen durchgeführt, die gegenteilige Effekte zeigten. Beim System H_2O–$CaCl_2$–Harnstoff zeigte sich, dass mit wachsender Harnstoffzugabe bei hochkonzentrierten wässrigen $CaCl_2$-Lösungen eine Zunahme der Kompressibilität auftrat, bis zu einem Maximalwert, nach dem dann wieder eine Abnahme zu beobachten war.

Dieses Verhalten wurde dadurch erklärt, dass durch die Harnstoffmoleküle die Hydrathüllen teilweise abgebaut wurden. Hierdurch nahm die Anzahl der freien Wassermoleküle zu und damit auch die Kompressibilität der Lösung. Nach Absättigung der Ca-Harnstoffsolvate wirkte dann eine weitere Harnstoffzugabe wieder vermindernd auf die Kompressibilität.

In jüngster Zeit wurden solche Messungen auch mit Systemen Wasser–Elektrolyt–Elektrolyt durchgeführt. Es zeigte sich, dass die Verhältnisse ausserordentlich komplex sind. Es erschien daher angezeigt, Systeme die ähnliche Eigenschaften bezüglich ihrer Kompressibilität zeigten, über ein weites Konzentrationsgebiet zu untersuchen, um dieses System zunächst einmal thermodynamisch zu diskutieren.

Aus diesem Grunde wurde eine Messeinrichtung geschaffen, die es ermöglicht, bei möglichst hoher Genauigkeit mit möglichst geringer Substanzmenge auszukommen. Dabei sollte jedoch ein sauberes und sicheres Arbeiten möglich sein. Zu diesem Zwecke wurde die von BACHEM[4] entwickelte Methode der sekundären Interferenzen für stehende Wellen bei festgelegter Frequenz $2{,}4 \pm 0{,}0001$ MHz verwendet. Die Auszählung der Interferenzstreifen erfolgte durch einen Beobachter mittels Mikroskop,

da eine automatische Zählung den elektronischen Aufwand sehr vergrössern würde. Um eine möglichst geringe freie Oberfläche der Messubstanz zu haben, wurde das eigentliche Messgefäss senkrecht bewegt. Dabei blieb der Temperierraum fest und nur das Messgefäss und der Schallquarz wurden bewegt. Das Messgefäss steht in einer konischen Halterung definiert über dem Schallquarz. Diese Anordnung erlaubt mit mehreren Messgefässen zu arbeiten, die ausserdem leicht aus der ganzen Anordnung genommen werden können, um sie zuverlässig zu reinigen. Besonders erwähnenswert ist die Messung der Streifenabstände. Hier wurde nicht mit einer Messspindel gemessen, sondern mit einem 100 mm langen Glasmassstab, der auf $\pm 0{,}0003$ mm genau in mm geteilt war. Die Millimeterbruchteile konnten auf 0,001 mm genau mit einem Spiralmikroskop abgelesen werden, wobei noch 0,0001 mm geschätzt werden konnten. Diese Vorrichtung hat neben der höheren Genauigkeit vor allem den Vorteil, dass sie vom Gang der Messspindel unabhängig ist. Sie erlaubt damit durch geeignete Kombinationen ein sehr schnelles Messen. Auf Einzelheiten wird noch in einer eingehenderen Veröffentlichung eingegangen.

Die Messanordnung, die für unsere speziellen Zwecke entwickelt worden ist, gibt bei geringem elektronischen Aufwand und bei hoher Betriebssicherheit verbunden mit einer guten Kontrolle aller Funktionen die Möglichkeit dort eingesetzt zu werden, wo Schallgeschwindigkeitsmessungen in Flüssigkeiten für Zwecke der Fertigungskontrolle angezeigt sind.

LITERATUR

1. P. DEBYE, *Zangger Festschrift*, Rascher, Zürich, 1935, S. 877.
2. B. BARANOWSKI, H. P. JACOB UND M. SARNOWSKI, *Naturwiss.*, 44 (1957) 30.
3. B. BARANOWSKI, H. P. JACOB UND M. SARNOWSKI, *Bull. acad. polon. sci. Classe* III, 1 (1958) 31, 39.
4. CH. BACHEM, *Z. Phys.*, 101 (1935) 541.

Sound Velocity in Dilute Electrolytic Solutions

A. BARONE, F. FANTI AND D. SETTE

National Institute of Ultrasonics, Rome and Institute of Physics, University of Messina (Italy)

In the study of electrolytic solutions, the interionic attraction theory based on the assumption that the deviation of behaviour of electrolytic solutions from ideality can be ascribed entirely to Coulombic forces between ions, is of fundamental importance.

From this hypothesis DEBYE and HÜCKEL calculated an expression for the activity coefficients of electrolytes which is exact at extreme dilutions and which can be used to derive the partial molar free energy of electrolytes. Considering solutions of a single salt the partial molar free energy of the electrolyte ($\bar{G}_2$) at low molarity c is given by

$$\bar{G}_2 - \bar{G}_2^0 = \nu RT \ln c - AD^{-3/2} T^{1/2} \left(\Sigma \nu_i Z_i^2\right)^{3/2} c^{1/2} \qquad (1)$$

$\bar{G}_2^0$ is the partial molar free energy at a concentration c_0 which can be so low that the

validity of the ideal law can be assumed: it is a function of temperature and pressure only. $A = \left(\frac{\pi\varepsilon^6 N^3}{10^3 k}\right)^{1/2}$, where k is Boltzmann's constant, ε is the electronic charge, N is Avogadro's number, $\nu = \Sigma \nu_i$, the number of ions of the species having valence Z_i per molecule and D is the dielectric constant.

From Eq.(1) it is possible, by standard thermodynamical procedures, to derive limiting laws for various molar properties of an electrolyte such as the heat content, the volume, the expandibility and the compressibility[1]. For $\bar{F}_2$, one of these quantities, the limiting laws have the expression

$$\bar{F}_2 - \bar{F}_2^0 = S_L \sqrt{c} \tag{2}$$

An important feature of the theory is that the limiting slopes S_L are unambiguously defined in terms of fundamental physical constants. The slopes for the partial molar volumes (S_V) and the compressibility (S_C) are

$$S_V = \frac{A}{2} \frac{\Sigma(\nu_i Z_i^2)^{3/2}}{D^{3/2} T^{1/2}} \left(\frac{3}{D}\frac{\partial D}{\partial P} - \beta\right) \tag{3}$$

$$S_C = \frac{A}{4} \frac{\Sigma(\nu_i Z_i^2)^{3/2}}{D^{3/2} T^{1/2}} \left\{\beta^2 + 2\frac{\partial \beta}{\partial P} - \frac{6\beta}{D}\frac{\partial D}{\partial P} + 15\left(\frac{1}{D}\frac{\partial D}{\partial P}\right)^2 - \frac{6}{D}\frac{\partial^2 D}{\partial P^2}\right\} \tag{4}$$

At fixed temperatures, the slopes are constant for all salts of the same valence type, moreover the value of the slope increases with the valence of the ions.

Unfortunately S_V and S_C depend on the pressure derivatives of the dielectric constant for which only empirical expressions can be used.

If instead of partial molar quantities, one uses apparent molar quantities (Φ) which are more easily obtained from experiments, the limiting laws for the apparent volume and the compressibility of the electrolyte can be written

$$\Phi_V - \Phi_V^\circ = \frac{2}{3} S_V \sqrt{c} \tag{5}$$

$$\Phi_C - \Phi_C^\circ = \frac{2}{3} S_C \sqrt{c} \tag{6}$$

Relations (5) and (6) have been used[2] to obtain the limiting equation for the density, compressibility and sound velocity of the solutions. In particular, for sound velocity, we have

$$v - v_0 = hc - jc^{3/2} \tag{7}$$

where the subscript zero denotes the pure solvent and the coefficients are

$$h = \frac{v_0}{2000}\left(2\Phi_V^\circ - \frac{\Phi_C^\circ}{\beta_0} - \frac{M_2}{d_0}\right) \qquad j = \frac{v_0}{2000}\left(\frac{S_C}{\beta_0} - 2S_V\right) \tag{8}$$

M_2 being the molecular weight of the solute.

$\frac{\Delta d}{c}$, $\frac{\Delta \beta}{c}$ and $\frac{\Delta v}{c}$ are found to be linear functions of $\sqrt{c}$ with slopes which, like S_V and S_C, should be constant for all salts of a given valence type.

The experimental determination of any of the apparent molar properties (heat content, Φ_V, Φ_C) or of $\frac{\Delta d}{c}$, $\frac{\Delta \beta}{c}$ and $\frac{\Delta v}{c}$ could be used to test the limiting laws and the

validity of the hypothesis on the basis of the interionic attraction theory. The accuracy of the measurements however decreases quickly with decreasing concentration and it is very difficult to check the validity of the Debye-Hückel theory.

Some success has been obtained with the apparent molar volume and the results seem to support the theory.

It is interesting to observe that a linear relation for $\sqrt{c}$ similar to equations (5) and (6) has been found valid in the range of concentrations over which measurements can be easily made for various quantities: apparent molar volume (Masson's equation[3]) apparent molar heat content[4], apparent molar compressibility[5], $\frac{\Delta v}{c}$ (BARNARTT[6]).

The slopes however are different from the limiting theoretical ones and are not constant for salts of the same valence type. In some cases (solutions of strontium chloride[7]) it has been possible to determine the apparent molar volume at such low concentrations that the transition from the validity of Masson's equation to that of the Debye-Hückel limiting law can be observed. The transition happens in the molarity range 0.01 – 0.04 ($\sqrt{c} = 0.1 - 0.2$).

Various compressibility determinations have been made to test the validity of the limiting law: the most accurate seem to be those made by BACHEM[8] by sound velocity measurements: they extend down to a molarity of 0.03.

BARNARTT used literature results to test the relation between $\frac{\Delta v}{c}$ and $\sqrt{c}$: the range of concentration varied between 0.6 and 2 *N*.

BACHEM's and BARNARTT's diagrams show a linear dependence of the quantities upon $\sqrt{c}$ but the slopes are different from the theoretical ones and are not constant for salts of the same valence type. It can be concluded that the concentration range explored is still too high to obey the limiting laws.

In order to thoroughly test the limiting law by means of sound velocity measurements, high accuracies (of the order of approx. 5 mm/sec) are necessary which at the present are not attainable.

Using a modern sound interferometer[9] which allows the error to be maintained in the limit of approx. 2×10^{-4} it is possible however to perform measurements in a range of concentration considerably lower than the ranges in which the determination of V and β have been made. This seems interesting because in the case of strontium chloride the transition between the region of Masson's equation and that of the limiting law for the apparent molar volume falls in the range of molarity 0.01 – 0.04.

For these reasons we have performed interferometric measurements of sound velocity in two 1–1 and two 2–2 electrolytes decreasing the concentration to the limit allowed by the accuracy of the apparatus. The chemicals were the purest obtainable commercially. For each solution measurements at different temperatures were made and from the curve of velocity *vs* temperature, the velocity at 25° C was deduced.

The results are shown in Fig. 1 in which $\frac{\Delta v}{c}$ is plotted against $\sqrt{c}$; the theoretical slopes from the Debye-Hückel theory are shown as calculated from data in the literature[10]. On the same figure, the limits of possible error are shown for the NaCl case.

From these results it seems possible to conclude that the validity of the linear law between $\Delta v/c$ and $\sqrt{c}$ extends at least down to a concentration of 0.025 *N*, although the slopes differ from the theoretical limiting ones. The fact that the slopes found by us

for the various salts differ from those found by BARNARTT[6] in a higher concentration range is probably of no significance because similar differences are found by him using different data for the same salt from the literature.

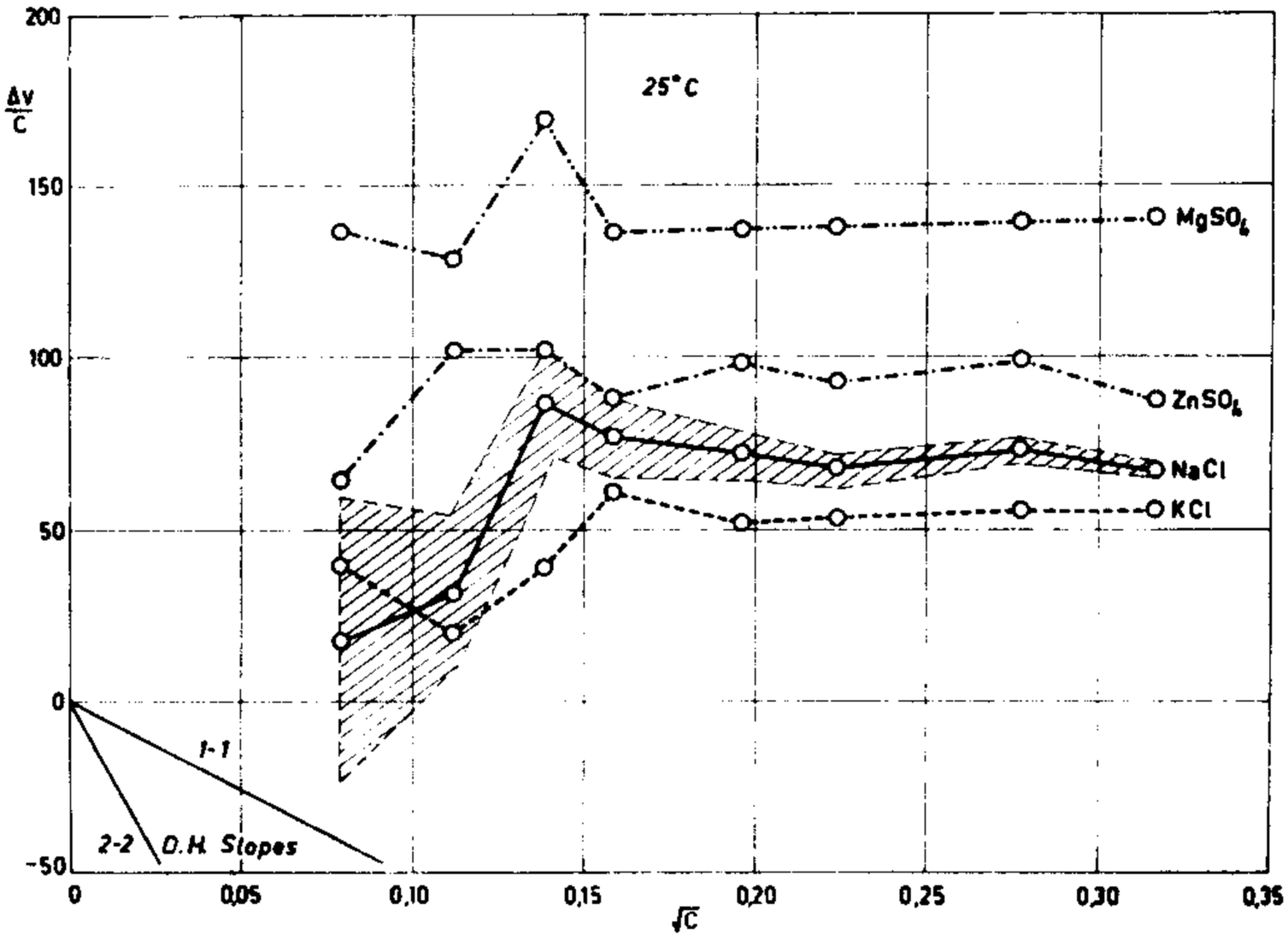


Fig. 1.

At the lower end of the concentration range examined the accuracy of our measurements decreases rapidly. There is, however, in all cases at molarities lower than 0.025 a deviation of $\frac{\Delta v}{c}$ from linearity which could not be fortuitous and which might indicate the beginning of the transition to the region of validity of the Debye-Hückel law: it should be mentioned that this is the same concentration range in which the similar transition for the apparent molar volume has been found in strontium chloride solutions.

REFERENCES

1. H. S. HARNED AND B.B. OWEN, *Physical chemistry of electrolytic solution*, Reinhold, New York, 1958
   CH. BACHEM, *Z. Phys.*, 101 (1936) 541.
2. W. C. ROOT, *J. Am. Chem. Soc.* 55 (1933) 850.
   F. T. GUCKER, *Chem. Revs*, 13 (1933) 111.
   S. BARNARTT, *J. Chem. Phys.*, 20 (1952) 278.
   S. BARNARTT, *Quart. Revs.* (*London*), 7 (1953) 84.
3. D. O. MASSON, *Phil. Mag.*, 8 (1929) 128.
4. M. RANDALL AND F. O. ROSSINI, *J. Am. Chem. Soc.*, 51 (1929) 323.
5. F. T. GUCKER, *J. Am. Chem. Soc.*, 55 (1933) 2209.
6. S. BARNARTT, *J. Chem. Phys.*, 20 (1952) 278.
7. H. S. HARNED AND B. B. OWEN, *Physical chemistry of electrolytic solutions*, Reinhold, New York 1958, p. 364.
8. CH. BACHEM, *Z. Phys.*, 101 (1936) 541.
9. A. BARONE, *Nuovo cimento*, 5 (1957) 717.
10. H. S. HARNED AND B. B. OWEN, *Physical chemistry of electrolytic solutions*, Reinhold, New York, 1958, p. 173.

Acoustical Measurements carried out at the Physical Laboratory of the University of Louvain

A. VAN ITTERBEEK

Institute of Low Temperatures and Technical Physics, Louvain (Belgium)

During the last three years we have been specially interested in the acoustical properties of gases and liquified gases. Measurements have been carried out both with audible sound and ultrasonics. The following problems have been treated.

Measurements using ultrasonic waves

Measurements of sound velocity in gases under high pressures up to 150 atm. in N_2, O_2, Ar and He gas between room temperature and liquid nitrogen temperatures were carried out in collaboration with G. Forrez, H. Zink and W. Grevendonck. From these measurements the variation of the specific heats c_p and c_v as a function of pressure at different fixed temperatures could be calculated using known experimental data of the equation of state. As an example of these measurements, our experimental

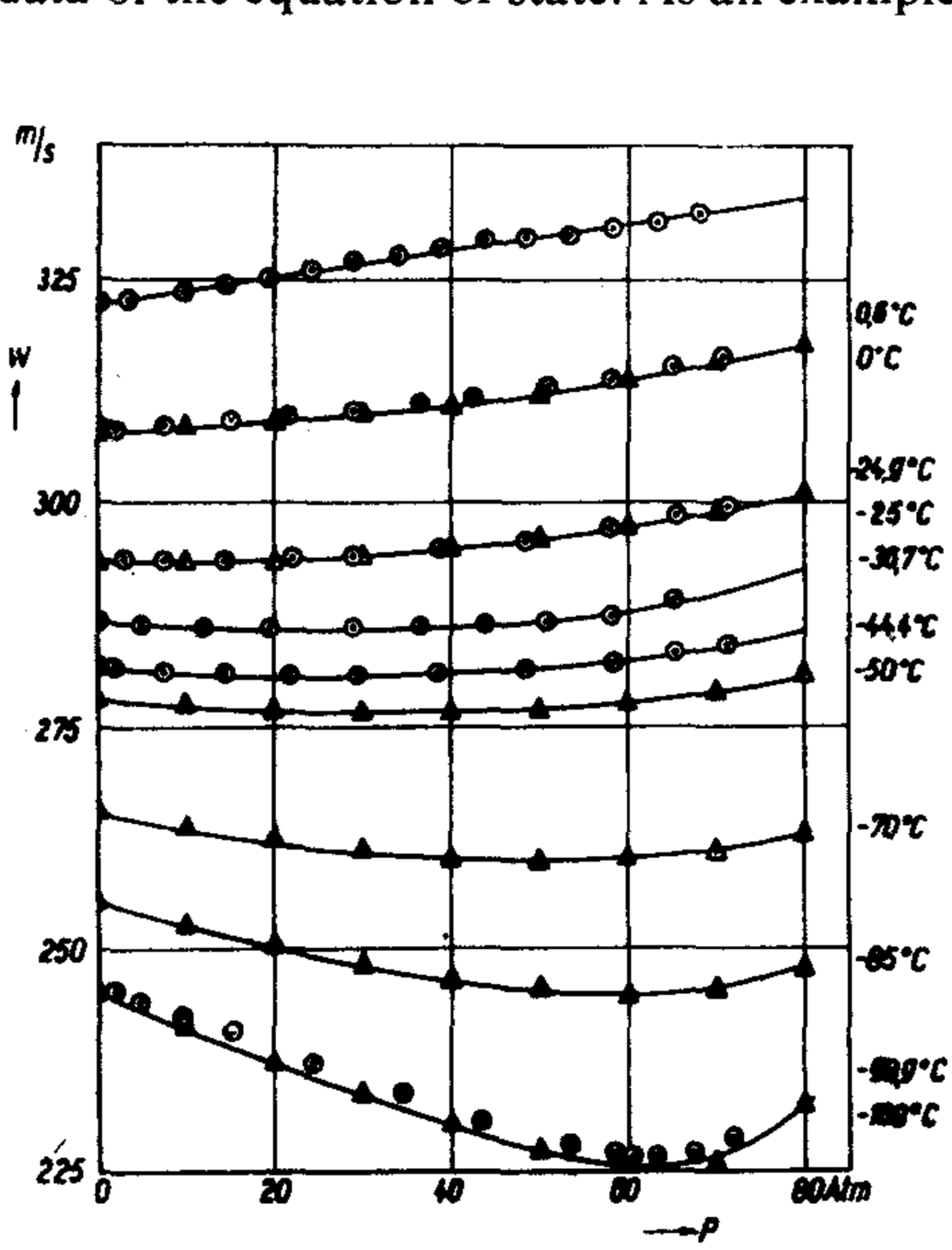


Fig. 1. Velocity of ultrasonic waves in argon gas as a function of pressure and temperature.
● our measurements,
△ calculated values by MICHELS, LEVELT AND WOLKERS[1].

results obtained for argon gas are indicated in Fig. 1. In this figure are also indicated the values calculated by MICHELS, LEVELT AND WOLKERS[1] from direct measurements of the equation of state of argon.

Velocity of sound in liquified gases under high pressure

In order to obtain information about the thermodynamic properties of liquified gases (oxygen, nitrogen, argon and helium) we developed, in collaboration with W. van Dael, an acoustical interferometer for use at high pressures (Fig. 2). The same apparatus has also been used for measurements in gases.

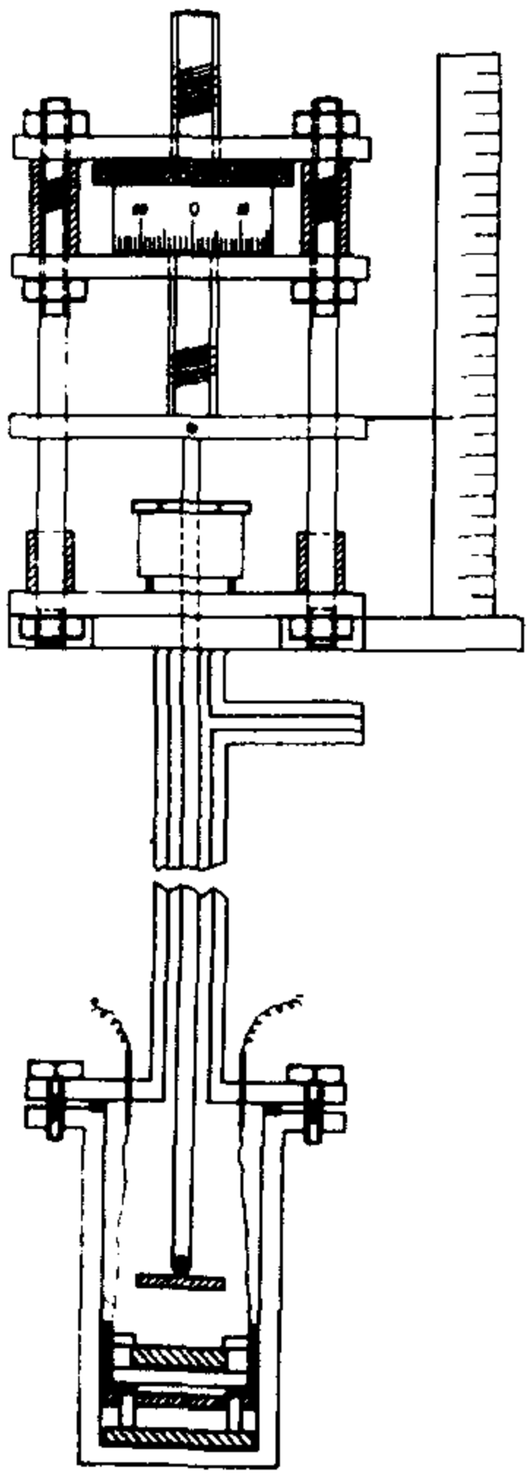


Fig. 2. Acoustical interferometer for measurements under high pressure in gases and liquified gases.

As a further example our measurements in liquid oxygen are given in Fig. 3 as a function of pressure at the boiling point of liquid oxygen. It can be seen that we obtained a straight line for this function.

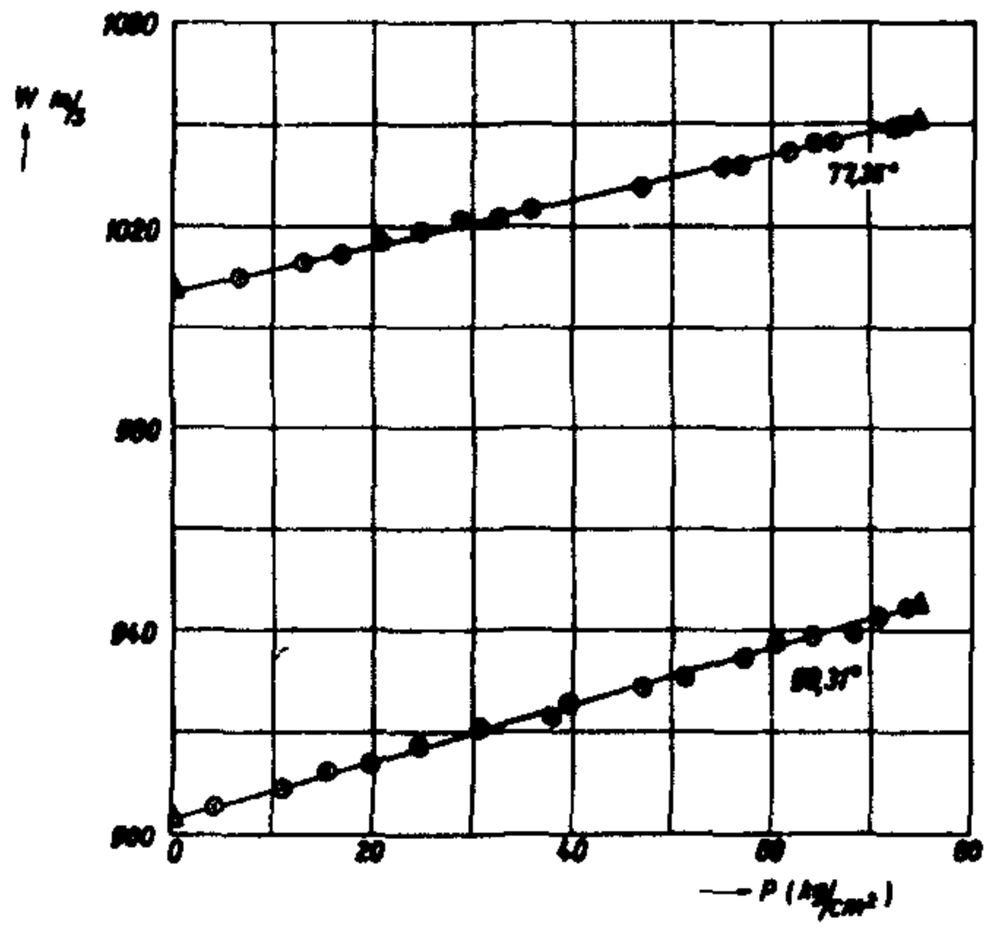


Fig. 3. Velocity of sound in liquid oxygen as a function of pressure and temperature.

In order to calculate thermodynamic properties such as compressibilities we studied at the same time the variation of the density as a function of pressure.

With the purpose of verifying the existing theories for the transport properties of liquid helium we started with a systematic study on the variation of the first sound wave in liquid helium as a function of pressure, temperature and frequency. Some of our results obtained so far are given in Fig. 4.

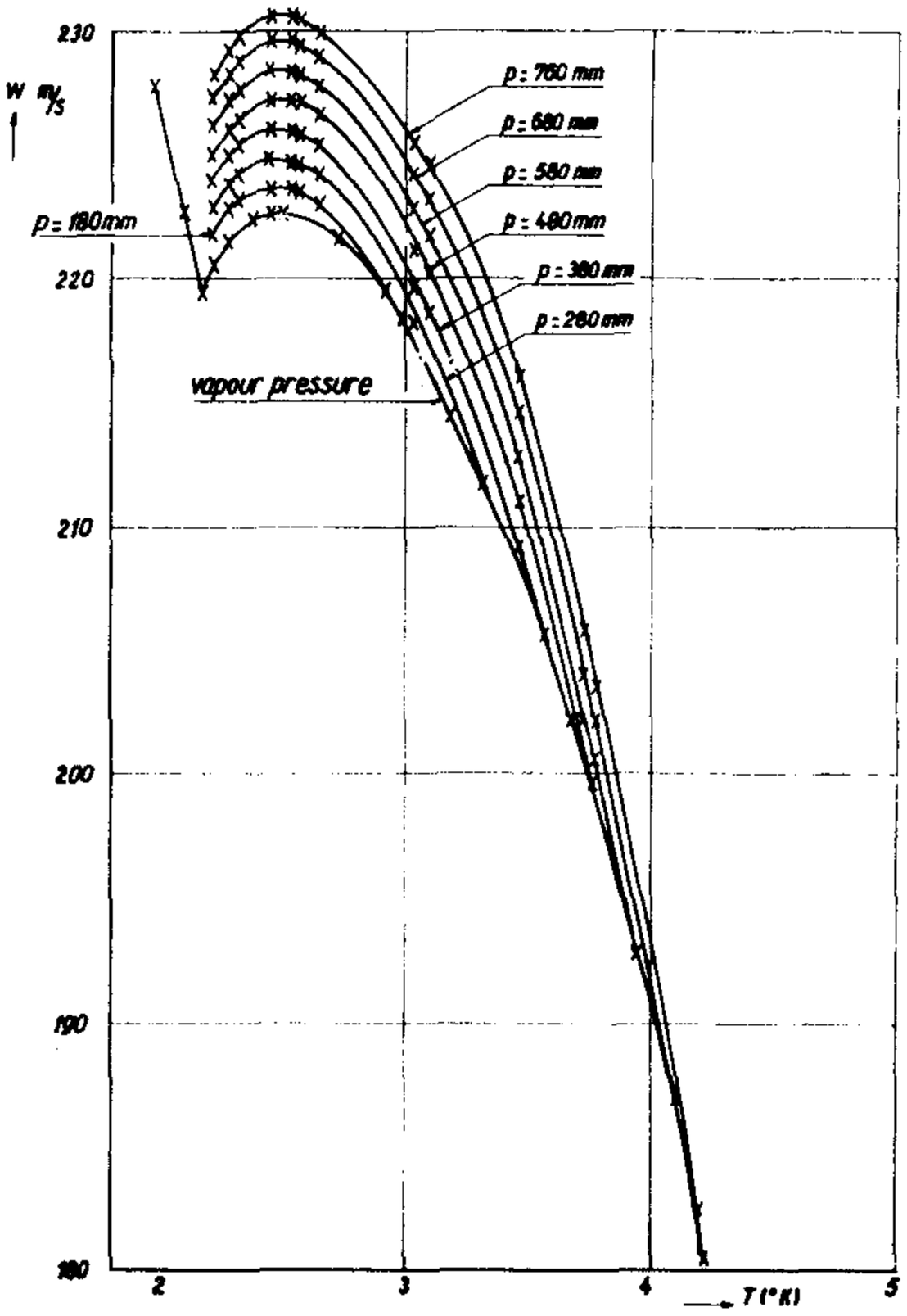


Fig. 4. Velocity of sound in liquid helium above the λ-point as a function of temperature and pressure.

Velocity of ultrasonic waves at room temperature in argon, oxygen, nitrogen and helium as a function of pressure in the low pressure range

Some years ago measurements were carried out respectively by BOYER[2], ZMUDA[3] and THALER[4] on the variation of the velocity of sound in gases as a function of pressure. They found a strong increase of the velocity with a decrease of pressure. This could

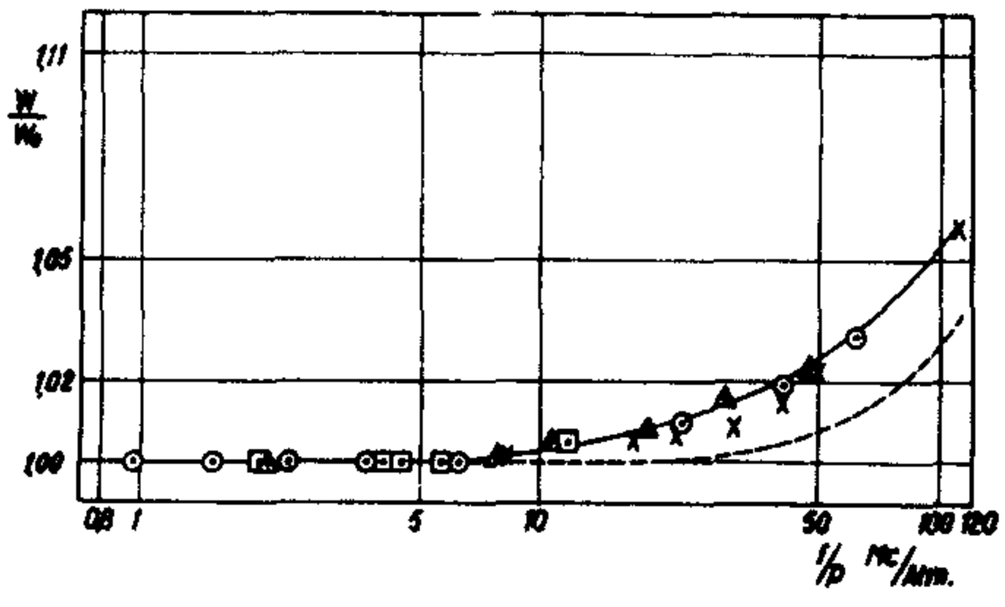


Fig. 5. Velocity of ultrasonic waves in argon gas as a function of pressure (T = 300° K, frequency 808.3 kc/s).
× BOYER[2],
● first series of measurements,
△ second series,
▣ third series.

be explained by means of a relaxation theory for the rotational and translational energy. In collaboration with Cl. De Ridder we attempted to extend these measurements in order to incorporate low temperature measurements. Some of our results are shown graphically in Figs. 5 and 6.

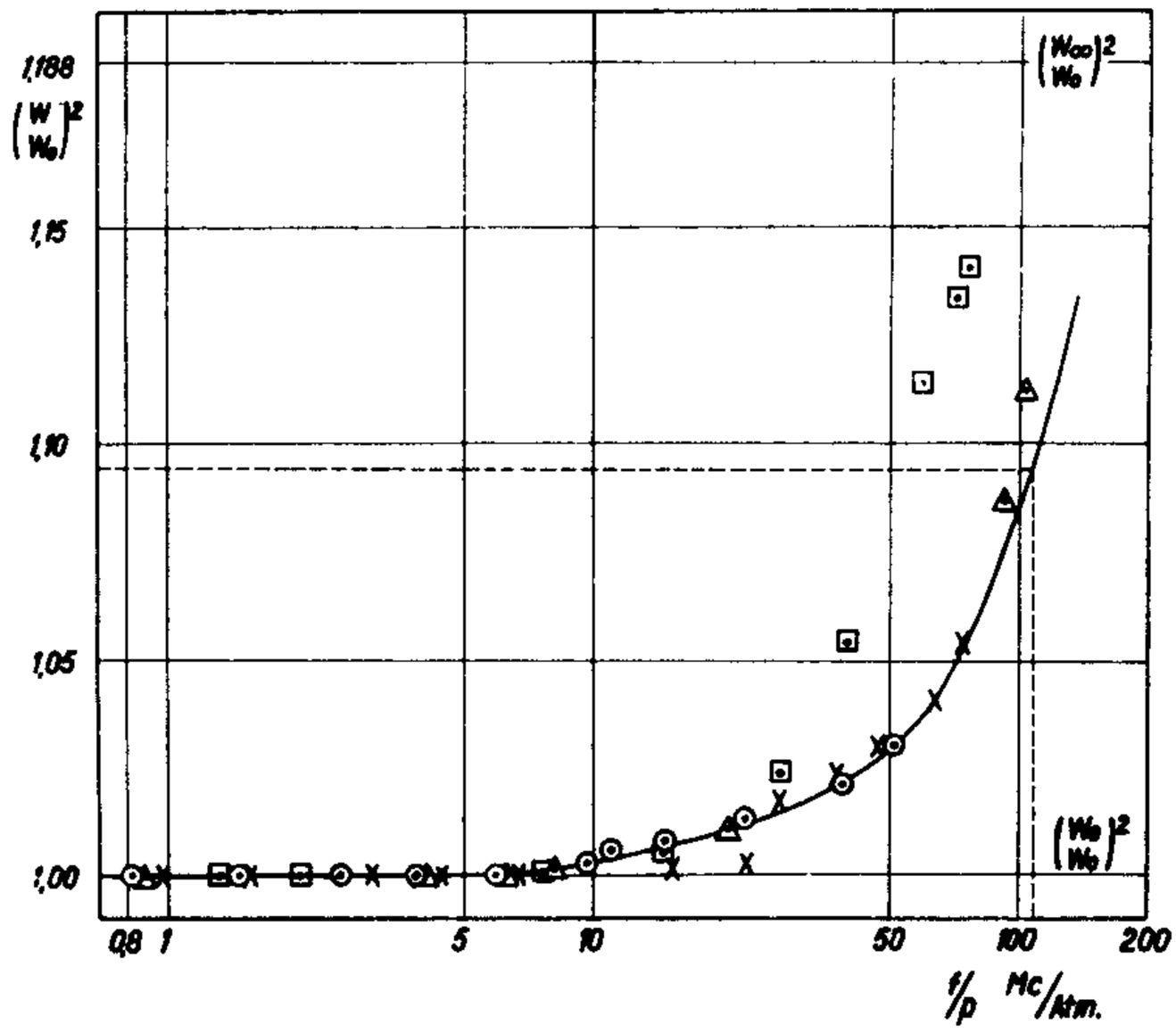


Fig. 6. Velocity of ultrasonic waves in oxygen gas as a function of pressure ($T = 300$ °K, frequency 808.3 kc/s).

× BOYER[2],
◉ THALER[4],
△ first series of measurements,
▣ second series.

From these measurements we calculated the relaxation times and obtained the results given in Table I.

TABLE I

RELAXATION TIMES

Gas	$\beta \cdot 10^9$ [*sec.*]
Oxygen	2.21
Nitrogen	1.32
Hydrogen	22.00

Measurements with ordinary sound. Acoustical thermometer

A few years ago we began, in collaboration with G. Forrez, C. J. Sluijter, W. van Dael and L. Meeuwissen, the development of a so-called acoustical thermometer in order to measure low temperatures ranging from those of liquid oxygen to those of liquid helium. The principle consists in measuring the velocity of sound as a function

of pressure from 1 atm. down to a few millimeter Hg. Since the velocity can be represented as a function of pressure by means of the equation

$$W = W_0 \, (1 + P \cdot p)$$

where W_0 is the velocity of sound corresponding to zero pressure with $W_0^2 = \frac{5}{3} \cdot \frac{R_M T}{M}$ for the case of helium gas, R_M the gas constant, T the absolute temperature and M the molecular mass. So we see that from the extrapolated value W_0, the absolute temperature can be calculated.

The apparatus used is represented in Fig. 7. The resonator was provided at both ends

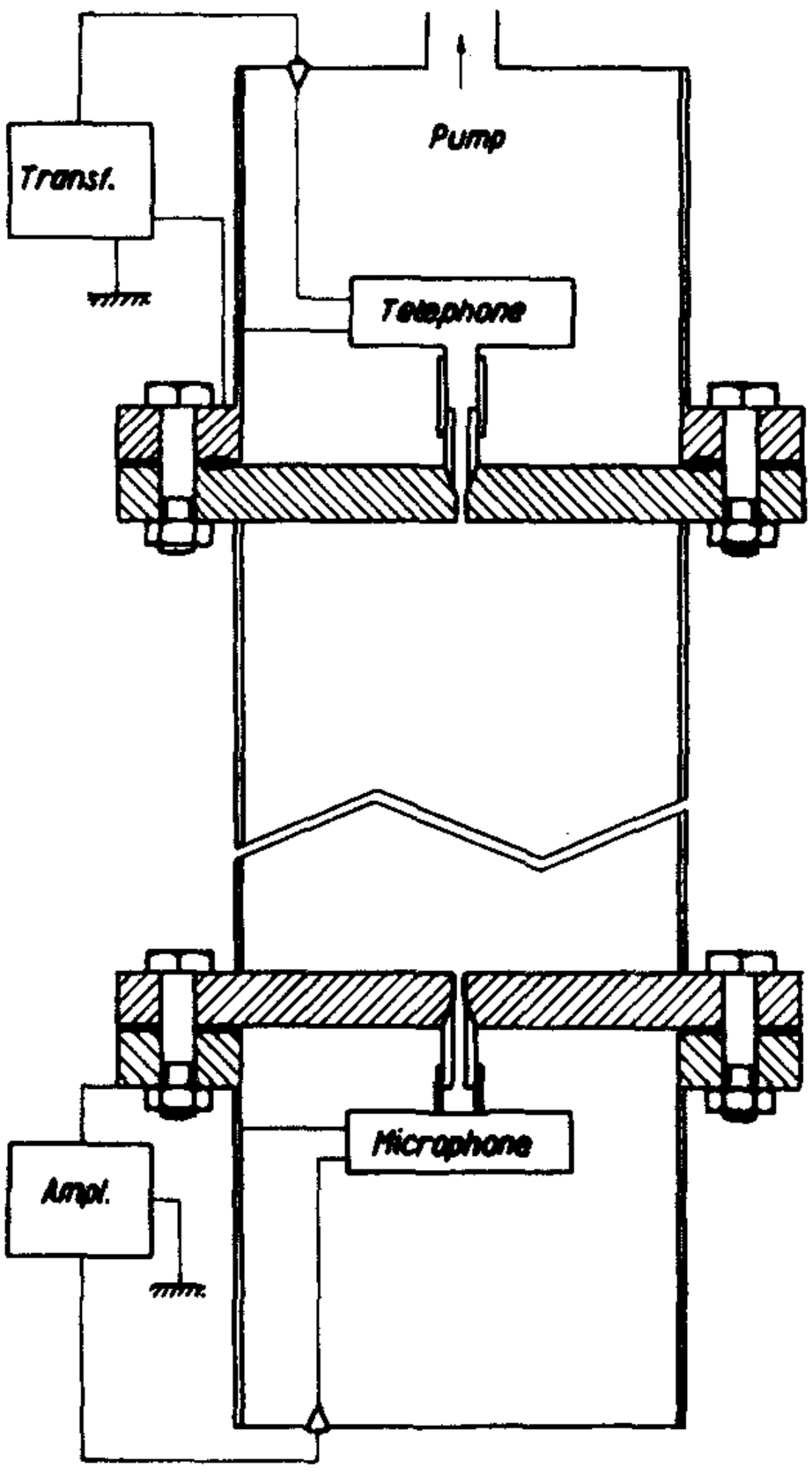


Fig. 7. Resonator to measure temperature acoustically.

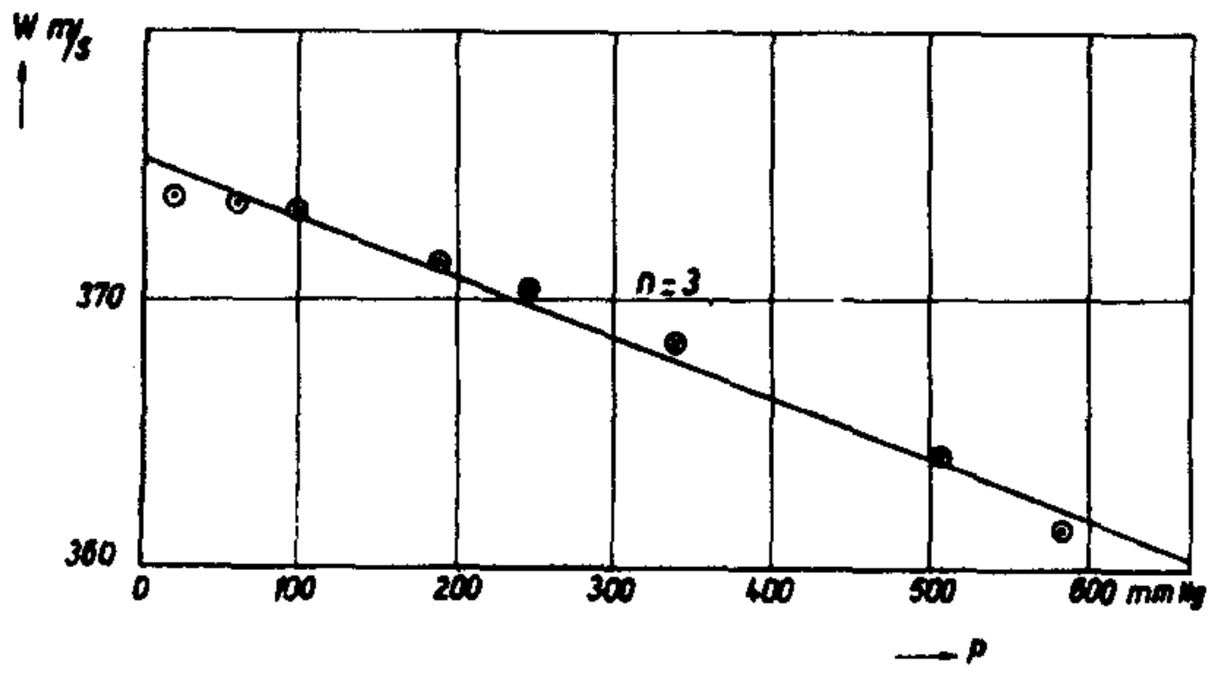


Fig. 8. Velocity of sound in hydrogen gas as a function of pressure at the boiling point of liquid hydrogen.

with two small holes (1 mm diameter). The sound is produced and detected by means of a small electromagnetic telephone and microphone and using a "Radiometer" wave analyser. We measured the resonance frequencies by means of an electronic counter.

The velocity of sound is then calculated from the exact length of the resonator corrected for thermal contraction and the different resonance frequencies.

In Table II is given a comparison between the acoustically determined temperature and that obtained from the vapour pressure.

TABLE II

Filling gas in the thermometer	*T (Vapour pressure)* [°K]	*T (Acoustic)* [°K]
Nitrogen	77.43	77.80
Nitrogen	90.33	90.30
Oxygen	90.38	90.48
Hydrogen	20.40	20.46

We can observe that the agreement is rather good specially at the lowest temperatures. At the temperature of liquid hydrogen one is also quite sure to have a high purity of the gas, because all other impurities such as oxygen and nitrogen will have been frozen out. We have now begun to develop a new type of thermometer using a condensor microphone and telephone of the type realised by KUHL, SCHODDER AND SCHRÖDER.[5]

Finally we would like to take the opportunity of expressing our thanks to the Belgian Ministery of Education for the financial help which we obtained from the National Research Center.

REFERENCES

1. A. MICHELS, J. M. LEVELT AND G. J. WOLKERS, *Physica*, 24 (1958) 769.
2. R. A. BOYER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 23 (1951) 171.
3. A. J. ZMUDA, *J. Acoust. Soc. Am.*, 23 (1951) 472.
4. W. J. THALEP., *J, Acoust. Soc. Am.*, 24 (1952) 15.
5. W. KUHL, G. R. SCHODDER AND F. K. SCHRÖDER, *Acoustica*, 4 (1954) 519

Accurate Measurement of Dynamic Elastic Constants for Very Small Specimens

G. BRADFIELD

National Physical Laboratory, Teddington (Great Britain)

It is often advantageous in elasticity research to be able to measure the elastic constants of very tiny specimens *e.g.* when they are available as single crystals only of a very small size such as diamonds or titanium or when the Young's modulus of an anisotropic metal plate in the thickness direction is desired.

When elasticity research is conducted on metals it is rare that accuracies of worse than 1% are worth having and it is desirable to aim at 0.25% or at 0.1%. Frequency measurement and time interval measurement of electrical waves can be carried out to an accuracy of one part in 10^6 or even in 10^9, but there are physical limitations, *e.g.* in launching the wave, which are proportionately more serious for small specimens so that the achievement of 0.1 to 0.2% accuracy on small specimens requires an accurate knowledge of causes of error in order that they can be reduced.

We will first discuss such errors in using diffracted waves, where we are in general inclined to use frequencies of 15–30 Mc/s and are concerned with errors of 1 to 5 nanoseconds *i.e.* 10^{-9} sec. Resonance methods will then be considered.

The causes and elimination of errors in using the diffracted wave method of measuring dynamic elasticity

Contact film errors due to curvature of specimen surfaces can often cause errors of about 3 nanoseconds but, by using a water immersion method or by using small probes these errors can now generally be reduced to less than a nanosecond; we assume that surface roughness is eliminated by the use of polished crystal, probe or specimen surfaces. The lateral boundary effect is generally avoided by using fat specimens although when this is not possible, raising the frequency reduces this error and it can also be evaluated by a scale experiment. The effect of the weak edge of a probe is difficult to avoid or evaluate but we think that this error need not be serious.

Except in an immersion technique, attempts to use multiple reflections generally involve reflecting a wave at a surface only partly covered by a piezoelectric crystal or probe and is unwise for it leads to incalculable errors because part of the reflected wave is phase changed by the film and part is not. An error arising because of phase peculiarities in the integration of waves over the piezoelectric crystal or probe surface is one which has up to the present been ignored but it has been studied by the author[1] and by GOODWIN at the National Physical Laboratory. The error is non-monotonic, but is calculable.

Another error is due to the effect of cold work during the process of shaping the specimen, for this not only reduced the elasticity due to the numerous dislocations it causes, but this may alter the elasticity by producing a polycrystalline layer in the case

of a single crystal specimen or a layer with an anomalous preferred orientation in the case of a polycrystalline metal having texture. Spark erosion and electrolytic etching are of benefit.

In polycrystalline materials errors occur due to the change of mode of the incident wave at interface encounters so causing a change in propagation velocity. LIFSHITS AND PARKHOMOVSKIJ'S analysis[2] confirms this. It is best to set out with fine grain materials if high accuracy is desired.

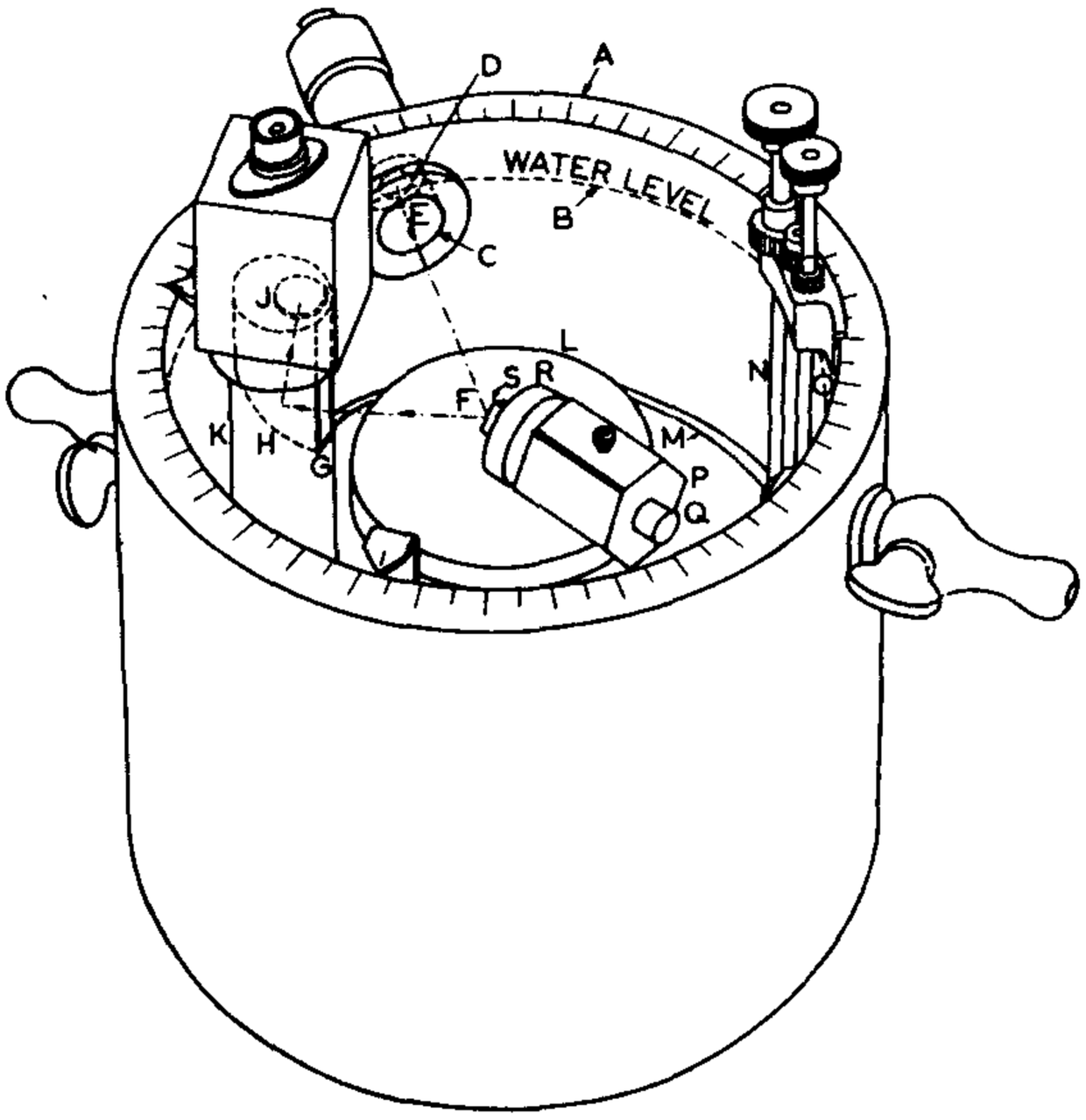


Fig. 1. The ultrasonic goniometer.

A Tank.
B Level of distilled water in tank.
C Fused quartz cylinder transmitting head.
D 15 Mc/s X-cut quartz 12.5 mm diameter fixed to cylinder *C*.
EF Ultrasonic beam *EF* emerging from cylinder *C* into water.
FG Ultrasonic beam *FG* reflected from specimen *S* through water into fused quartz prism *H*.
H Fused quartz prism.
J 15 Mc/s Y-cut quartz 10 mm diameter fixed to prism *H*.
K Orientable head receiving ultrasonic waves.
L Orientable specimen table.
M Gear wheel on which table *L* is mounted.
N Shaft geared to gear wheel *M*.
O Shaft geared to head *K*.
P Bearing for shaft *Q*.
Q Shaft of orthogonal specimen-orienting platform *R*.
R Platform *R* mounting specimen *S*.
S Specimen under examination.

The immersion tank shown in Fig. 1 is suitable for measuring travel times by the repeated reflection method either with separate transducers or with common transmit/receive transducers. It is easy to use it also with the mode changer technique for shear waves either simply or with multiple reflections. Contact errors are eliminated in these methods. A new method of testing elasticity involving the use of surface waves can be carried out with this equipment (called an ultrasonic goniometer) and opens up fascinating fields of enquiry. We find that there is a critical angle of reflection involving a sudden drop in reflection coefficient when surface waves are generated and we can measure this angle to an accuracy of about 3 minutes. Access is only necessary to one

side of the specimen and by changing the frequency of test the elasticity at various depths can be measured and the depth of surface damage indicated; such interesting fields as the effect of stress on elasticity and possibly the effect of fatigue on elasticity can be explored in this way. In general, rotation of the specimen about the axis shown causes the critical angle to change and the same applies to viewing the side of a circular specimen as it is rotated. Texture pecularities and crystalline orientation can then be measured.

Resonance methods

For longitudinal resonance the most sensitive method we have found for giving high accuracy on a rod specimen is to excite the specimen by a tenuous magnetostrictive transducer[3] and to detect the motion by a frequency modulation proximity detector. This is somewhat superior to the combination of electrostatic drive and frequency modulation detection. The method fails for thin strips and the inductor strip resonance equipment[3] can then be used (for nonmagnetic materials). By measuring the dispersion with strips of various lengths the effective Poisson's ratio as it varies with orientation of the strip in the stock sheet can be determined. For a strip 0.002″ (0.05 mm) thick it is doubtful whether another method exists for obtaining this information.

For torsional resonance three methods have been developed. One, which was in use at the National Physical Laboratory nine years ago, relies on developing an oscillatory torque using tenuous magnetostrictive elements[3] and indicating the motion by similar devices. In its most convenient form for this work the magnetostrictive wires are looped so that the specimen rests in them. The equipment is available in three different sizes, the smallest being suitable for specimens 1½ to 4½ mm in diameter with a length from about 1 cm upwards. A specimen 1 cm long and 0.2 cm in diameter can be tested to an accuracy of one part in a thousand in elasticity.

A similar performance is obtained from a device recently investigated to deal with these and perhaps with still smaller specimens; this consists of two torsional transducers each about 7 cm long, one magnetostrictive using ferrites[4] and the other piezoelectric using Rochelle salt. Conical ends are cemented to each to engage in tiny holes drilled in the ends of the specimens. The ferrite type used a toroidal winding about 1½ mm long[4] and the latter used short opposed electrodes applied to a torsional bimorph similar to those once used for torsional galvanometer elements. The conical driving ends on the transducers act as compliances and alter the resonance frequency but an allowance can be made for this.

The work is part of the research programme of the National Physical Laboratory and is published by permission of the Director.

Mrs. M. A. BUDDEN and Mr. D. MOSS carried out many of the measurements on which these results were based.

REFERENCES

1. G. BRADFIELD, *Natl. Phys. Lab.*, Memo PHYS/U28 (1960).
2. I. M. LIFSHITS AND G. D. PARKHOMOVSKIJ, *Zhur. Eksptl. Teoret. Fiz.*, 20 (1950) 175.
3. G. BRADFIELD, *Acustica*, 4 (1954) 171.
   G. BRADFIELD, *Natl. Phys. Lab.*, Memo PHYS/U23 (1960).
4. G. BRADFIELD, *Proc. Inst. Elec. Engrs. London*, 104, Pt. B., Suppl. 7 (1957) 588.

Über den Zusammenhang von Ultraschallgeschwindigkeiten und Oberflächeneigenschaften von Metallen

P. GREGUSS

Budapest (Ungarn)

Wie bekannt, pflanzen sich die Rayleigh-Wellen nur an der Oberfläche des Festkörpers fort[1]. Es liegt also nahe, ihre Geschwindigkeit, u.a. mit der Oberflächenspannung in Zusammenhang zu bringen. Um zu zeigen, dass dieser Gedanke einen realen Grund hat, soll kurz auf die Untersuchungen von DORSEY[2], GRUNMACH[3], BOHR[4] und HARTRIDGE UND PETERS[5] hingewiesen werden. Die genannten Autoren verwandten diese Wellen für die Bestimmung der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten, bzw. flüssigen Metallen. In den kristallin-festen Metallen sind aber alle Bausteine, auch diejenigen der Oberfläche, der Fernordnung des Raumgitters eingefügt. Dem Bestreben, die Oberfläche zu verkleinern, widerstehen elastische Gegenkräfte, so dass die Auswirkungen der Oberflächenspannung nur bei sorgfältigster Beobachtung nachgewiesen oder gemessen werden können. Es gibt einige Erscheinungen, die einen solchen Nachweis erlauben, und wenn auch nicht eine sehr genaue Messung, so doch eine Abschätzung der Grösse der Oberflächenspannung gestatten. So liegen z.B. auf Grund der Arbeiten von DUNDON[6] und ALTYNOV[7] Hinweise auf den Zusammenhang zwischen Oberflächenspannung und Härte vor.

Aus der Definition der Oberflächenspannung geht hervor, dass unter Verwendung der Beziehung, Kraft gleich Arbeit durch Weg, aus der Zerreissarbeit – dem doppelten Wert der Oberflächenspannung – die Zerreissfestigkeit berechnet werden könnte, wenn die Reichweite der zwischenmolekularen Kräfte genau bekannt wäre.

Von ähnlichen Grundgedanken gingen auch BORN UND STERN[8] aus, nur braucht man nach ihnen nicht einmal die Reichweite dieser zwischenmolekularen Kräfte zu kennen. Der grosse Vorteil ihrer Überlegung ist weiterhin, dass man den Kristall sogar als unendlich ausgedehnt annehmen kann.

Selbstverständlich beziehen sich die so gewonnenen Werte auf den absoluten Nullpunkt. Die Oberflächenspannung ist nämlich jene Energie, die am absoluten Nullpunkt mit der freien Energie der Oberfläche identisch ist. Man macht aber im allgemeinen keinen nennenswerten Fehler, wenn man mit der Dichte bei Zimmertemperatur rechnet.

BORN UND STERN[8] erhielten nach ihrem Gedankengang für den Zusammenhang zwischen Oberflächenspannung und Gitterabstand die Beziehung

$$\gamma = k_1 \frac{e^2}{d^3} \tag{1}$$

wo e das elektrische Elementarquantum, d den Gitterabstand und k_1 einen von dem Abstossungsexponenten abhängigen Faktor bedeutet. Der Wert k_1 wurde für Na- und K-Salze von BORN UND STERN in der Grössenordnung von 10^{-1} bestimmt.

ALTENBURG[9] geht in seiner Arbeit über Ultraschallgeschwindigkeit und Molekülstruktur von denselben atomistischen Modellbetrachtungen von BORN wie dieser und STERN in ihrer dargelegten Arbeit aus. Dadurch gewinnt er für ein eindimensionales Gebilde eine Beziehung, die durch die quantenmechanischen Rechnungen von LONDON in eine solche Form gebracht werden kann, dass man bei Benutzung des Clausius-Mossottischen Gesetzes für die Schallgeschwindigkeit den folgenden Ausdruck erhält

$$v^2 = \frac{6\,he}{\sqrt{m^3 d^3}} \tag{2}$$

Diese Beziehung soll aber nur dann Gültigkeit haben, wenn kein Widerstand gegen Scherungskräfte vorhanden ist, was bei Flüssigkeiten näherungsweise der Fall ist, was aber bei festen Körpern nur bei der Ausbreitung in unendlich dünnen Stäben erfüllt ist. Unserer Ansicht nach kann man aber mit dieser Gleichung weiter operieren, wenn man annimmt, dass die Wirkung der Widerstand leistenden Scherungskräfte von der Oberfläche aus mit zunehmender Tiefe exponentiell abnimmt. In diesem Falle ist dann statt der Schallgeschwindigkeit die Rayleigh-Wellen-Geschwindigkeit zu benutzen.

Wenn man nun nach dieser Annahme die Gl. (2) in die zweite Potenz erhebt und etwas ordnet, erhält man einen Zusammenhang, in dem das e^2/d^3 Glied dieselbe Bedeutung hat, wie in der Gl. (1). Durch Gleichsetzen dieser beiden Gleichungen und unter Berücksichtigung der Beziehung

$$m = \frac{M}{L}$$

erhalten wir für die Oberflächenspannung

$$\gamma = \frac{k_1}{36h^2L^3}\, M^3 v^4 \tag{3}$$

Hierbei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, L die Loschmidtsche Zahl, M das Molekulargewicht.

Man darf aber nicht vergessen, dass die von BORN UND STERN[8] gewonnenen Beziehungen nur für Na- und K-Salze abgeleitet wurden, bei Metallen können die zwischenmolekularen Kräfte anderen Potenzgesetzen gehorchen. Dadurch änderen sich aber die Überlegungen nicht prinzipiell, sondern nur der Abstossungsexponent und der Proportionalitätsfaktor ändern ihre Werte. Dieser Faktor ist selbstverständlich von den kristallographischen und "metallischen" Eigenschaften des betreffenden Metalls abhängig und steht dadurch mit der Ordnungszahl in engem Zusammenhang. Auch ALTENBURG[9] wies darauf hin, jedoch diese Frage offen lassend, dass bei der Anwendung seiner Gleichungen bei einigen Metallen, z.B. bei Aluminium, eine Molekülbildung oder auch die Zahl der freien Elektronen im Metall berücksichtigt werden muss.

Wenn wir nun bedenken, dass in einer Elementarzelle die auf eine Fläche fallende Zahl der freien Elektronen $(nS)^{2/3}$ ist und diese den an der Oberfläche wirkenden Kräften proportional ist, so kommt das Glied in den Zähler. Da aber bei bestimmter Hauptquantenzahl die Radien der Bohrschen Bahnen der Ladung des Kernes umgekehrt proportional sind, muss die Ordnungszahl in den Nenner kommen. So verwandelt sich die Gl. (3) in die Form

$$\gamma = k\,\frac{(nS)^{2/3}}{Z} \cdot \frac{1}{36h^2L^3}\, M^3 v^4 \tag{4}$$

wo Z die Ordnungszahl, S die Zahl der Atome pro Elementarzelle und n die Zahl der freien Elektronen pro Atom ist.

Bevor ich die mit dieser Gleichung erworbenen Resultate, die in der Tabelle I zusammengefasst sind, erörtere, möchte ich kurz die aus der Literatur gewonnenen Werte besprechen. Mit Ausnahme der von FIRESTONE[1] gemessenen Werte standen mir keine gemessenen Werte für Rayleigh-Wellengeschwindigkeiten zur Verfügung. So war ich gezwungen, Rayleigh-Wellengeschwindigkeitswerte zu verwenden, die mit bekannten Formeln berechnet wurden[11], einerseits aus den von MASON[10] für polykristallines Material ermittelten c_{44} Werten (Tabelle I, Spalte 9), andererseits aus den, in der Literatur befindlichen, gemessenen transversalen Schallgeschwindigkeiten (Tabelle 1, Spalte 10).

TABELLE I

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11		12		13	
Metall	*Typ*	*Z*	*A*	*n*	*S*	*ϱ*	*σ*	*Berechnete* $v_R \cdot 10^5$ *[cm/sec]*		*Literatur* γ *[erg/cm²]*		γ *[erg/cm²] berechnet nach*		$\gamma_{flüssig}$ *[erg/cm²]*	
						[g/cm³]		*von* c_{44}	*von* v_l	*berechnet*	*gemessen*	c_{44}	v_l	*Literatur*	
Cu	A_1	29	63,54	1	4	8,93	0,37	2,321 [10]	2,128 [10] 2,113 [11]	1340 [13] 1852 [12]	1650 [14]	2195	1559 1506	1034	[12]
Ag	A_1	47	107,88	1	4	10,497	0,38	1,643 [10]	1,512 [10] 1,493 [11]	1255 [12] 870 [13]	1230 [15] 1131 [14]	1663	1192 1133	922	[16]
Au	A_1	79	197,2	1	4	19,291	0,42	1,210 [10]	1,133 [10]	1440 [12] 1190 [13]	1350 [14]	1777	1366	1130	[16]
Pb	A_1	82	207,21	2	4	11,34	0,43 0,44	0,850 [10]	0,652 [10] 0,662 [11]	418 [13]		765	231 247		
Al	A_1	13	26,97	2	4	2,7	0,35	3,032 [10]	3,068 [1] 2,977 [1]	928 [13]		2024	1812 1606		
Fe	A_1	26	55,85	1	4	7,87	0,23 0,28	3,076 [10]	2,970 [10] 2,987 [11]			5122	4452 4555		
Co_β	A_1	27	58,94	1	4	8,7	0,33*	2,471		1770 [13]		2416			
Ni	A_1	28	58,69	1	4	8,9	0,336 0,31	2,950 [10]	2,799 [10] 2,750 [11]			5120	3784 3525		
Pt	A_1	78	195,23	1	4	21,5	0,303 0,39		1,606 [10] 1,570 [11]	1770 [13]			5420 4953		
Na	A_2	11	22,997	1	2	0,97	0,33*	1,844 [10]	1,487 [8]	294 [13]		688	291	427	[16]
K	A_2	19	39,096	1	2	0,862	0,33*	1,330 [10]	1,115 [8]	123 [13]		529	261	412	[16]

* ungefähr

Die Oberflächenspannungswerte, die mit der ersten Methode berechnet wurden, sind im allgemeinen etwas höher, als die mit der zweiten erhaltenen. Der Grund dafür kann eventuell der sein, dass sich die ersteren auf ideale, fehlerlose Struktur, die letzteren aber auf technische Oberflächen beziehen.

Leider gibt es nur wenige Oberflächenspannungswerte, die nicht berechnet[12, 13], sondern effektiv gemessen wurden[14, 15]. Deshalb waren wir gezwungen, in sämtlichen

Fällen die erhaltenen Resultate mit der Oberflächenspannung des geschmolzenen Zustandes[16] zu vergleichen. Nach sämtlichen Autoren soll sich nämlich die Oberflächenspannung eines Festkörpers von der seiner Schmelze im gleichen Masse unterscheiden, wie die Sublimationswärme von der Verdampfungswärme. Nach McLachlan[12] sind die Oberflächenspannungen fester Metalle fast immer um ungefähr 50% höher, als nach dem 4%-igen Wärmemehrbetrag zu erwarten ist. Deshalb erhielt z.B. Zadumkin[13], der die Oberflächenspannung fester Metalle aus der Sublimationswärme berechnete, in den meisten Fällen zu kleine Werte.

Da Stern[5] seine Rechnung für Na- und K-Salze durchführte, haben wir seinen Faktor bei diesen Elementen nicht geändert, sondern nur die Ordnungszahl und die Zahl der freien Elektronen berücksichtigt. Die so erhaltenen Werte zeigen eine 10%-ige Abweichung von den aus dem geschmolzenen Zustande geschätzten.

Bei der Berechnung der in flächenzentrierten kubischen Gittern kristallisierenden Metalle ändert sich (wegen der veränderten Abstossungsexponenten) der Wert des Proportionalitätsfaktors. Es wurde darauf verzichtet, die entsprechende Rechnung durchzuführen. Er wurde so gewählt, dass sich eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und den von Udin[14] für Cu, Ag und Au gemessenen Werten ergab. Als bester Wert ergab sich $1{,}17 \cdot 10^{-2}$. Selbstverständlich sind die mit Hilfe von c_{44} ermittelten Werte höher als die aus v_t berechneten, da wie schon erwähnt im ersten Fall ein idealer Kristallzustand vorausgesetzt wird, was im allgemeinen nicht zutreffend ist.

Auf Grund der guten Übereinstimmung versuchen wir, die noch nicht ermittelten Oberflächenspannungswerte von Metallen dieses Kristalltyps vorauszusagen. Bei Pb ist der ideale Wert, wenn wir mit zwei freien Elektronen rechnen, wirklich um 50% höher, als der für den flüssigen Zustand in der Literatur angegebene. Nach Altenburg[9] soll es bei Pb ein freies Elektron geben, was bei dünnsten Drähten der Fall sein mag (sie haben auch einen grossen Widerstand), unsere Betrachtungen dagegen beziehen sich auf ausgedehnte Körper.

Bei Aluminium soll es nach Altenburg[9] drei freie Elektronen geben. Wenn wir so rechnen, erhalten wir, unserer Meinung nach, einen zu hohen Wert. Mit zwei Elektronen rechnend, erhalten wir aber einen viel mehr reell erscheinenden Wert; auch die neuesten röntgenanalytischen Messungen von Ageev[17] bestätigen im Aluminiumkristall zwei freie Elektronen.

Die Oberflächenspannungen von den weiteren Metallen scheinen vielleicht etwas hoch zu sein. Leider stehen uns keine zuverlässigen Werte für die geschmolzene Phase zur Verfügung und so können wir sie nicht vergleichen, aber wenn wir bedenken, dass gerade diese Metalle sich am besten für Katalysatorzwecke eignen, können wir die so erworbenen Werte als reell betrachten.

Zum Schluss noch zwei kleine Bemerkungen. In der ganzen Abhandlung sprachen wir immer von der Oberflächenspannung, einem aufs Vakuum bezogenen Begriff. Die Schallgeschwingidkeit wird dagegen in Luft gemessen. So sollte man, streng genommen, nur von der Grenzflächenspannung sprechen. Jedoch ist der Unterschied augenblicklich noch innerhalb des Fehlers des oben erörterten Verfahrens.

Andererseits darf man nicht vergessen, dass in kristallinischen festen Körpern die mit einer Oberflächenvergrösserung verbundenen, flächenspezifischen Arbeiten nicht immer wie bei Flüssigkeiten mit der freien Oberflächenenergie identifiziert werden können, da auch die durch die Grösse des Elastizitätsmoduls bestimmte Kräfte mit

im Spiel sind. Die aus solchen Messungen erhaltenen, quasi elastischen Oberflächenspannungen entsprechen nach einigen Autoren zwar einem mechanischen, nicht aber einem thermodynamischen Gleichgewicht und sind deshalb mit der flächenspezifischen freien Oberflächenenergie nicht zu identifizieren. Da aber einerseits in den Rayleigh-Wellengeschwindigkeiten die Wirkung dieser elastischen Kräfte enthalten ist, andererseits aber auch die interatomaren und kristallographischen Verhältnisse in Betracht genommen wurden, ergeben die nach Gl. (4) berechneten Werte tatsächlich die Oberflächenspannungen der festen Metalle.

LITERATUR

1. F. A. FIRESTONE UND J. R. FREDERICH, *J. Acoust. Soc. Am.*, 18 (1946) 200.
2. M. DORSEY, *Phys. Rev.*, 8 (1897) 170.
3. L. GRUNMACH, *Verhandl. deut. physik. Ges.*, 1 (1899) 13.
4. N. BOHR, *Phil. Trans. Roy. Soc. London A.*, 209 (1909) 281.
5. H. HARTRIDGE UND R. A. PETERS, *Proc. Roy. Soc. (London) A.*, 101 (1922) 354.
6. M. L. DUNDON, *J. Am. Chem. Soc.*, 45 (1923) 2658.
7. I. P. ALTYNOV, *Doklady Akad. Nauk SSSR.*, 93 (1953) 845.
8. M. BORN UND O. STERN, *Sitz. preuss. Akad. Wiss.*, 48 (1919) 901.
9. K. ALTENBURG, *Z. physik. Chem.*, 195 (1950) 145.
10. W. P. MASON, *Physical Acoustics and the Properties of Solids*, Van Nostrand, New York, 1958.
11. L. BERGMANN, *Der Ultraschall*, Hirzel, Stuttgart, 1954.
12. D. MCLACHLAN, *Acta Met.*, 5 (1957) 111.
13. S. N. ZADUMKIN, *Doklady Akad. Nauk SSSR.*, 92 (1953) 115, *Zhur. Fiz. Khim.*, 27 (1953) 502.
14. H. UDIN, A. J. SHALER UND J. WULFF, *J. Metals*,1 (1949) 186, H. UDIN, *J. Metals*,1 (1949)894.
15. G. TAMMAN UND W. BÖHME , *Ann. Phys.*, 12 (1932) 820.
16. K. L. WOLF, *Physik und Chemie der Grenzflächen*, Springer, Berlin, 1957.
17. N. V. AGEEV , *Bull. acad. sci. U.R.S.S., Classe sci. chim.*, (1941) 653.

Messung des komplexen Schubmoduls von Polyäthylenen im Erweichungsgebiet

W. PECHHOLD UND G. AMMON

I. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Stuttgart (Deutschland)

Messungen der komplexen Moduln an verschiedenen Polyäthylenen liegen in einem grossen Frequenz- und Temperaturbereich vor[1]. Dabei wurden im wesentlichen drei Maxima der mechanischen Verluste gefunden, bei etwa —110° bis —90°, —10° bis +10° (amorphe Bereiche) und +50° bis +90° C; das letzte Maximum noch unterhalb des statischen Schmelzpunktes der Proben muss nach SCHMIEDER UND WOLF[2] kristallinen Anteilen zugeschrieben werden. Wir haben nun Messungen an unbestrahlten Polyäthylenen begonnen, die auch im Schmelzbereich und bis in die Schmelze an der gleichen Probe ausgeführt werden. Erste Ergebnisse zeigen, dass oberhalb des statischen Schmelzpunktes ein Verlustmaximum auftritt, welches als kristallines Hauptmaximum bezeichnet werden soll; denn wir möchten als zugehörigen Relaxationsmechanismus den Auf- und Abbau der kristallinen Grundbausteine (Lamellen) vorschlagen. In der Schmelze weisen die beiden untersuchten Polyäthylene gummielastische Eigenschaften auf.

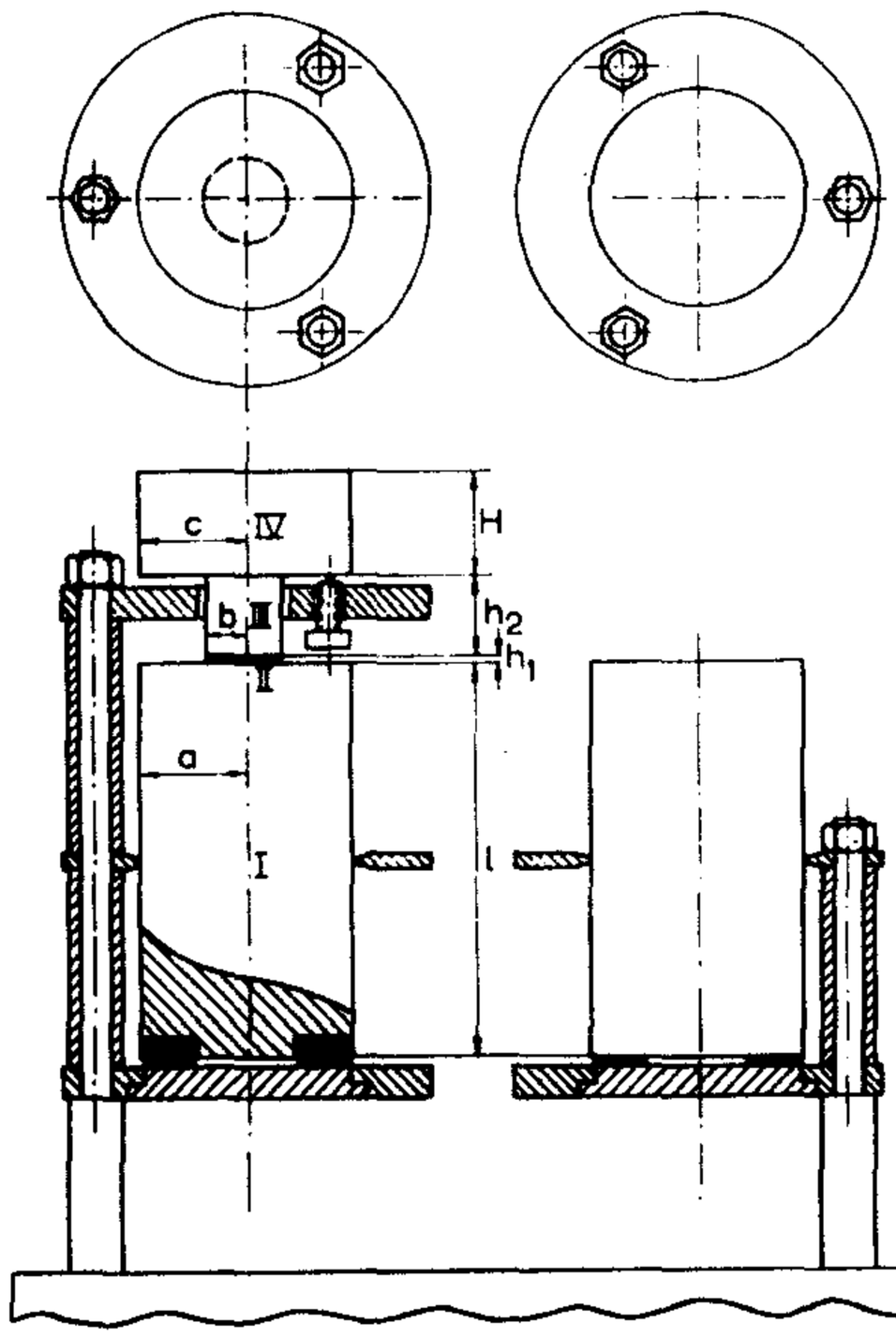


Abb. 1. Mechanische Anordnung von Messzylinder I, Probenschicht II, Zusatzmasse III + IV und Vergleichszylinder.

Messmethode

Die Messmethode ist eine Variante der Methode der Resonatorkopplung[3] und wurde ausführlich[4*] beschrieben: An einen kreiszylindrischen Resonator I (Abb. 1) aus dämpfungsarmem Material koppelt man mechanisch die Probe II zusammen mit einer Zusatzmasse III + IV. Dadurch wird die n-te Torsionsresonanz f_n des Zylinders um Δf_n verschoben und die zugehörige Dämpfung Q_n^{-1} nimmt um ΔQ_n^{-1} zu. Aus der komplexen Resonanzverschiebung $\Omega_n \equiv \frac{\Delta f_n}{f_n} + i\Delta Q_n^{-1}$ lässt sich der komplexe Schubmodul $G(\omega) = G' + iG''$ berechnen; dazu benützt man im allgemeinen ein Diagramm der Funktion $\frac{\operatorname{ctg} z}{z}$ im komplexen. Der in Abb. 1 gezeichnete zweite Resonator im gleichen Thermostaten liefert die Bezugsfrequenz. Durch Messung der Differenzfrequenz zwischen den beiden Zylindern wird der Temperaturgang von f_n weitgehend eliminiert. Mit Hilfe der Messchrauben lässt sich die Schichtdicke genau bestimmen und während des Erweichungsprozesses und in der Schmelze konstant halten. Die Methode arbeitet bei diskreten Frequenzen. Im Frequenzbereich 1 bis 10 kHz verwenden wir Torsionspendel, für 10 bis 100 kHz die Harmonischen eines Vollzylinders.

Ergebnisse

Für die Darstellung der Messergebnisse kann man entweder den Schubmodul $G(\omega)$ oder seinen Kehrwert, die Nachgiebigkeit $J(\omega)$ wählen (am häufigsten werden allerdings $G''/G' = J''/J'$, d.h. die mechanischen Verluste aufgetragen). Die Darstellung soll so beschaffen sein, dass man die Beiträge von Einzelrelaxationskörpern mit genügend getrennten mittleren Relaxationszeiten (also z.B. amorphe und kristalline Bereiche) auf den ersten Blick erkennt; dies ist erreicht, wenn sich die Beiträge additiv überlagern. Man wird demnach bei hauptsächlich parallel geschalteten Relaxationskörpern den Schubmodul $G(\omega)$ und bei hauptsächlich hintereinander geschalteten Relaxationskörpern $J(\omega)$ auftragen. Bei partiell kristallinen Substanzen wie dem Polyäthylen bestimmt die Hintereinanderschaltung von elastischen Anteilen, amorphen (A), kristallinen (K) Relaxationskörpern und dem viskosen Fliessen das mechanische Verhalten

$$J(\omega) = J_{el} + \Delta J_A + \Delta J_K - \frac{i}{\omega\eta} \tag{1}$$

worin die ΔJ im Idealfall (d.h. mit einer einzigen diskreten Relaxationszeit τ) Ausdrücke sind der Form

$$\Delta J(\omega) = \Delta J_0 \left[\frac{1}{1+\omega^2\tau^2} - \frac{i\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}\right] \tag{2}$$

Die Messergebnisse an einem verzweigten Polyäthylen[**] sind in Abb. 2 dargestellt. Die Messanordnung mit Probe wurde auf ca. 150° C aufgeheizt. Beim Abkühlen (ca. 2° pro Stunde) beobachtet man noch oberhalb des kristallinen Hauptmaximums ein Absinken von J'', das nach Gleichung (1) dem Anstieg der Viskosität trotz Kristallisationsverzugs zuzuschreiben ist. Oberhalb des Hauptmaximums wird demnach

---

* Als Anwendung wurde dort das Temperatur- und Aushärtungsverhalten von Epoxydharzen untersucht.

** Lupolen H der Firma BASF.

J'' im wesentlichen durch die Viskosität der Schmelze bestimmt. Beim Aufheizen tritt das Hauptmaximum bei höherer Temperatur auf. Wiederholt man die Abkühlung rascher (ca. 100° pro Stunde) so liegt beim Aufheizen das Hauptmaximum niedriger aber immer noch oberhalb des beim langsamen Abkühlen erhaltenen Maximums. Ein

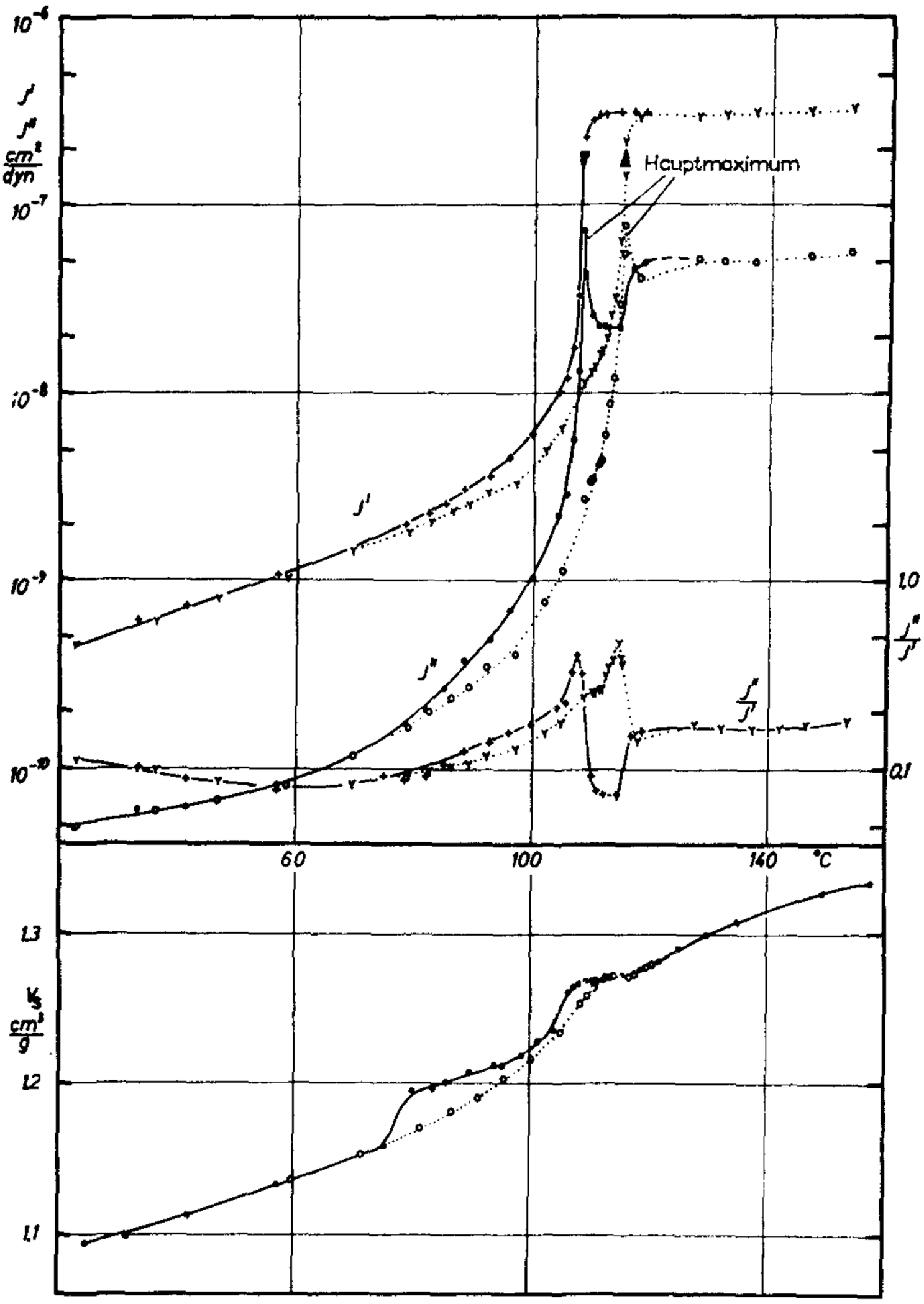


Abb. 2. Komplexe Nachgiebigkeit und Verluste bei 12 kHz sowie das spezifische Volumen für ein verzweigtes Polyäthylen. Die ausgezogenen Kurven sind beim Abkühlen, die gepunkteten beim Erwärmen gemessen.

kristallines Nebenmaximum, das früher[3] bei 90° C an nicht aufgeschmolzenen Proben gefunden wurde und offenbar dem 55° C-Maximum entspricht,[2] ist hier kaum angedeutet.

Um die Behauptung $J'' \sim \frac{1}{\omega\eta}$ in der Schmelze zu bekräftigen, wurde an einem linearen Polyäthylen* bei 12 und 36 kHz gleichzeitig gemessen (Abb. 3). Die Pro-

* Marlex 50.

portionalität $J'' \approx \frac{1}{\omega}$ zeigt sich befriedigend. Das gummielastische Niveau liegt entsprechend dem höheren Molekulargewicht niedriger als bei Lupolen H.

Es ist beabsichtigt, die Messungen mit dichter gelegten Messpunkten zu wieder-

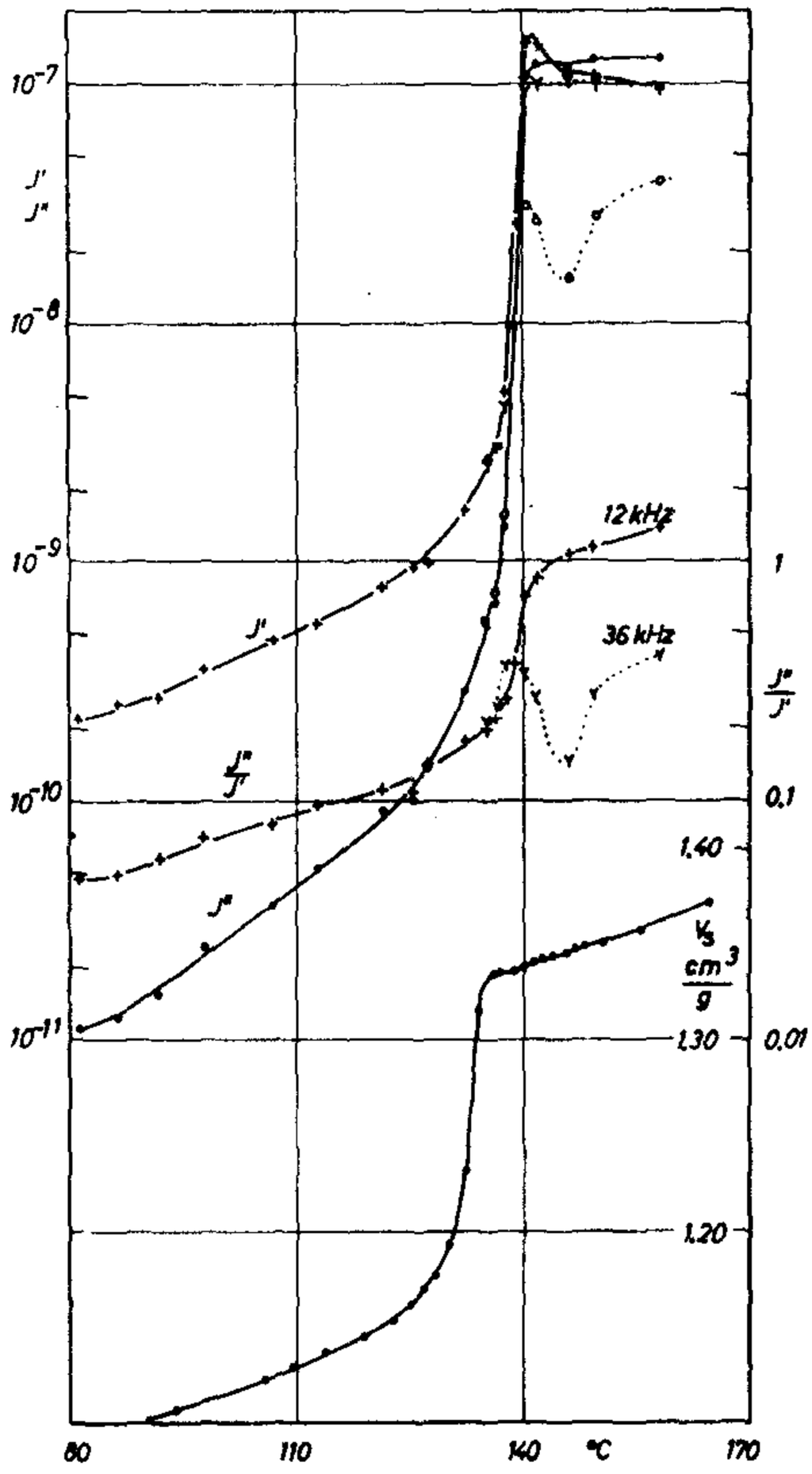


Abb. 3. Komplexe Nachgiebigkeit und Verluste bei 12 und 36 kHz sowie das spezifische Volumen für ein lineares Polyäthylen.

holen und auf eine Reihe von Polyäthylenen verschiedenen Molekulargewichts bis zu Paraffinen hinab auszudehnen.

Neue Messungen bei erhöhter Genauigkeit (vermeiden von Randeffekten!) ergaben in der Schmelze Abweichungen von den hier mitgeteilten Ergebnissen. Eine ausführliche Darstellung wird demnächst veröffentlicht.

Herrn PROF. DR. H. O. KNESER sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für vielseitige Förderung.

LITERATUR

1. H. THURN, *Ergeb. exakt. Naturw.*, 31 (1959) 259.
2. K. SCHMIEDER UND K. WOLF, *Kolloid Z.*, 134 (1953) 149.
3. W. PECHHOLD, *Acustica*, 9 (1959) 39.
4. W. PECHHOLD, A. ENGEL UND G. AMMON, *Materialprüfung*, 1 (1959) 303.

Ultrasonically Induced Change in a Second Order Thermodynamic Transition for Long Chain Polymers

V. NARDI AND G. PISENT*

Institute of Physics of the Universitys, Padova, and National Institute of Ultrasonics, Rome (Italy)

Samples of fibers of long chain molecules (polyvinyl chloride) in a drawn state have been radiated with high-intensity ultrasonic waves. The drawn state, with a preferential chain orientation in the fiber direction, had been previously obtained by stretching (500%) the string in water at 90° C. This string, when immersed with free ends in a thermal bath undergoes a second order thermodynamic transition drawn–undrawn state[1] with increasing entropy and diminishing sample length. The transition temperature is about 80° C. The string samples, wound with a well determined tensile force (about 5 g) on a wooden cylinder rotating in a warm water bath, have been exposed to the action of ultrasonic waves. The intensity of the ultrasonic field (about 5.6 W/cm², frequency 1 Mc/s) was kept constant, while the water temperature and the exposure time were assumed to be the variable parameters. It must be noticed that cavitation was always present in water. In order to investigate the structural changes induced in the polymer by the ultrasound action, the following measurements on the radiated samples have been carried out.

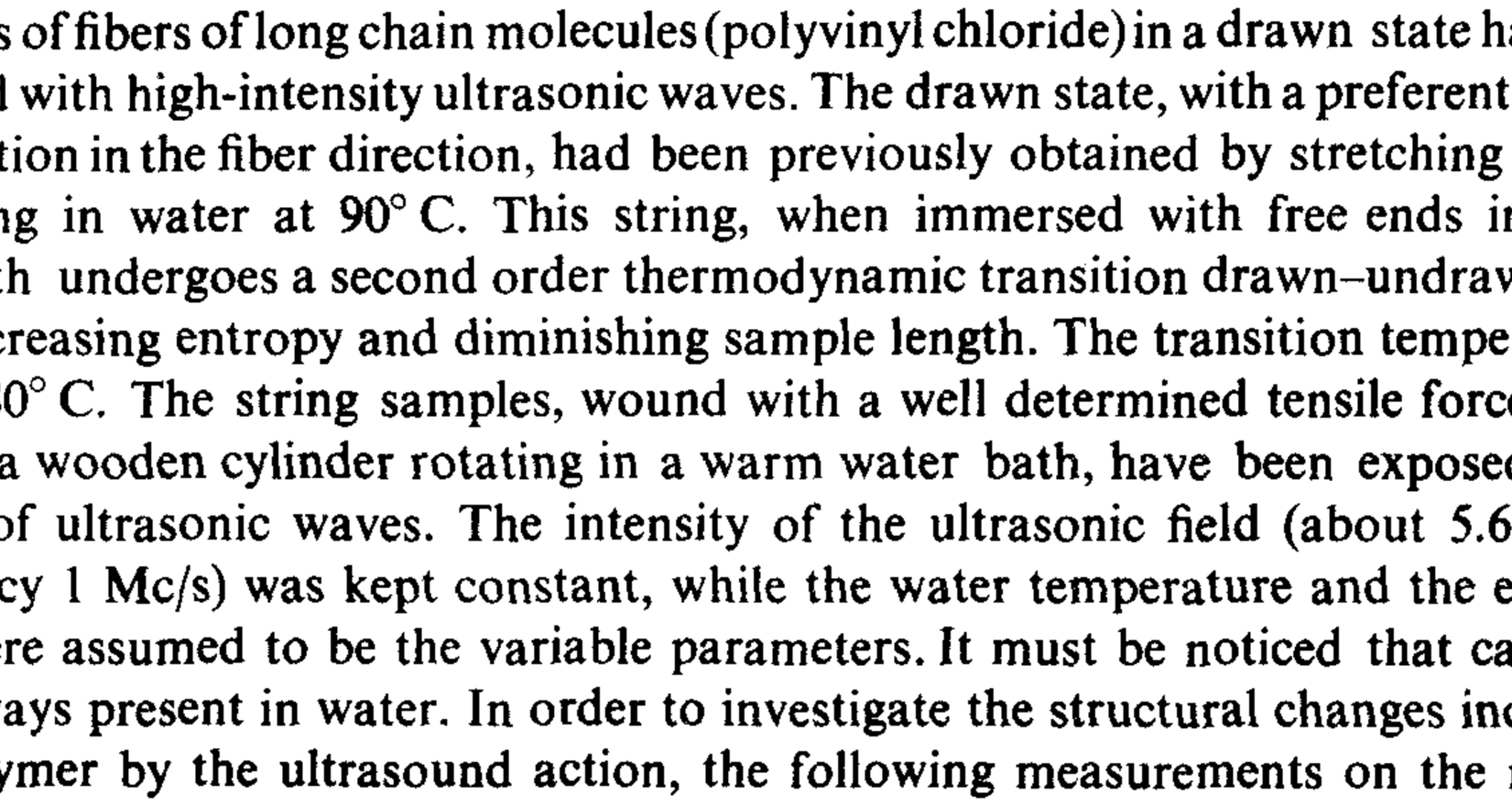


Fig. 1. Fiber shrinkage *vs* exposure time.

1. Measurements of the shrinkage of the radiated sample with free ends, after a second immersion in water above the transition temperature (85° C). Fig. 1 shows the

* Present address: *Institute of Physics of the University, Trieste (Italy).*

results obtained on specimens radiated at 90° C (black points). For each sample the ratio between change in length and initial length ($\Delta L/L$), is plotted as a function of the radiation time. For a valid comparison, the same measurements have been performed also on specimens which had been submitted to the standard treatment, *i.e.* wound on the cylinder and immersed with fixed ends in warm water without exposure to ultrasonic waves (white points). The decrease of $\Delta L/L$ with increasing time, brings to evidence that a modification in the fiber structure takes place, giving rise to a more stable situation. Further measurements revealed that $\Delta L/L$ is a decreasing function of the radiation (from 70 to 90° C) when the exposure time is kept constant.

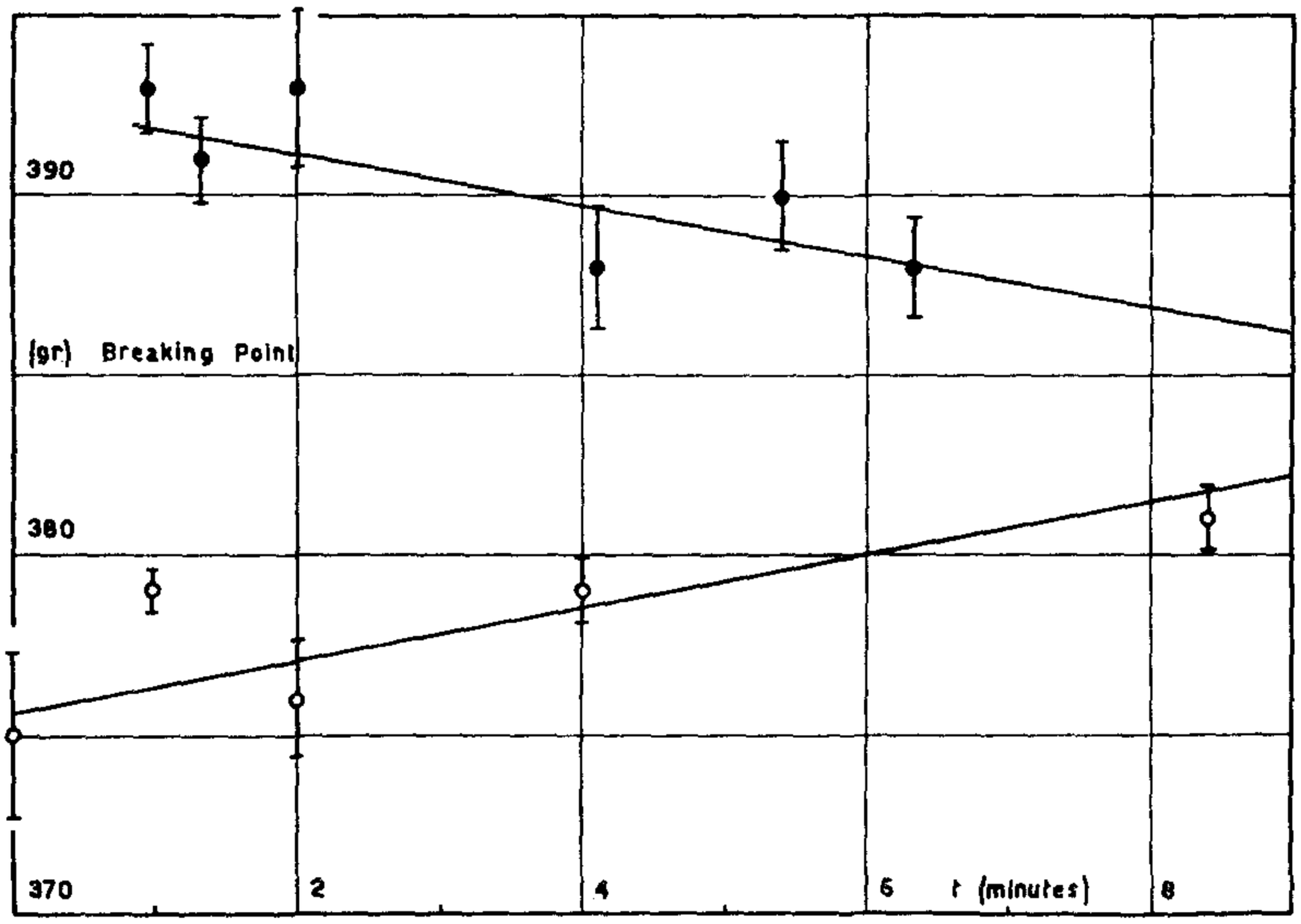


Fig. 2. Breaking point *vs* exposure time.

2. Measurements of the breaking point. In Fig. 2 the breaking point of the samples is plotted *vs* the exposure time. The black and white points have the same meaning as in Fig. 1. The radiation temperature is always 90° C. The upper curve shows the existence of two competitive processes: the first being responsible for the sudden initial rising of the curve at the point $t = 0$, and the second giving rise to the slow successive decrement, when radiation time is increased. The initial increment in the breaking point takes place in so short a time, as not to be experimentally perceptible. The first and most important effect can be attributed to an increasing crystalline-to-amorphous ratio in the fiber. The second one is probably due to the fact that the drawn–undrawn transition takes place in micro-regions, but as the terminals of the string are fixed, this happens without fiber shrinkage, and must give rise to local chain arrangements, with interior creeping. The existence of dislocations associated with this creeping has been prooved, since radiated samples exhibit a higher amount of absorption of toluene. No important role is played by processes of cross-linking or degradation; as a matter of fact, viscosity measurements have shown only a very small increment in the average molecular weight of the fiber, after radiation (from 56.000 to 64.000).

3. Further information about the crystalline structure of the fiber before and after exposure to the ultrasonic waves, has been obtained by observation of the X-ray diffraction patterns. The diffraction pattern figures show imperfect layer lines, indicating the existence of laterally ordered domains. The diagram reveals equatorial reflections corresponding to distances of 5.3 respectively 4.7 Å. These values are in agreement with literature, and refer to lattice spacings of indices 200, 110 respectively (the model of the structure assumed by us is that proposed by NATTA AND CORRADINI[2]). Comparison between photometric curves of samples before and after radiation, led to the conclusion that the ultrasound action increases the crystalline content $\sim 15\%$. The relative intensity of the strong equatorial reflections $\frac{I_{200}}{I_{110}}$ increases from ~ 1.1 to ~ 1.3 after radiation. This result was evaluated from many (17) different plates and is outside any possible error due to amorphous-content determinations or background corrections. This crystallization in a preferential direction [200] does not change the average thickness of the crystallites which remains ~ 50 Å. The X-ray diffraction patterns do not show any increasing arc lengths after radiation of the fiber samples. been found in relation to different exposure times.

REFERENCE

1. H. A. STUART, *Die Physik der Hochpolymeren*, Bd. IV, Springer Verlag, Berlin, 1956.
2. G. NATTA AND P. CORRADINI, *J. Polymer Sci.*, 20 (1956) 251.

Ultrasonic Study of the Martensitic Transformation in Lithium and Sodium at Low Temperatures*

L. VERDINI

National Institute of Ultrasonics, Rome (Italy)
Division of Pure Physics, National Research Council, Ottawa (Canada)

At present it is known that at low temperatures lithium and sodium show a change of their crystal structure from the b.c.c. to the c.p.h. structure. The possibility that the alkali metals have a structural transformation was demonstrated by ZENER[1] in a study of the microelastic free energy of metals. By X-ray and metallographic studies, BARRETT[2–5], discovered this structural change in lithium ($T_c \simeq 70$ °K) and sodium ($T_c \simeq 30$ °K) and classified it as a martensitic type of transformation. However, on the other hand, the same experiments were not able to demonstrate the presence of such a transformation in potassium, rubidium, and caesium.

In order to investigate the influence of this type of transformation on the mechanical properties of lithium and sodium, measurements of the resonance frequency and attenuation of flexural vibrations excited in thin circular plates have been

* The experiments whose results are here presented, have been carried out by the author during his Fellowship at the National Research Council, Ottawa (Canada).

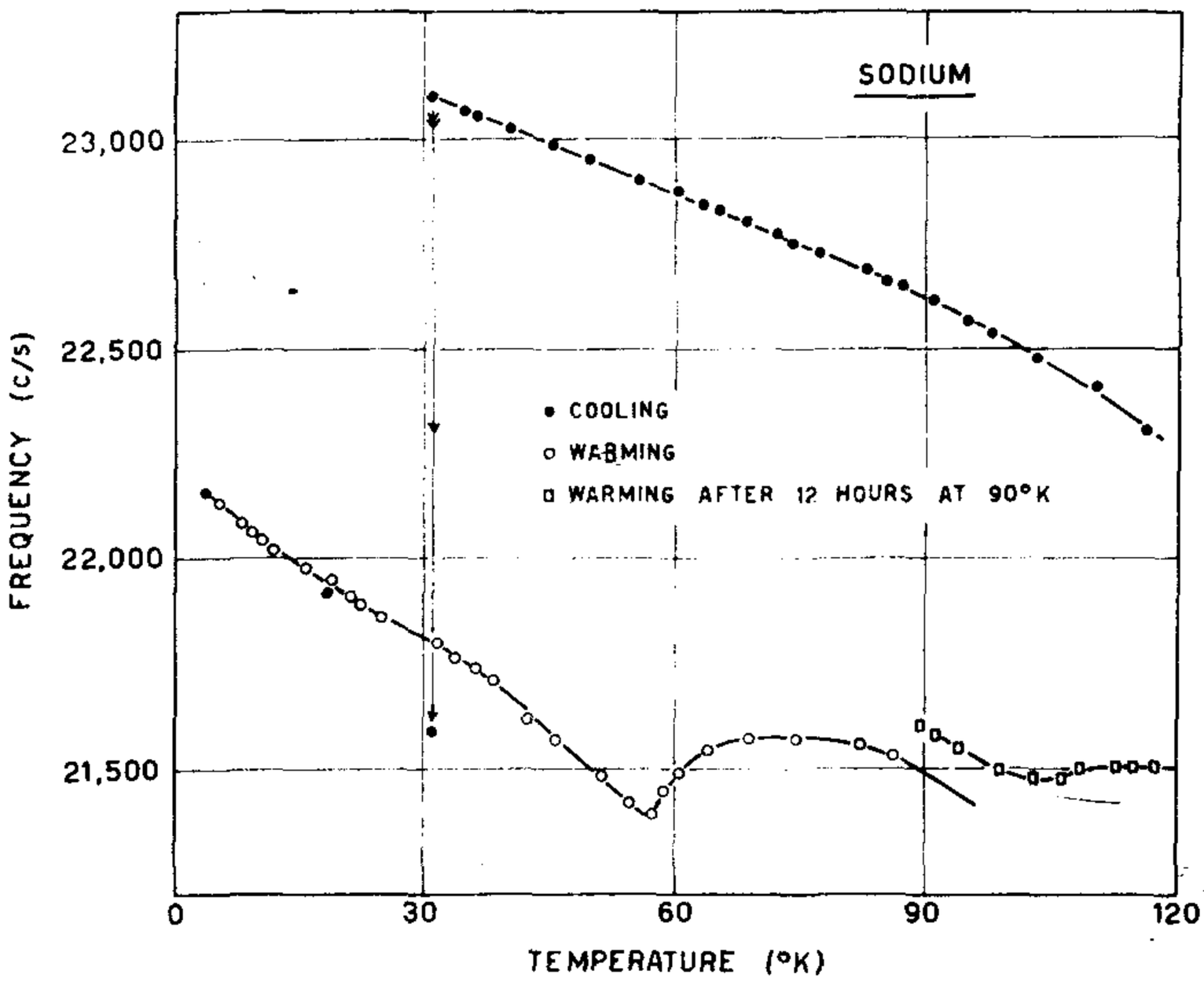


Fig. 1. Resonance frequency of a sodium disc as a function of the absolute temperature.

carried out in a temperature range of 200 °K to 4.2 °K. The results show that the martensitic transformation affects both the velocity of sound and the attenuation in a remarkable way.

The vibrations of the specimen are excited by means of an electrostatic force and their amplitude is measured by the frequency-modulation technique[6–9]. The temperature of the specimen is measured within half a degree by means of a copper–constantan thermocouple, previously calibrated at the boiling point of oxygen, hydrogen and helium, and compared with a platinum resistance thermometer from room temperature to 20 °K. The measurements are carried out in a cryostat evacuated at a pressure of order of 10^{-3} mm Hg.

In Fig. 1, the resonance frequency of a sodium plate (diameter $d = 3.6$ cm) is plotted as a function of the absolute temperature. On cooling from 120 °K, the frequency increases almost linearly with the temperature coefficient $\beta = 3.4 \times 10^{-4}\,°K^{-1}$ at 35 °K. At about 30 °K the frequency falls sharply and the attenuation increases markedly (Fig. 2) showing the onset of the transformation. At the same time an expansion of the specimen is detected ($\Delta V/V \sim 1.5 \times 10^{-3}$)[10, 11] and a few *clicks* of acoustic frequency can be detected at the output of the vibration detector. The transformation progresses with continued lowering of temperature and the process seems to be completed at about 13 °K. In Fig. 1 it is also possible to see the effect of the reversion from the c.p.h. to the b.c.c. structure brought about by warming up the specimen. A minimum is clearly shown at 57 °K while the value of the attenuation drops quickly. In the same figures the recovery effect at a fixed temperature of 90 °K is represented as a function of time. The peak of the attenuation and the small increase of the frequency at about 105 °K seem to be due to the recrystallisation process of the specimen. The main experimental results from three different specimens of sodium are given in Table I.

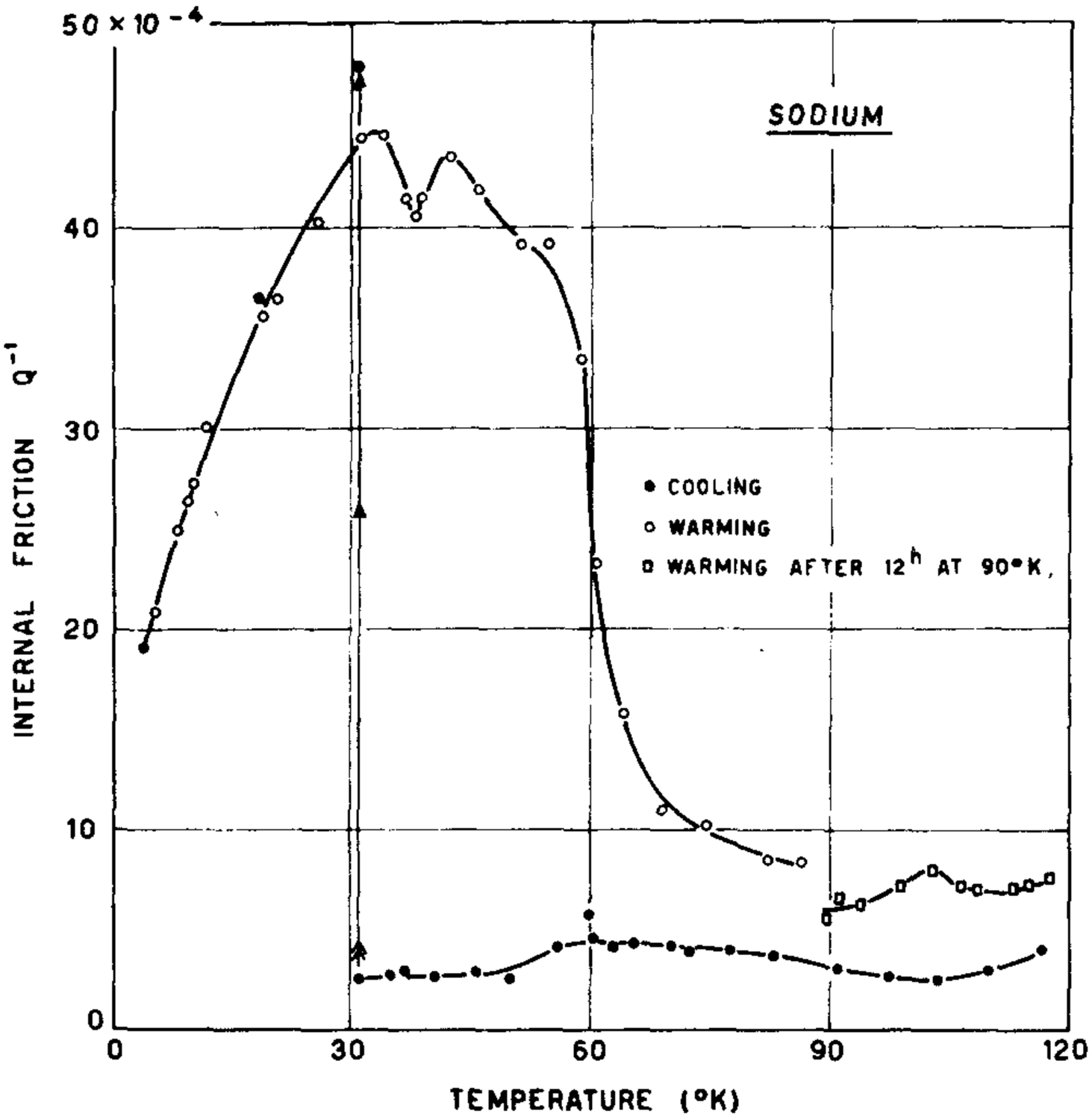


Fig. 2. Attenuation in sodium as a function of the absolute temperature.

TABLE I

EXPERIMENTAL RESULTS IN SODIUM

Specimen	*Thickness* [*mm*]	*Annealing temperature* [°*K*]	T_c [°*K*]	*Before the onset of the transformation*			$\frac{\Delta f}{f}$	ΔQ^{-1}	T_m [°*K*]
				f [*c/s*]	$\beta = -\frac{\partial \ln f}{\partial T}$ [°K^{-1}]	Q^{-1}			
1	7.0	296	30.5	23,100	3.4×10^{-4}	2.2×10^{-4}	-6.5×10^{-2}	42×10^{-4}	57
2	6.9	292	31.5	20,350	3.4×10^{-4}	3.0×10^{-4}	-1.8×10^{-2}	54×10^{-4}	—
3	6.2	291	29.5	18,730	3.8×10^{-4}	3.0×10^{-4}	-1.0×10^{-2}	44×10^{-4}	58
3	6.2	110	19.0	18,740	3.8×10^{-4}	1.0×10^{-4}	-2.6×10^{-2}	33×10^{-4}	56
3	6.2	290	28.5	17,440	3.5×10^{-4}	2.0×10^{-4}	—	—	—

T_c = temperature of the onset of the transformation.
T_m = temperature of the minimum in the frequency–temperature curve during the recovery cycle.
$\Delta f/f$ = relative change of the resonance frequency at T_c.
ΔQ^{-1} = sudden change of the attenuation at T_c.

In lithium also the resonance frequency drops and the attenuation increases suddenly at the onset of the martensitic transformation, as it is shown in Figs. 3 and 4. The temperature range over which the transformation takes place is wider than in the case

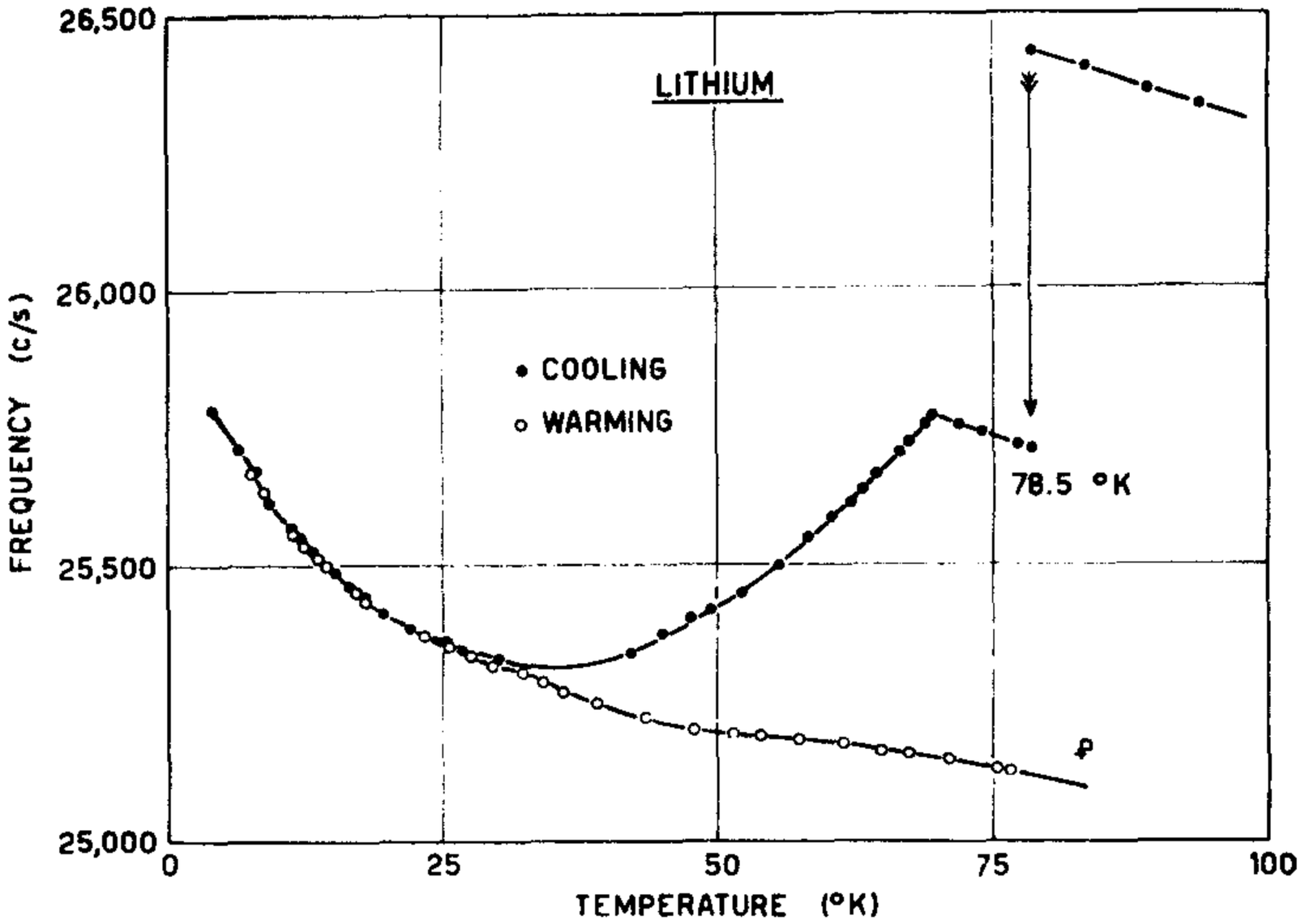


Fig. 3. Resonance frequency of a lithium disc as a function of the absolute temperature.
+ Value obtained after 20 hours at 83 °K.
□ Value obtained after 90 hours at 83 °K.

of sodium and its effect on the frequency is clearly shown down to about 30 °K. A sudden volume change at the onset of the transformation also occurs in this case, but in lithium the specimens undergo a contraction of the order of about -0.6×10^{-3}. On warming from the boiling temperature of helium to 80 °K, the behaviour of the resonant frequency is quite regular and in this temperature range there is no reversion

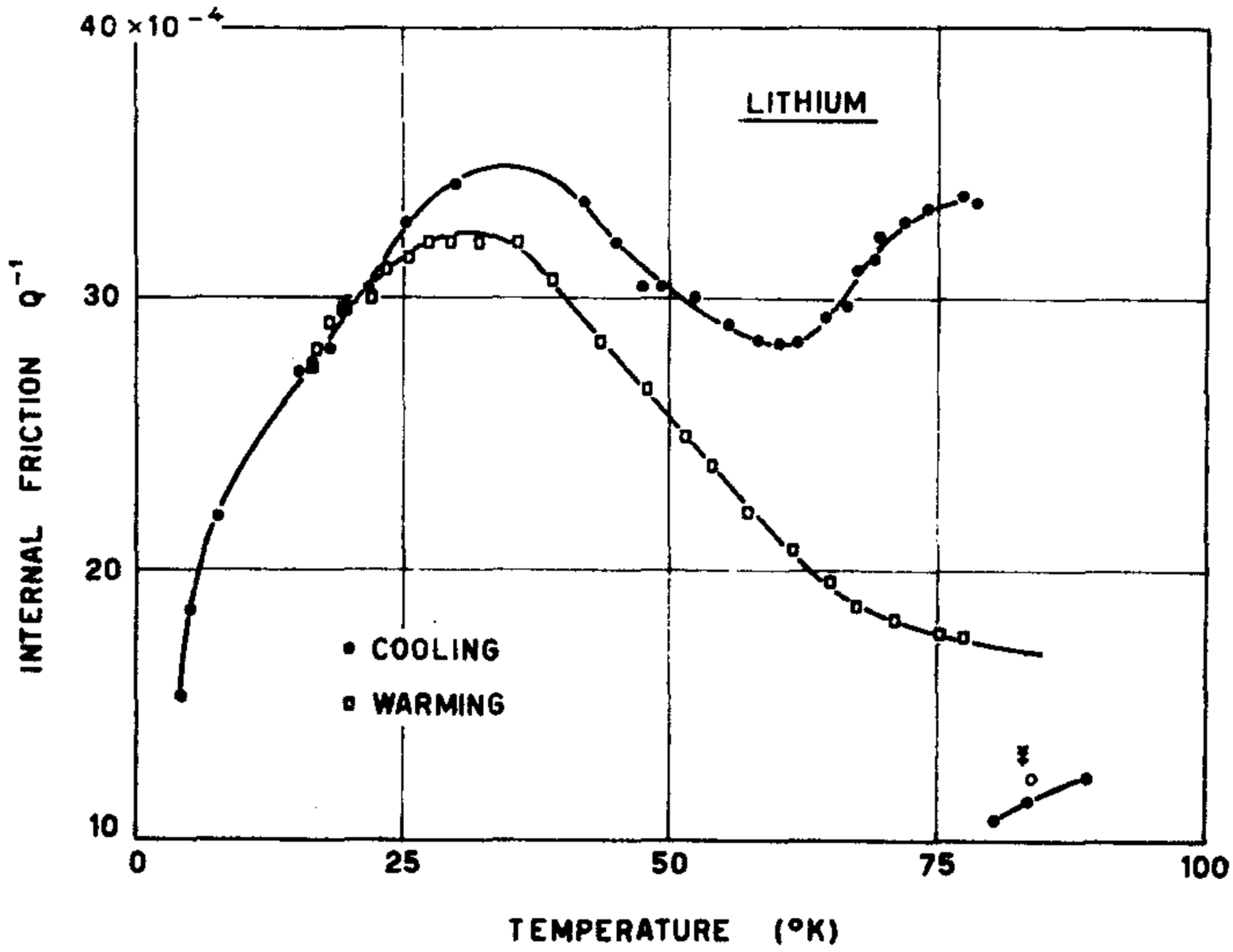


Fig. 4. Attenuation in lithium as a function of the absolute temperature.
× Value obtained after 20 hours at 83 °K.
+ Value obtained after 42 hours at 83 °K.
○ Value obtained after 90 hours at 83 °K.

from the c.p.h. to the b.c.c. structure. In order to detect the reversion process, it is necessary to raise the temperature of the specimen; at about 101 °K a minimum in the resonance frequency is clearly exhibited similar to that in sodium. The main experimental results for lithium are listed in Table II.

It should be observed that the transformation temperature T_c depends markedly on the mechanical and thermal history of the specimen. For anneals at temperatures lower than that of recrystallisation, the transformation takes place at much lower temperatures. This effect seems to be due to the different size of the grains obtained in this case. The annealing temperature on the other hand does not affect the temperature of the minimum in the resonance frequency of the recovery process to any noticeable extent.

The same experiments have been extended to potassium. The resonance frequency and the attenuation do not show any anomalous effects at temperatures between 180 °K and 4.2 °K. These results confirm the conclusions of BARRETT that potassium does not undergo any spontaneous transformation in this temperature range.

TABLE II

EXPERIMENTAL RESULTS IN LITHIUM

Specimen	*Thickness* [*mm*]	*Annealing temperature* [°*K*]	T_c [°*K*]	*Before the onset of the transformation*			$\frac{\Delta f}{f}$	ΔQ^{-1}	T_m [°*K*]
				f [*c/s*]	$\beta = -\frac{\partial \ln f}{\partial T}$ [°K^{-1}]	Q^{-1}			
1	≈7	293	78.5	39,870	2.4×10^{-4}	10.7×10^{-4}	-1.1×10^{-2}	14×10^{-4}	—
2	4.4	200	77.5	26,350	2.1×10^{-4}	10.5×10^{-4}	-1.9×10^{-2}	21×10^{-4}	100
2	4.4	225	78.5	26,430	2.5×10^{-4}	10.7×10^{-4}	-2.7×10^{-2}	23×10^{-4}	102
2	4.4	170	67.5	26,080	2.1×10^{-4}	1.0×10^{-4}	-2.7×10^{-2}	18×10^{-4}	101
2	4.4	293	77.0	25,640	2.1×10^{-4}	5.4×10^{-4}	-1.7×10^{-2}	24×10^{-4}	—

T_c = temperature of the onset of the transformation.
T_m = temperature of the minimum in the frequency–temperature curve during the recovery cycle.
$\Delta f/f$ = relative change of the resonance frequency at T_c.
ΔQ^{-1} = sudden change of the attenuation at T_c.

REFERENCES

1. C. M. ZENER, *Elasticity and Anelasticity of Metals*, Univ. Chicago Press, Chicago, 1948, p. 37.
2. C. S. BARRETT, *Phys. Rev.*, 72 (1948) 245.
3. C. S. BARRETT AND O. R. TRAUTZ, *Trans. Am. Inst. Mining. Met. Eng.*, 175 (1948) 579.
4. C. S. BARRETT, *J. Inst. Metals*, 84 (1955) 47.
5. C. S. BARRETT, *Acta Cryst.*, 9 (1956) 671.
6. P. G. BORDONI, *Nuovo cimento*, 4 (1947) 177.
7. P. G. BORDONI AND M. NUOVO, *Acustica*, 4 (1954) 184.
8. P. G. BORDONI AND M. NUOVO, *Acustica*, 7 (1957) 1.
9. P. G. BORDONI, M. NUOVO AND L. VERDINI, *Nuovo cimento*, 14 (1959) 273.
10. L. VERDINI, *Ricerca sci.*, 29 (1959) 1957.
11. Z. S. BASINSKI AND L. VERDINI, *Phil. Mag.*, 4 (1959) 1311.

Über ein neues akustisches Verfahren zur Ermittlung zwischenmolekularer Kräfte in Flüssigkeiten und Flüssigkeitsgemischen

F. KUCZERA, A. OPILSKI UND S. SZYMA

Katedra Fizyki Wyzszej Szkoly Rolniczej, Olsztyn (Polen)

Die theoretischen Schwierigkeiten der Deutung akustischer Eigenschaften von Flüssigkeiten entsprechen dem heutigen Zustande der kinetischen Theorie der Flüssigkeiten und ihrer Schwierigkeiten. In dieser Lage ist es bisweilen nützlich, möglichst einfache Modelle anzuwenden. Wir benutzen nach ALTENBURG[1] zur Erklärung der akustischen Eigenschaften von Flüssigkeiten die Methode des eindimensionalen Kristalls. Wir nehmen aber, anders wie bei ALTENBURG, ein Potential der zwischenmolekularen Kräfte von der Gestalt an

$$\varphi = -\frac{a}{r^m} + \frac{b}{r^n} \tag{1}$$

wobei a, b, m, n die entsprechenden Konstanten der Flüssigkeiten sind. Auf diese Weise beschränken wir unsere Betrachtungen, die jetzt nur für Flüssigkeiten geringer Viskosität und kugelsymmetrischer Moleküle, und für Flüssigkeiten, deren inneres Kraftfeld zentral ist, gültig sind. Wir sind auch der Meinung, die besonders KUDRYAVTSEV[2] äussert, dass die Untersuchung der Ausbreitung des Schalles in Flüssigkeiten eine Methode der Erforschung zwischenmolekularer Kräfte darstellt.

Es ist leicht zu zeigen[3], dass man die Schallgeschwindigkeit w mit Hilfe folgender Formel darstellen kann

$$w = \sqrt{\frac{\varphi''(r)}{r\varrho}} \tag{2}$$

dabei ist $\varphi''(r)$ die zweite Ableitung des Potentials, r der Abstand zwischen den Molekülen, ϱ die Dichte.

Wenn wir für die Flüssigkeit die Struktur eines flächenzentrierten Kubus annehmen und die Gleichgewichtsbedingung $\frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0$ berücksichtigen, so erhalten wir für die Schallgeschwindigkeit bei der Temperatur des absoluten Nullpunkts den Ausdruck

$$w = \left[\frac{n\,(n-m)\,b}{\sqrt{2}\cdot\mu}\right]^{\frac{1}{2}} r_0^{-\frac{n}{2}} \tag{3}$$

Diese Formel betrachten wir als eine Extrapolation und nehmen somit die Schallgeschwindigkeit des eindimensionalen Kristalls als Funktion der Temperatur, welcher der Molekülabstand r entspricht, wie folgt an

$$w = \left[\frac{n\,(n - m)\,b}{\sqrt{2}\cdot\mu}\right]^{\frac{1}{2}} r^{-\frac{n}{2}} \tag{4}$$

Aus dem letzten Ausdruck ersehen wir, dass die Temperaturabhängigkeit von w durch die Abhängigkeit von $r^{-\frac{n}{2}}$ von der Temperatur T bestimmt ist. Aus dieser Formel erhalten wir

$$\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}T} = \left[\frac{n\,(n - m)\,b}{\sqrt{2}\cdot\mu}\right]^{\frac{1}{2}} \left(-\frac{n}{2}\right) r^{-\left(\frac{n}{2}+1\right)} \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}T}$$

also

$$\frac{1}{w}\cdot\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}T} = -\frac{n}{2}\cdot\frac{1}{r}\cdot\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}T}$$

oder

$$\frac{\frac{1}{w}\cdot\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}T}}{\frac{1}{v}\cdot\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}T}} = \frac{\beta}{\alpha} = -\frac{n}{6} \tag{5}$$

Der letzte Ausdruck begründet die empirische Regel von RAO und erlaubt ausserdem den Potenzexponent aus akustischen Messungen zu bestimmen. Wir erinnern daran[4], dass dieser Exponent ziemlich willkürlich gewählt wird und dass es möglich ist, durch geeignete Wahl der Parameter a, b und m, mehrere Werte von n zu erhalten, die zu

TABELLE I

Flüssigkeit	$\alpha \cdot 10^{-3}$	w [*m/Sek.*] $\frac{\partial w}{\partial t}$	n	*Autor*
CS_2	1,218	1158 – 3,2	13,02	FHA
$C_{11}H_{22}$	1,015	1275 – 3,0	13,90	LMWy
$CO(CH_3)_2$	1,487	1192 – 4,25	14,41	S
CCl^4	1,236	938 – 3,1	16,84	LMW
$CH_3C_2H_5CO$	1,315	1217 – 4,3	16,21	LMW
$CH_2Cl.CH_2Cl$	1,161	1216 – 3,95	16,79	LMW
$CHCl_2.CHCl_2$	0,98	1170 – 3,2	16,74	LMW
C_4M_9J	1,09	972 – 9,8	16,94	LMW
$(C\ H_5)_2O$	1,656	1006 – 5,25	18,908	FHA
C_6H_6	1,237	1326 – 4,7	17,29	S
$C_{10}H_{18}$-ois	0,86	1451 – 4,1	19,71	B
$C_4H_8O_2$	1,068	1389 – 6,3	25,48	S
C_6H_5F	1,16	1189 – 4,2	18,27	LMW
C_7H_{16}	1,109	1154 – 4,1	19,21	FHA
C_6H_5J	0,83	1114 – 2,7	17,51	LMW
C_6H_{14}	1,124	1192 – 4,2	17,96	FHA
$C_{10}H_{12}$	0,78	1492 – 3,8	19,59	S

FHA – FREYER, HUBBARD, ANDREWS
LMW – LAGEMANN, Mc MILLAN, WOOLF
LMWy – LAGEMANN, Mc MILLAN, WOOLSEY
S – SCHAAFFS
B – BACCAREDDA

denselben potentiellen Energien führen. Die Gleichung (5) macht nun den Sachverhalt eindeutig. Die Formel (5) führt zu n-Werten, die in der Tabelle I zusammengestellt sind.

In einigen vorigen Arbeiten[5-7] hatten wir uns eingehend mit dieser Angelegenheit beschäftigt, indem wir unter anderem darauf aufmerksam machten, dass diese Überlegungen zur Begründung der Addivität der sogenannten Molargeschwindigkeit führen.

Wir stellen uns jetzt die Aufgabe, den Exponenten n_{12} im Abstossungsglied der potentiellen Energie zweier verschiedener Moleküle zu bestimmen. Die Lösung dieses Problems erfordert die Kenntnis akustischer Eigenschaften von Lösungen.

Nehmen wir an, dass die Eigenschaften der Lösungen, mit welchen wir uns beschäftigen werden, sich ähnlich wie die Eigenschaften einfacher Flüssigkeiten mit Hilfe des einfachen Modells des eindimensionalen Kristalls darstellen lassen. Es befinden sich also verschiedene Moleküle längs einer Geraden. Der Konzentration der Lösung C entspricht jetzt folgende Formel

$$C = \frac{N_A}{N_A + N_B}$$

wobei N_A die Menge der Moleküle A und N_B die Menge der Moleküle B auf der Geraden ist.

Wenn wir jetzt die Verhältnisse für äquimolare Lösungen darstellen wollen, kommen wir leicht zum Schluss, dass man im Grenzfall zwei verschiedene Arten von Lösungen unterscheiden muss:

1). solche, für welche die Nachbarschaft verschiedener Moleküle bevorzugt ist, also für welche auf einer Geraden jedes A-Molekül von zwei B-Molekülen und jedes B von zwei A umgeben ist, und

2. solche, bei welchen die Lage der Moleküle entlang einer der Geraden vollkommen zufällig ist.

In den erwähntenen Fällen erhält man verschiedene Schallgeschwindigkeiten. Die Schallgeschwindigkeit ist gleich dem Verhältnis der Länge r der Geraden zur Zeit t, während welcher die Welle entlang der Strecke r wandert. Diese Zeit besteht wiederum aus den Zeiten, die notwendig sind, um die Strecke von Molekül zu Molekül zu überwinden. Die Berücksichtigung dieser Erwägungen liefert folgende Formeln

$$w = \frac{C(2C-1)r_1 + (1-C)(1-2C)r_2 + 4C(1-C)r^*}{C(2C-1)\frac{r_1}{w_1} + (1-C)(1-2C)\frac{r_2}{w_2} + 4C(1-C)\frac{r^*}{w^*}} \tag{6}$$

$$w = \frac{2Cr^* + (1-2C)\cdot r_2}{2C\frac{r^*}{w^*} + (1-2C)\cdot\frac{r_2}{w_2}} \qquad \text{für } C < 0{,}5 \tag{7}$$

$$w = \frac{2(1-C)r^* + (2C-1)r_1}{2(1-C)\frac{r^*}{w^*} + (2C-1)\frac{r_1}{w_1}} \qquad \text{für } C > 0{,}5$$

wobei w_1, w_2, w^* die Schallgeschwindigkeiten in den Komponenten A und B und in äquimolarer Lösung und r_1, r_2, r^* die entsprechenden Abstände in den Komponenten A und B und in äquimolarer Lösung bedeuten. Um zu der Formel (6) zu gelangen,

muss man natürlich die Wahrscheinlichkeiten der Nachbarschaft AA, BB und AB für jede Konzentration berechnen. Wir wiesen bereits[8–11] auf die Übereinstimmung der mit obiger Methode errechneten Schallgeschwindigkeitswerten mit den Messungen hin. Tabelle II gibt ein Beispiel dafür.

TABELLE II

$CC_4 \rightarrow C_6H_6$

$V_{beob.}$ [m/Sek.]	$V_{berech.}$ [m/Sek.]	Molverhältnis
904	905	0,1
927	932	0,2
954	955	0,3
963	959	0,33
983	981	0,4
1054	1052	0,6
1096	1080,6	0,7
1140	1141	0,8
1187	1187	0,9

$V_1 = 91$ cm³/Mol; $V_2 = 99$ cm³/Mol; $T = 40$ °C

Um den Exponenten n_{12} für zwei verschiedene Moleküle zu bestimmen, stellen wir uns eine äquimolare Lösung vor. Dem ersten Typ der Lösung würde ein eindimensionaler Kristall entsprechen, auf welchem in idealer Ordnung wechselweise Moleküle der Arten A und B nacheinander folgen würden. Was die äquimolare Lösung des zweiten Typs betrifft, so stellen wir uns vor, dass die Moleküle A und B ähnlich wie beim ersten Typ gelagert sind, nur sind die Gleichgewichtslagen unbeständig. Dieses Modell hat einen rein spekulativen Charakter. Betrachtungen über die Geschwindigkeit solcher eindimensionaler Kristalle entlang führt zu folgender Formel für n_{12}

$$n_{12} = 6\, w_{12} \cdot \frac{\beta \frac{r}{w} - C^2 \beta_1 \frac{r_1}{w_1} - (1-C)^2 \beta_2 \frac{r_2}{w_2}}{r\alpha - C^2 r_1 \alpha_1 - (1-C)^2 r_2 \alpha_2} \tag{8}$$

mit

$$w_{12} = \frac{2r^* - \frac{1}{2}(r_1 + r_2)}{2\frac{r^*}{w^*} - \frac{1}{2}\left(\frac{r_1}{w_1} + \frac{r_2}{w_2}\right)}$$

wobei β_1, β_2, β die entsprechenden Temperaturkoeffizienten der Schallgeschwindigkeit sind, und α_1, α_2, α die Ausdehnungskoeffizienten der Komponenten A und B und einer Lösung von der Konzentration C darstellen. Für einige soeben gemessene Lösungen erhält man die Ergebnisse, die in der Tabelle III zusammengefasst sind.

Eine vollständige Übereinstimmung des Experiments mit der Theorie müsste man für flüssige Edelgase und ihre Mischungen erhoffen. Das Versuchsmaterial aus diesem Gebiet ist aber leider noch sehr gering.

TABELLE III

Molverhältnis	$C_6H_6 \overset{n_{12}}{\rightarrow} C_{10}H_{12}$	$C_2H_5OH \overset{n_{12}}{\rightarrow} CCl_4$	$C_6H_5CH_3 \overset{n_{12}}{\rightarrow} C_6H_6$
1,0	17,34	16,92	16,45
0,9	18,20	17,10	15,00
0,7	20,13	17,32	16,30
0,5	20,80	16,03	17,46
0,3	19,75	14,88	18,83
0,1	21,32	15,55	17,92
0,0	19,71	16,25	17,30

LITERATUR

1. K. ALTENBURG, *Z. physik. Chem. (Leipzig)*, 195 (1950) 145; *Kolloid-Z.*, 117 (1950) 153.
2. B. B. KUDRYAVTSEV, *Anwendung von Ultraschallverfahren bei physikalisch-chemischen Untersuchungen*, Gosudarst. Izdatel. Tekh. Teoret. Lit. Moskau, 1952 (Russisch).
3. F. KUCZERA, *Prace 2 Seminarium Otwartego z Akustyki, Olsztyn*, 1956.
4. M. BORN UND K. HUANG, *Dynamical theory of crystal lattices*, Oxford Univ. Press, New York, 1954.
5. F. KUCZERA, *Bull. soc. sci. lettres Poznan*, 14 (1958) 127–139.
6. F. KUCZERA, *Postepy Akust.*, 8 (1957) 173.
7. F. KUCZERA, *Materiały z konferencji techniki ultradźwiekowej*, 1 (1955).
8. F. KUCZERA UND A. OPILSKI, *Prace 5 Seminarium Otwartego z Akustyki, Olsztyn*, 1958.
9. F. KUCZERA, *Primenenie ul'traakust.*, 8 (1959).
10. F. KUCZERA UND A. OPILSKI, *Primenenie ultraakust.*, 11 (1960).
11. A. OPILSKI, *Prace 6 Seminarium Otwartego z Akustyki, Zabrze*, 1959.

Zur molekularkinetischen Berechnung der Ultraschallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten*

K. ALTENBURG

Institut für Kunststoffe der Deutschen Akademie der Wissenschaften, Berlin-Adlershof (Deutschland)

Unsere derzeitigen Kenntnisse über die Struktur der Flüssigkeiten legen es nahe, die Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten in Anlehnung an die Theorien des festen Zustandes zu entwickeln. Dieser Weg wird auch durch Messungen der Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit bei tiefen bzw. hohen Temperaturen nahegelegt. Bei tiefen Temperaturen hängt die Schallgeschwindigkeit im allgemeinen linear von der Temperatur ab.

* Teilergebnisse der Habilitationsschrift Humboldt-Universität, Berlin (1959).

Das einfachste Modell der Schallausbreitung in einer Flüssigkeit, das man unter diesem Gesichtspunkt behandeln kann, ist die lineare Kette ("eindimensionaler Kristall"), die aus Massenpunkten der Masse m, die durch Federn der Direktionskraft a im Abstand d verbunden sind, besteht, wobei zunächst vorausgesetzt wird, dass die Kräfte nur auf unmittelbar benachbarte Teilchen wirken. Dieses Modell wurde erstmals von NEWTON[1] benutzt und in neuerer Zeit in verschiedener Richtung weitergeführt[2-7]. Die Schallgeschwindigkeit v in einer derartigen Kette ergibt sich, falls die Wellenlänge gross gegenüber dem Partikelabstand ist, zu

$$v = d \sqrt{\frac{a}{m}} \tag{1}$$

Wenn man diese Ergebnisse auf reelle Flüssigkeiten übertragen will, so sind einige Verallgemeinerungen erforderlich. Zunächst ist in einer Flüssigkeit der Ordnungszustand wesentlich geringer als in einem Kristall. Die Abstände der Partikel und die Direktionskräfte schwanken um Mittelwerte. Unter der Voraussetzung, dass die Wellenlänge gross gegenüber den Inhomogenitäten ist, erhält man für die Schallgeschwindigkeit folgende verallgemeinerte Beziehung

$$v = \bar{d} \sqrt{\frac{1}{m\,(\overline{1/a})}} \tag{2}$$

Anstelle der Abstände und der reziproken Werte der Direktionskräfte stehen jetzt die entsprechenden Mittelwerte.

Um die Zusammenhänge mit den molekularen Daten ableiten zu können, ist es erforderlich, anstelle der Direktionskraft das Potential U der zwischenmolekularen Kräfte einzuführen. Die Direktionskraft ist gleich der zweiten Ableitung des Potentials. Die Newtonsche Gleichung geht damit über in

$$v = d \sqrt{\frac{\overline{U_d''}}{m}} \tag{3}$$

wobei U_d'' die 2. Ableitung des Potentials an der Stelle des Nachbarmoleküls ist.

Es ist üblich, das Potential der zwischenmolekularen Kräfte zwischen zwei isolierten nichtionogenen Teilchen durch einen Ansatz der Form

$$U = -\frac{\mathsf{M}}{r^p} + \frac{\mathsf{N}}{r^q} \tag{4}$$

darzustellen*, wobei man den Exponenten im Term der anziehenden Kräfte im allgemeinen $p = 6$ setzt. Bei den anziehenden Kräften (1. Term) handelt es sich um Dispersions-, Dipol- und Induktionskräfte und gegebenenfalls Wasserstoffbrückenbindungen. Bei grösseren Molekülen überwiegen, falls keine Wasserstoffbrückenbindung auftritt, die Dispersionskräfte bei weitem. Die abstossenden Kräfte (2. Term) sind durch die elektrostatische Abstossung der Kernladungen, die beim Durchdringen der Elektronenhüllen wirksam wird, und ausserdem durch quantenmechanische Austauscheffekte bedingt. Die Berechnung der abstossenden Kräfte erfordert eine genaue

* Man kann die Rechnung auch mit einem Exponentialansatz für das Potential der abstossenden Kräfte durchführen. Die Rechnungen werden jedoch komplizierter und unanschaulicher ohne etwas grundsätzlich Neues zu bringen. Aus der Schallgeschwindigkeit kann man prinzipiell nur die Krümmung des Potentialverlaufes an *einem* Punkt berechnen.

Kenntnis der Ladungsverteilung auf der Molekülоberfläche. Derartige Rechnungen sind bisher nur bei wenigen einfachen Atomen bzw. Molekülen durchgeführt worden. WOHL[8] hat den Abstossungsexponenten aus Messungen des zweiten Virialkoeffizienten der Zustandsgleichung der Gase berechnet, und findet, dass der Exponent gleichsinnig mit der Zahl der Aussenelektronen und mit der "Kompliziertheit" der Moleküle wächst. Für Helium und Wasserstoff hat der Exponent den Wert 9, und er steigt für Stickstoff auf etwa 22 an.

Um den tatsächlichen Verhältnissen in einer Flüssigkeit besser gerecht zu werden, muss man weiterhin von der linearen Kette zu einer räumlichen Anordnung der Partikel übergehen. Hierbei ist es zweckmässig anzunehmen, dass die Nachbarmoleküle eines herausgegriffenen Partikels infolge der Temperaturbewegung im zeitlichen Mittel gleichmässig auf Kugelschalen verteilt sind. Die Schallgeschwindigkeit ergibt sich in diesem Modell zu

$$v = d \sqrt{\frac{N}{8} \cdot \frac{U_d''}{m}} \tag{5}$$

wobei N die Koordinationszahl ist.

Berücksichtigt man nicht nur die Wechselwirkung unmittelbar benachbarter Moleküle, sondern auch die der entfernteren Moleküle*, so erhält man unter Benutzung von Gl. (4)

$$v = F'(p, q) \sqrt{\frac{U_{\min}}{m}} \qquad \text{mit} \qquad F'(p,q) = \sqrt{\frac{1}{8} p\ q\ C_p^{\frac{q}{q-p}} C_q^{-\frac{p}{q-p}}} \tag{6}$$

Die Grössen C_p und C_q sind die gleichen Summenausdrücke, die auch bei der Berechnung der Gitterenergie der Kristalle auftreten; sie hängen vom Gittertyp und vom Exponenten des Kraftgesetzes ab. Führt man anstelle von $U_{\min}$ die von SLATER UND KIRKWOOD[9] quantenmechanisch berechnete Dispersionsenergie

$$U_{\text{Disp}} = \frac{M}{r^6} = -1{,}36\, a_0^{3/2} E_0 \frac{N_A^{1/2} \alpha^{3/2}}{r^6} \tag{7}$$

ein, wobei $a_0 = 0{,}529 \cdot 10^{-8}$ cm, $E_0 = 0{,}218 \cdot 10^{-10}$ erg, N_A die Zahl der Aussenelektronen und α die auf unendlich lange Wellen extrapolierte Polarisierbarkeit ist, so erhält man für die Schallgeschwindigkeit

$$v\ [m/Sec.] = 5{,}5777 \cdot 10^8\, F(p, q) \frac{N_A^{1/4} R_\infty^{3/4} \varrho_0}{M^{3/2}} \tag{8}$$

mit

$$F(p, q) = \sqrt{\frac{1}{8} p\ (q - p)\ C_p} \tag{9}$$

M = Molekulargewicht, ϱ = Dichte.

Hierbei ist anstelle der Polarisierbarkeit die Molrefraktion R_∞ eingeführt.

Da in diese Beziehung, abgesehen von dem Faktor $F(p,q)$, nur anderweitig be-

* Dies ist auch bei Kräften kurzer Reichweite bei einem räumlichen Modell – im Gegensatz zur linearen Kette – erforderlich da mit wachsendem Abstand auch die Zahl der Nachbarn schnell anwächst.

stimmbare Grössen eingehen*, kann man hieraus entweder unter bestimmten Annahmen über das Potential der zwischenmolekularen Kräfte die Schallgeschwindigkeit berechnen oder aus experimentellen Werten der Schallgeschwindigkeit** den Exponenten des Abstossungsgesetzes bestimmen. Die so berechneten Abstossungsexponenten hängen systematisch von der Zahl der Aussenelektronen ab, wie es auf Grund der Untersuchungen von WOHL[8] zu erwarten ist (Abb. 1). Der Zusammenhang lässt

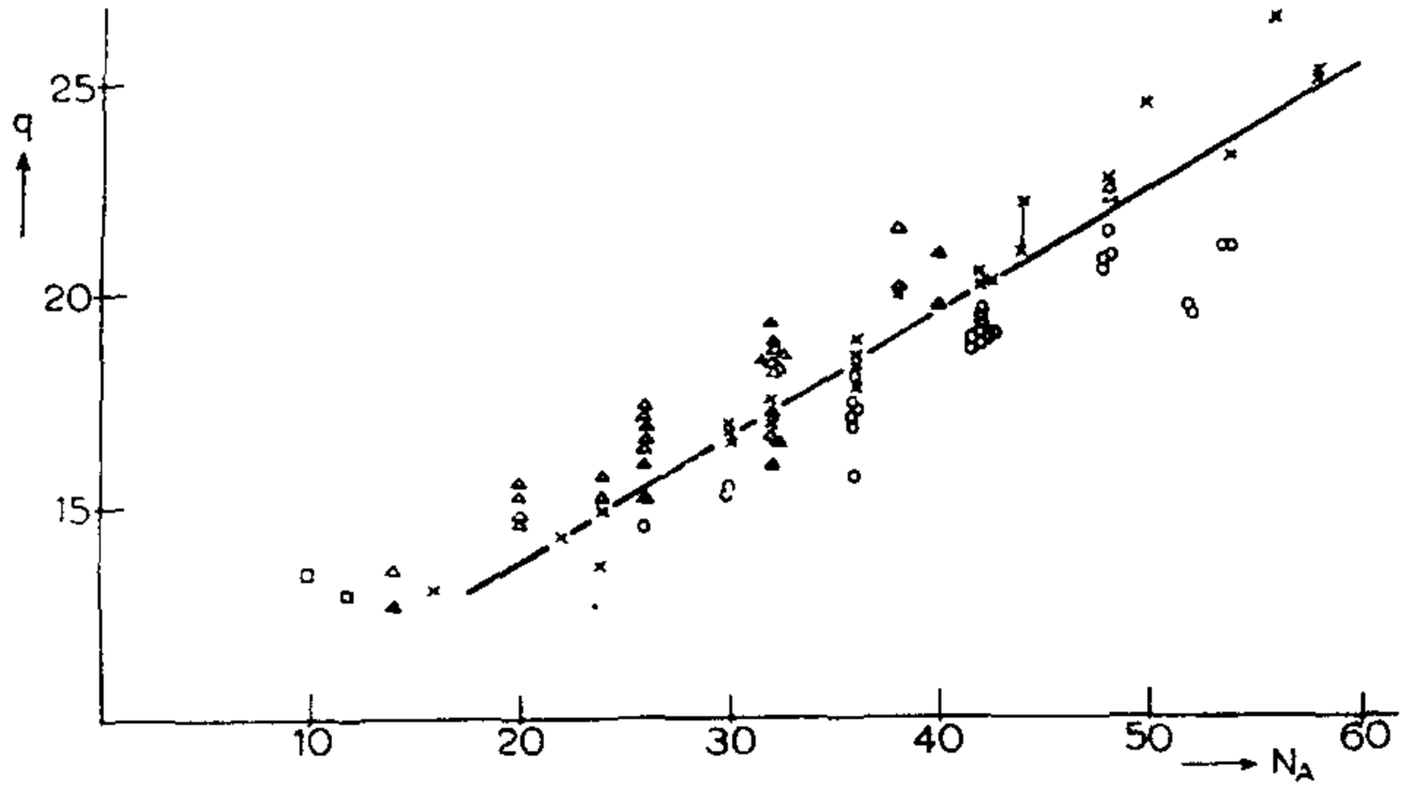


Abb. 1. Abhängigkeit des Abstossungsexponenten q von der Zahl der Aussenelektronen N_A
○ aromatische Verbindungen, △ aliphatische Halogenverbindungen, × sonstige Kohlenwasserstoffe, ▲ anorganische Halogenverbindungen, □ Elemente.

sich durch folgende empirische Beziehung beschreiben

$$q = 8 + 0{,}288 N_A \tag{10}$$

Bemerkenswert ist, dass man für kleine Moleküle, in Übereinstimmung mit zahlreichen nach anderen Methoden durchgeführten Untersuchungen[10], für den Exponenten den Wert $q \approx 12$ erhält. Berücksichtigt man bei der Berechnung der Schallgeschwindigkeit die durch Gl. (10) gegebene Abhängigkeit des Abstossungsexponenten von der Zahl der Aussenelektronen, so verbleiben zwischen gemessener und berechneter Schallgeschwindigkeit Abweichungen von durchschnittlich 4%. Augenfällig ist dabei, dass die Werte von q bei allen aromatischen Verbindungen unterhalb des Mittelwertes und bei allen aliphatischen Halogenverbindungen oberhalb des Mittelwertes liegen.

Es lässt sich qualitativ zeigen, dass ersteres auf die Vernachlässigung der Frequenzabhängigkeit der Molrefraktion, die bei aromatischen Verbindungen grösser ist als bei aliphatischen, und letzteres auf die Nichtberücksichtigung der inneren Elektronen bei der Berechnung der zwischenmolekularen Kräfte zurückzuführen ist.

---

* Die Molrefraktion wird im allgemeinen im sichtbaren Wellenlängengebiet bestimmt. Dieser Wert unterscheidet sich um einige Prozent von dem auf unendlich lange Wellen extrapolierten Wert. Da diese Extrapolation infolge der Absorptionsgebiete im Ultraroten nicht ohne weiteres möglich ist, wurde im folgenden stets der Wert für die Molrefraktion bei $\lambda = 5890$ Å (D-Linie) benutzt.

** Es ist hierbei erforderlich, die Schallgeschwindigkeit und die Dichte auf den absoluten Nullpunkt zu extrapolieren. Die Temperaturabhängigkeit der Ultraschallgeschwindigkeit ist eine Folge der Wechselwirkung der Wärmewellen mit den Ultraschallwellen infolge der Nichtlinearität der zwischenmolekularen Kräfte. Die Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit führt deshalb auf nichtlineare Differentialgleichungen, deren Lösung auf grosse Schwierigkeiten stösst.

Man kann diese Einflüsse empirisch erfassen, wenn man den Abstossungsexponenten bei aromatischen Verbindungen um eine Einheit pro Ring erniedrigt und bei allen aliphatischen Halogenverbindungen, unabhängig von der Zahl der Halogenatome, um eine Einheit erhöht. Berücksichtigt man diesen Korrekturfaktor, so ergibt sich bei etwa 80 organischen Verbindungen ein durchschnittlicher Fehler von 1,8%, bei etwa 20 anorganischen Verbindungen ein Fehler von etwa 4%. In der Tabelle I sind einige der so berechneten Werte den experimentell bestimmten und auf $T = 0\,^{\circ}\mathrm{K}$ extrapolierten Werte gegenübergestellt. Betreffs weiterer Werte und der Einzelheiten der Rechnungen sei auf die Originalarbeit[11] verwiesen.

TABELLE I

VERGLEICH DER GEMESSENEN UND BERECHNETEN SCHALLGESCHWINDIGKEITEN FÜR EINIGE ORGANISCHE VERBINDUNGEN

Substanz	v_{exp} [*m/Sek.*]	v_{the} [*m/Sek.*]
Aceton	2440,8	2444,6
Äther	2404,3	2452,2
Anilin	2803,2	2830,1
Benzol	2617,8	2645,7
Brombenzol	2070,0	2067,0
Chloroform	2010,7	2085,5
Tetrachlorkohlenstoff	1870,8	2013,5
Toluol	2564,3	2584,1

LITERATUR

1. I. NEWTON, *Principia*, livre II, proposition 49, London, 1687.
2. B. B. KUDRYAVTSEV, *Anwendung von Ultraschallverfahren bei physikalisch-chemischen Untersuchungen*, Deut. Verlag Wissensch., Berlin, 1955.
3. F. KUCZERA, *Postepy Akust.*, 8 (1957) 173.
4. K. ALTENBURG, *Kolloid-Z.*, 117 (1950) 153.
5. K. ALTENBURG, *Kolloid-Z.*, 122 (1951) 35.
6. K. ALTENBURG, *Z. physik. Chem.* (*Leipzig*), 195 (1950) 145.
7. K. ALTENBURG, *Z. physik. Chem.* (*Leipzig*), 202 (1953) 14.
8. K. WOHL, *Z. physik. Chem.*, B, 14 (1931) 36.
9. J. SLATER UND J. G. KIRKWOOD, *Phys. Rev.*, 37 (1931) 682.
10. H. A. STUART, *Die Physik der Hochpolymeren*, Bd. I., Die Struktur des freien Moleküls, Springer, Wien, 1952, S. 37.
11. K. ALTENBURG, *Habilitationsschrift Humboldt-Universität*, Berlin (1959).

Ausbreitung des Schalles in Flüssigkeiten

B. B. KUDRYAVTSEV

Laboratorium für Molekularakustik am Krupskaja Institut, Moskau (U.d.S.S.R.)

In den meisten Flüssigkeiten sind die experimentell ermittelten Werte der Schallabsorption höher als die Werte, die theoretisch berechnet werden[1]. Die anomale Schallabsorption erklärt man gewöhnlich durch die Relaxationserscheinungen. Doch ist die Frage noch offen, ob die Relaxationserscheinungen die einzige Ursache der anomalen Schallabsorption ist. Die zukünftige Entwicklung der Wissenschaft wird die endgültige Antwort geben. Persönlich denke ich, dass die Relaxationstheorie nicht alle Ursachen der Schallabsorption in Betracht zieht. KELVIN[2] hat schon auf den Einfluss von Resonatoren auf die Schallausbreitung hingewiesen.

In der ersten Annäherung ist die Flüssigkeit einer Kette von schweren Teilchen ähnlich. In solch einem System finden Resonanzerscheinungen statt, die auf die Schallausbreitung einwirken. Jedes Teilchen einer solchen Kette hat eine bestimmte Eigenfrequenz f_m welche sich aus der Gleichung

$$f_m = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{u''}{m}} \tag{1}$$

ergibt, in welcher u'' die zweite Ableitung der potentiellen Wechselwirkungsenergie zweier benachbarter Teilchen nach dem Teilchenabstand und m die Masse des Teilchens ist. Für die einfachen Flüssigkeiten gibt diese Formel die Werte von Eigenfrequenzen an, die nicht akustischen sondern optischen Schwingungen entsprechen.

Bei dieser Berechnung wird stillschweigend die Voraussetzung gemacht, dass alle Teilchen absolut gleichmässig verteilt sind. Aber diese Voraussetzung ist nicht richtig. In einer realen Flüssigkeit gibt es immer verschiedene assoziierte Komplexe. Es ist leicht nachzuweisen[3], dass die Eigenfrequenz solch eines Komplexes viel kleiner ist. Die Eigenfrequenz eines nicht zu kleinen Komplexes liegt im Bereich der Ultraschallfrequenzen[3].

In diesem Falle gibt es eine anomale Dispersion des Ultraschalls in den Flüssigkeiten. Dabei kann man die Ultraschallgeschwindigkeit c nach der folgenden Gleichung berechnen

$$c = c_0\left[1 - \frac{\text{Const}}{\omega_0^2 - \omega^2}\right] \tag{2}$$

in welcher ω die Frequenz, ω_0 die Eigenfrequenz des Komplexes, und c_0 die Schallgeschwindigkeit bei sehr hohen Frequenzen ist. Die Anregung der Schwingungen der molekularen Komplexe ruft die zusätzliche Schallabsorption hervor. Dieser Anteil ist der Resonanzabsorption von elektromagnetischen Wellen ähnlich. Es gibt aber einen wichtigen Unterschied zwischen der Resonanzabsorption in der Akustik und in der Optik. Die optische Strahlung ist gewöhnlich kontinuierlich, aber die Absorption diskret. In der Akustik haben wir die umgekehrte Situation hier haben wir diskrete

Strahlung und kontinuierliche Absorption. Sogar die Resonanzschallabsorption ist kontinuierlich in einem bestimmten Intervall von Frequenzen, in dem die Eigenfrequenzen der Komplexe kontinuierlich verteilt sind.

Nehmen wir an, dass die Zahl der molekularen Resonatoren, welche die akustische Energie mit den Frequenzen von ω bis $\omega + d\omega$ absorbieren können, nach dem Maxwellschen Gesetz verteilt sind, und nehmen wir weiter an, dass die Energie, welche von einem einzelnen Resonator absorbiert wird, dem Quadrat der Ultraschallfrequenz proportional ist. Bei diesen Voraussetzungen gilt für den zusätzlichen Absorptionskoeffizienten α_R folgende Gleichung

$$\alpha_R = B\omega^2 \exp\left[-(\omega/\omega_0)^2\right] \tag{3}$$

Hier ist B eine Konstante, ω die Ultraschallfrequenz und ω_0 die wahrscheinlichste Eigenfrequenz der molekularen Resonatoren.

Aus obiger Gleichung (3) folgt, dass sogar bei Frequenzen, die sich wesentlich von ω_0 unterscheiden, die Anwesenheit der Resonatoren die zusätzliche Schallabsorption hervorruft. Bei Frequenzen in der Nähe der wahrscheinlichsten Eigenfrequenz ω_0 der

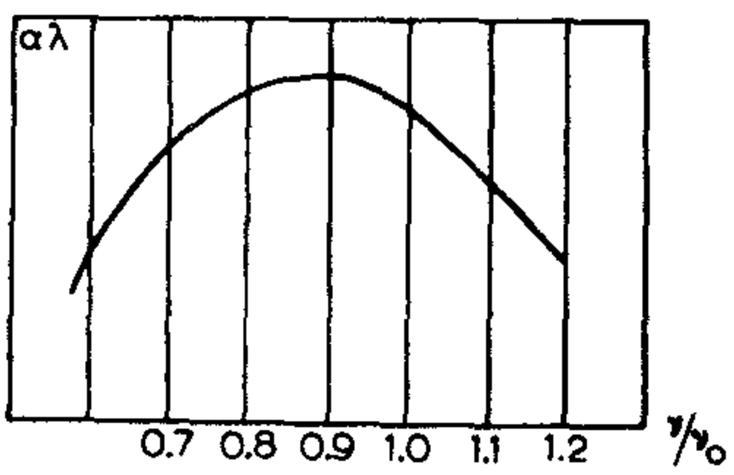


Abb. 1. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionskoeffizienten pro Wellenlänge.

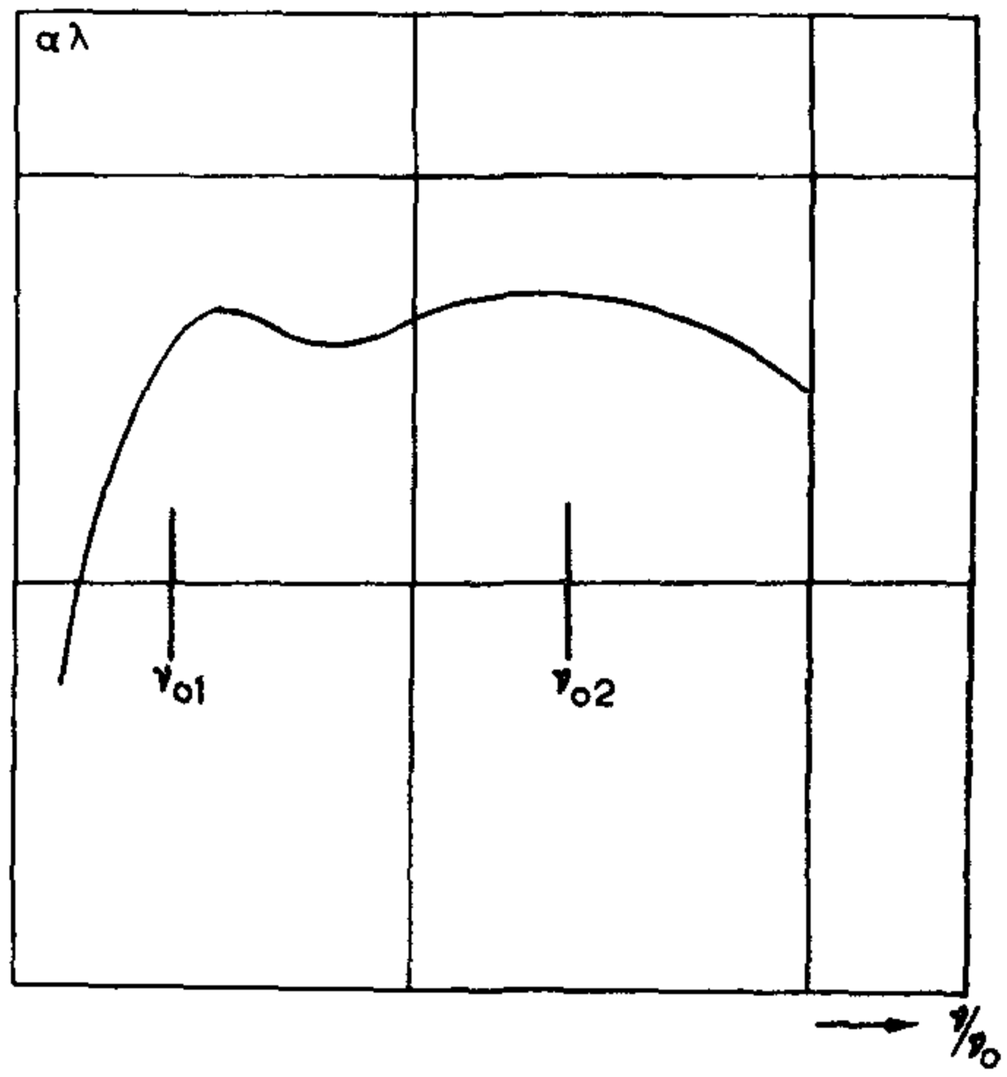


Abb. 2. Frequenzabhängigkeit des Schallabsorptionskoeffizienten pro Wellenlänge bei Anwesenheit von zwei Gruppen von Resonatoren.

molekularen Resonatoren gibt es anomale Schallabsorption, welche qualitativ dem Relaxationsanteil der Schallabsorption ähnlich ist. Der Absorptionskoeffizient pro Wellenlänge hat in der Nähe der wahrscheinlichsten Eigenfrequenz einen maximalen Wert wie bei den Relaxationserscheinungen (Abb. 1).

Wenn zwei Gruppen der molekularen Resonatoren mit den wahrscheinlichsten

Eigenfrequenzen ω_{01} und ω_{02} anwesend sind, kann man den Absorptionskoeffizienten des Schalles α_R durch die folgende Gleichung berechnen

$$\alpha_R = C_1\omega^2 \exp\left[-(\omega/\omega_{01})^2\right] - C_2\omega^2 \exp\left[-(\omega/\omega_{02})^2\right] \tag{4}$$

Hier sind C_1 und C_2 Konstanten und ω die Frequenz des Ultraschalls. In diesem Falle gibt es zwei Maxima auf der Kurve, die die Schallabsorption pro Wellenlänge als Funktion der Frequenz darstellt. Diese Maxima können bei geringer Frequenzdifferenz leichter aufgelöst werden als Relaxationsmaxima (Abb. 2). Bei Berücksichtigung von Resonanzerscheinungen bei der Berechnung von Schallabsorptionskoeffizienten lässt sich die Theorie in besserem Einklang mit dem Experiment bringen.

LITERATUR

1. L. BERGMANN, *Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik*, Hirzel, Stuttgart, 1954.
   J. J. MARKHAM, R. T. BEYER UND R. B. LINDSAY, *Rev. Modern Phys.* 23 (1951) 353.
2. W. KELVIN, *Popular Lectures*, Band 1, S. 185.
3. B. B. KUDRYAVTSEV, *Die Anwendung des Ultraschalls zur Werkstoffprüfung*, 7 (1958) 257 (Russisch).

Theory of Relaxation Effects with a Continuous Spectrum

P. G. BORDONI
University of Pisa (Italy)

The evaluation of relaxation spectra from attenuation measurements is still an open problem in the solid state theory. Physical reasons suggest taking as the fundamental variable not the characteristic time τ but its logarithm. The hypotheses on which the existing theoretical treatments are based may then be stated as follows.
a) The elementary relaxation effects between $\ln\tau$ and $\ln\tau + \mathrm{d}(\ln\tau)$ have a relaxation strength $\varrho(\ln\tau)\cdot\mathrm{d}(\ln\tau)$ independent of the angular frequency ω at which the attenuation is measured.
b) Their contribution to the attenuation is given by the Zener equation

$$\mathrm{d}(Q^{-1}) = \frac{\varrho(\ln\tau)\,\mathrm{d}(\ln\tau)}{2}\cdot\operatorname{sech}(\ln\omega\tau) \tag{1}$$

c) The total attenuation Q^{-1} is the sum of all the contributions due to the single elementary effects

$$Q^{-1}(\omega) = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}\varrho(\ln\tau)\cdot\operatorname{sech}(\ln\omega\tau)\cdot\mathrm{d}(\ln\tau) \tag{2}$$

The hypothesis a) is satisfactory only if the attenuation is measured over a limited frequency range. In fact reliable measurements must necessarily be made on the same specimen. A wide range of frequencies then corresponds to vibrations of different types, and it is well known that the relaxation strength depends largely upon the type of vibration.

The above remark shows that the inversion of the integral (2) which has been suggested as a possible way of evaluating the density $\varrho(\ln \tau)$ of the relaxation strength, has no physical meaning as the function $Q^{-1}(\omega)$ is known only over a limited range of frequencies and its prolongation beyond them is arbitrary[1]. For the same reasons the iteration methods which have been proposed cannot converge towards the real spectrum. It must be added that the values of Q^{-1} are known only for a discrete set of frequencies and are affected by experimental errors which are by no means negligible[2].

A realistic approach to the problem must be based on the fact that the measurements of attenuation have a very poor resolving power with respect to the spectrum of relaxation times. Even in the most favorable case, when only two relaxation times $\tau_1 \ll \tau_2$ are present, it is easily proved that, when they have the same relaxation strength, the attenuation *vs* frequency curve shows two maxima only if the ratio τ_2/τ_1 exceeds 5.8 (Fig. 1).

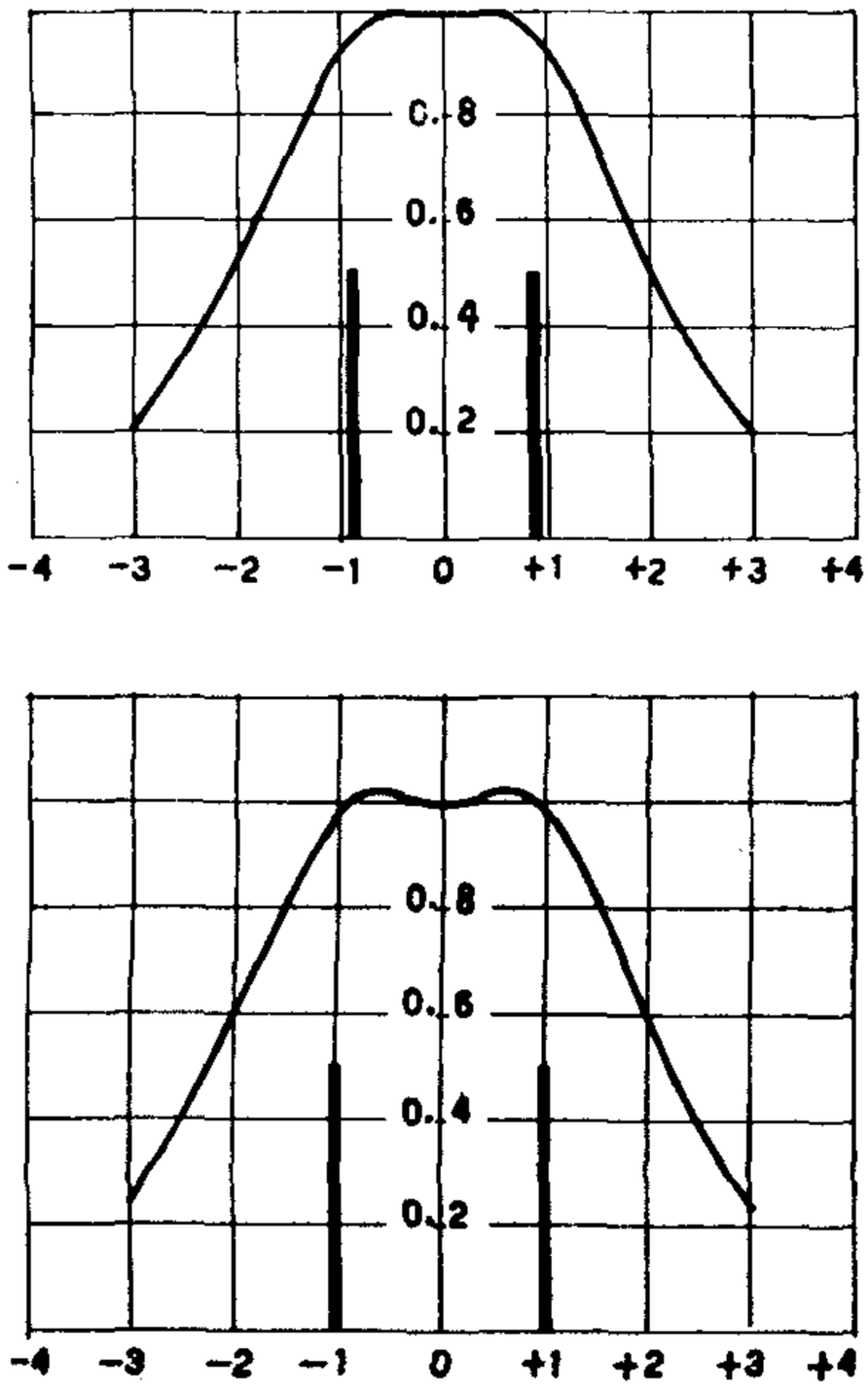


Fig. 1. Normalized attenuation for two relaxation times τ_1, τ_2 with the same strength. Abscissa: $\ln(\omega\sqrt{\tau_1 \tau_2})$. Upper curve $\tau_2/\tau_1 = 5.8$; lower curve $\tau_2/\tau_1 = 7.39$.

However some general information about the width of the spectrum can be easily obtained by plotting the normalized experimental values of the attenuation as a function of $\ln \omega$.

If A is the area enclosed between the curve and the horizontal axis, the spectrum

with a constant logarithmic density $\varrho(\ln \tau) = \varrho_0$ whose normalized attenuation encloses the same area is limited by the times τ_1, τ_2 given by the equation

$$\frac{2 \operatorname{arctg}\left[\sinh \frac{1}{2}\left(\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}\right)\right]}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} = \frac{\pi}{A} \tag{3}$$

Hence the width of the equivalent rectangular spectrum is immediately obtained from Fig. 2. Further information about the shape of the spectrum may be obtained by dividing the experimental curve into vertical strips of unit logarithmic width.

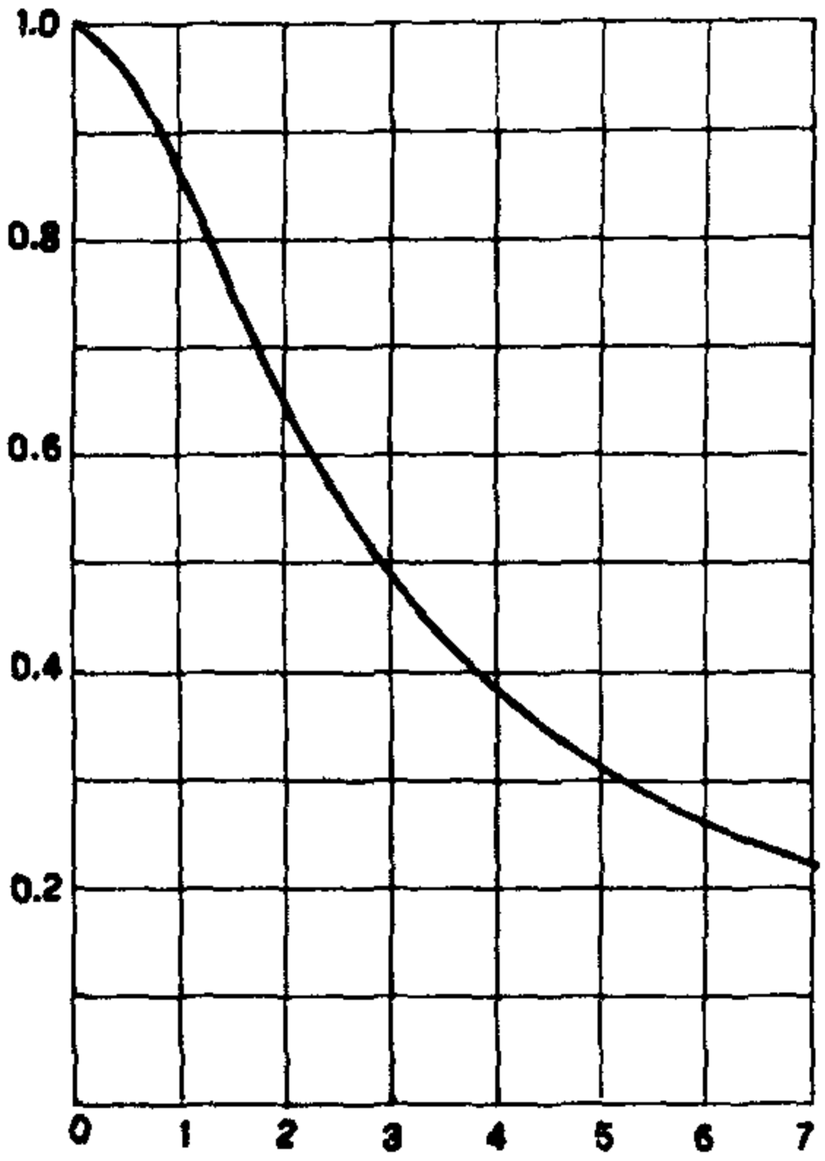


Fig. 2. Values of the function $2 \operatorname{arctg}\left[\sinh \frac{1}{2}\left(\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}\right)\right] \cdot \left[\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}\right]^{-1}$

Abscissa: $\frac{1}{2} \ln \frac{\tau_2}{\tau_1}$

The discrete spectrum, having its lines in the center of each strip and whose attenuation covers the same area for each strip, is easily determined from a set of linear equations and gives a very good approximation to the experimental curve. This is shown in Fig. 3 where the attenuation of a rectangular spectrum (heavy line) has been approximated by means of a symmetrical spectrum of discrete relaxation times (open circles).

It should be observed that the relative differences between the given curve and the computed values do not exceed $3 \cdot 10^{-2}$ notwithstanding the great difference between the two spectra. This shows that in real cases, when the attenuation curve is obtained from measurements, the uncertainty in the evaluation of the spectrum is of the same order of that shown in the lower diagram of Fig. 3.

From the physical standpoint a very important case is that of thermally activated relaxation effects. The characteristic time is then related to the temperature T by the Arrhenius equation

$$\tau = \tau_0 \exp [W/kT] \tag{4}$$

where W is the activation energy.

Two main types of spectra can be considered in this case: spectra of characteristic times (W = constant) and spectra of activation energies (τ_0 = constant). A constant logarithmic time density $\varrho_0 = S/\ln\frac{\tau_2}{\tau_1}$ corresponds to a constant energy density $\varrho_0' = S/2\Delta W$, S being the total relaxation strength and ΔW the half-width of the energy spectrum. The corresponding values of attenuation are given by

$$Q^{-1}(T) = \varrho_0 \cdot \operatorname{arctg}\left[\operatorname{sech}\frac{W}{k}(T_m^{-1} - T^{-1}) \cdot \sinh\left(\frac{1}{2}\ln\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)\right] \tag{5}$$

$$Q^{-1}(T) = \varrho_0' \cdot kT \cdot \operatorname{arctg}\left[\operatorname{sech}\frac{W}{k}(T_m^{-1} - T^{-1}) \cdot \sinh\left(\frac{\Delta W}{T}\right)\right] \tag{6}$$

where T_m is the temperature of maximum damping at a given angular frequency.

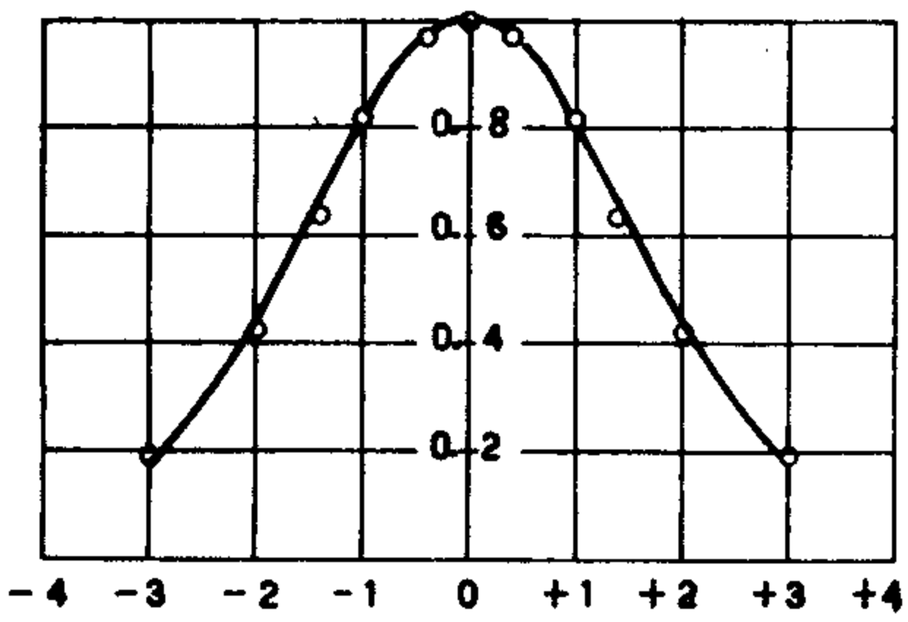


Fig. 3. Approximation of a rectangular spectrum with $\tau_2/\tau_1 = 17.8$ (Lower diagram, dotted line) by means of a discrete spectrum (Lower diagram, heavy lines). The attenuation to be approximated is the heavy line of the upper diagram. The computed values are given by the open circles.

The above equations show that the two types of spectra may be easily distinguished by comparing the values of the attenuation measured as a function of T for two different frequencies as only the first type of spectrum gives rise to a curve (5) whose width is independent of frequency.

REFERENCES

1. C. ZENER, *Elasticity and Anelasticity of Metals*. Univ. of Chicago Press, Chicago, 1948.
2. F. C. ROESLER, *Proc. Phys. Soc.* (*London*), 68B (1955) 89.
   F. C. ROESLER AND W. A. TWYMAN, *Proc. Phys. Soc.* (*London*), 68B (1955) 97.

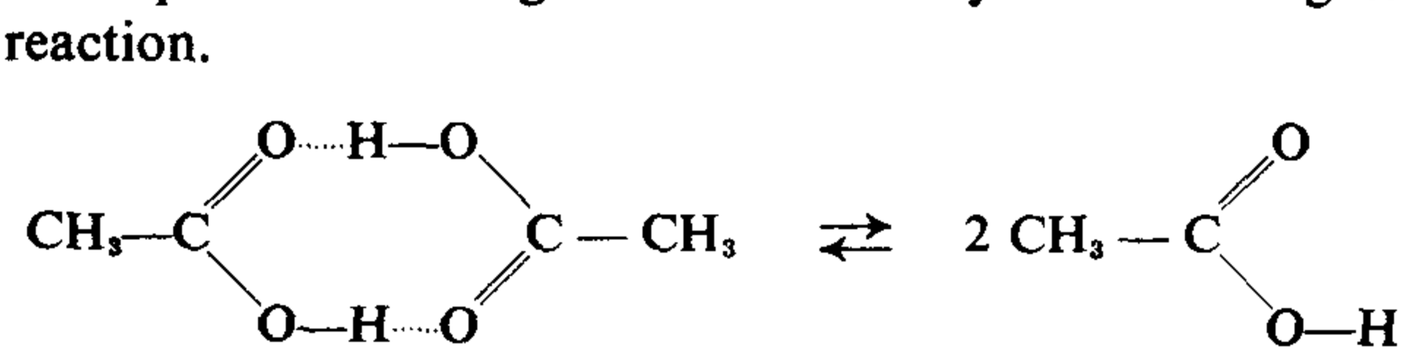
The Mechanism of Ultrasonic Absorption and Dispersion in Acetic Acid

D. TABUCHI*

Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka University, Hirakata Osaka, (Japan)

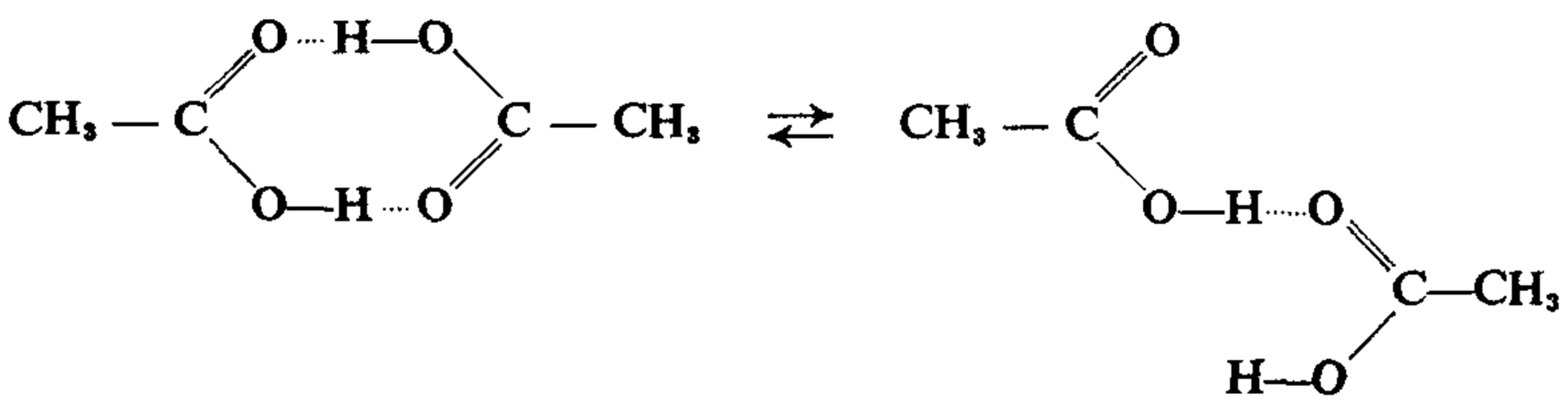
BAZHULIN[1] and SHPAKOVSKIJ[2] pointed out that ultrasonic dispersion and absorption occur in liquid acetic acid, and the nature of these phenomena were shown in an experiment using the pulse method by LAMB AND PINKERTON[3]. FREEDMAN[4] derived a heat of reaction of 6.21 kcal/mole of dimer assuming that it was due to the associaton and dissociation reaction of acetic acid. The value was close to 6.5 kcal/mole of dimer, which has been estimated from the heat of reaction in vapour phase and from Molwyn-Hugh's formula. PIERCY AND LAMB[5] measured the ultrasonic absorption of acetic acid solutions by the acoustic streaming method, and attributed the newly-found absorption at low concentrations and higher frequencies to the association and dissociation of acetic acid. As the absorption formula of Freedman includes some approximations, a result based on rigorous formulae is desirable.

Ultrasonic absorption was thought to be caused by the following association and dissociation reaction.

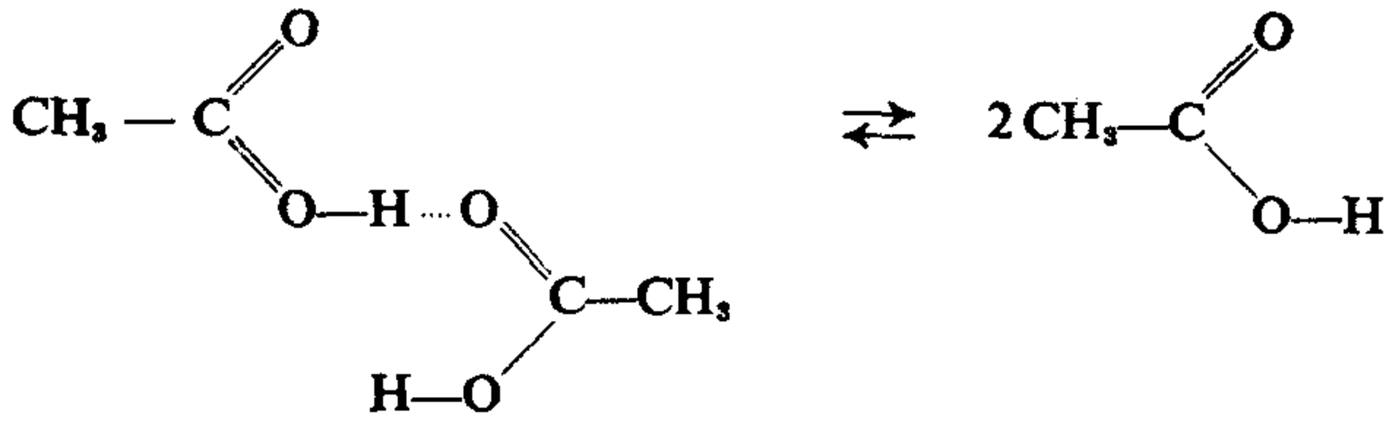


(1)

We can consider another case in which the reaction takes place by two steps.



(2)



(3)

---

* Now at Department of Electrical Engineering, Imperial College of Science and Technology, University of London, S.W. 7, London.

The reactions (1) and (3) can be represented by $A \rightleftarrows B + B$, and reaction (2) by $A \rightleftarrows B$.

The phase velocity V and the absorption coefficient of amplitude of sound per wavelength μ in these systems are given by[6]

$$V^2 = \frac{1}{\varrho\beta_T} \frac{c_p^0 c_v^0 + c_p c_v \omega^2 \tau^2}{(c_v^0)^2 + (c_v)^2 \omega^2 \tau^2} \qquad \mu = \pi \frac{\omega\tau (c_v^0 c_p - c_p^0 c_v)}{c_p^0 c_v^0 + c_p c_v \omega^2 \tau^2}$$

$$c_p^0 = c_p + c_p^r \qquad c_v^0 = c_v + c_v^r \qquad c_p = c_v + Tvl^2/\beta_T$$

where ϱ is the density, β_T the isothermal compressibility, c_p and c_v the heat capacities at constant pressure and constant volume respectively at frequency ∞, c_p^0 and c_v^0 at frequency 0, c_p^r and c_v^r the heat capacities due to chemical reaction, τ the relaxation time of the chemical reaction, T the absolute temperature, l the thermal expansion coefficient, and v the volume. For the reaction $A \rightleftarrows B + B$, we have

$$c_p^r = \left[\frac{E^2}{RT^2} + \left\{(2v_B - v_A)\frac{1}{R\beta_T} + lT\right\}\frac{E}{T} - (2v_B - v_A)\frac{c_v}{v}\right] \Big/ \left(\frac{1}{n_A} + \frac{4}{n_B}\right)$$

$$c_v^r = \frac{E^2}{RT^2} \Big/ \left(\frac{1}{n_A} + \frac{4}{n_B}\right) \qquad \frac{1}{\tau} = k_f\left(1 + 4\frac{n_A}{n_B}\right) = k_b\left(\frac{n_B}{v}\right)\left(\frac{n_B}{n_A} + 4\right)$$

where E is the heat of reaction per mole, v_B the partial molar volume of the molecule B, and k_f and k_b the reaction velocity constants for the forward and backward reactions, respectively. For the reaction $A \rightleftarrows B$, we have

$$c_p^r \quad \left[\frac{E^2}{RT^2} + (v_B - v_A)\frac{lE}{R\beta_T T}\right] \Big/ \left(\frac{1}{n_A} + \frac{1}{n_B}\right)$$

$$c_v^r \quad \frac{E^2}{RT^2} \Big/ \left(\frac{1}{n_A} + \frac{1}{n_B}\right) \qquad \frac{1}{\tau} = k_f\left(1 + \frac{n_A}{n_B}\right) = k_b\left(1 + \frac{n_B}{n_A}\right)$$

The characteristic values of the dispersion and absorption curves are given by

$$V_0^2 \quad \frac{1}{\varrho\beta_T}\frac{c_p^0}{c_v^0} \qquad V_\infty^2 \quad \frac{1}{\varrho\beta_T}\frac{c_p}{c_v} \qquad \omega_{infl} \quad \frac{c_v^0}{c_p}\frac{1}{\tau}$$

$$\mu_{max} \quad \frac{\pi}{2}\frac{c_v^0 c_p - c_p^0 c_v}{(c_p^0 c_v^0 c_p c_v)^{1/2}} \qquad \omega_{max} \quad \left(\frac{c_p^0 c_v^0}{c_p c_v}\right)^{1/2}\frac{1}{\tau}$$

where V_0 and V_∞ are the velocities at frequency 0 and ∞ respectively, ω_{infl} the frequency of the inflection point of the dispersion curve, μ_{max} the maximum value of the absorption, and ω_{max} the frequency of the maximum absorption.

Calculation based on the Lamb and Pinkerton ultrasonic parameters for both cases, gave a heat of reaction of 4.41 kcal/mole of dimer for $A \rightleftarrows B + B$, and 3.15 kcal/mole of dimer for $A \rightleftarrows B$. In the heat of reaction for the liquid estimated from the vapour phase value, 6.5 kcal/mole of dimer, two hydrogen bonds are included. Therefore, the value for one hydrogen bond is 3.25 kcal/mole which is close to the latter value. It is probable that the ultrasonic relaxation in acetic acid is caused by reaction (2). The activation energy for the backward reaction of (2) is 8.53 kcal by Arrhenius' method and 8.09 kcal by Eyring's method.

TABLE I

RELAXATION TIME, RATE OF REACTION, EQUILIBRIUM CONSTANT, AND COMPARISON OF EXPERIMENTAL AND CALCULATED VALUES OF ABSORPTION IN ACETIC ACID

T [°C]	*Relaxation time* [10^{-7} *sec*]	*Equilibrium constant* $K = n_B/n_A$	*Rate of reaction* [10^5 *mole/liter sec*]	μ_{max} *obs.*	μ_{max} *cal.*
20	3.41	0.212	0.370	0.0510	0.0510
30	2.08	0.255	0.671	0.0545	0.0547
40	1.28	0.300	1.19	0.0583	0.0585
50	0.788	0.350	2.08	0.0610	0.0610
60	0.505	0.406	3.39	0.0641	0.0618

REFERENCES

1. P. BAZHULIN, *Compt. rend. acad. sci. U.R.S.S.*, 3 (1936) 285 (in French).
2. B. G. SHPAKOVSKY, *Compt. rend. acad. sci. U.R.S.S.*, 18 (1938) 169, 173 (in English).
3. J. LAMB AND J. M. M. PINKERTON, *Proc. Roy. Soc.* (*London*) A, 199 (1949) 114.
4. E. FREEDMAN, *J. Chem. Phys.*, 21 (1953) 1784.
5. J. E. PIERCY AND J. LAMB, *Trans. Faraday Soc.*, 52 (1956) 930.
6. D. TABUCHI, *J. Chem. Phys.*, 26 (1957) 993.

Calculation of Absolute Relaxation Times in Gases

K. F. HERZFELD

Catholic University of America, Washington, D.C. (U.S.A.)

In ideal gases, excess absorption and dispersion is due to slow equilibration of vibrational energy by collision, if we exclude extremely high frequencies. Since relaxation times are inversely proportional to the gas pressure, it is convenient to introduce the following notation

$$\tau_c = \frac{\eta}{1.27p} \tag{1}$$

τ_c is the time between collisions for hard molecules, and can be defined as such for other types. Furthermore

$$Z = \frac{\tau}{\tau_c} \tag{2}$$

$Z\,(1-\mathrm{e}^{-\vartheta/T})$ is the number of collisions to deactivate a vibration from the first to the zeroeth quantum state, $\vartheta = h\nu$. Since experimentally Z varies from about 50 to more than 2×10^7 depending on the gas and the temperature, one would like a theory to predict its value. The fundamental ideas are due to LANDAU AND TELLER[1]. We have been working[2] since 1952 on their refinement. The value of Z depends critically on the interaction between the molecules, and we have gone beyond LANDAU AND TELLER by using the force constants calculated by HIRSCHFELDER *et al.*[3] from viscosity and its dependence on temperature. The main point in our work is the absence of any adjustable constants; all the constants used come from nonacoustical data.

Roughly the argument, which uses quantum theory, goes as follows.

A stream of bombarding particles hits a molecule, which acts as scatterer. Most of the bombarding particles are scattered without energy change, but some have their kinetic energy increased by $h\nu$ (if the scatterer was originally excited and this excitation is continuously replenished). The fraction of inelastically scattered particles allows the calculation of Z.

In the first approximation the scatterer is replaced by a sphere "breathing" with frequency ν. The interaction of this sphere with the bombarding particles is at first given by a Lennard-Jones potential, as determined by HIRSCHFELDER *et al.*, but this is then replaced by

$$H = -\varepsilon + H_0 \mathrm{e}^{-r/l} \tag{3}$$

where ε is the depth of the potential well, and l is adjusted so that Eq. (3) approximates the Lennard-Jones potential very closely in the important region. After some mathematical approximations, one gets

$$Z\left(1-\mathrm{e}^{-\vartheta/T}\right) = Z_0 \sqrt{\frac{3}{2\pi}}\,\frac{\vartheta}{\vartheta'}\left(\frac{T}{\vartheta'}\right)^{1/6} \exp\left[\frac{3}{2}\left(\frac{\vartheta'}{T}\right)^{1/3} - \frac{\vartheta}{2T}\right] \tag{4}$$

where ϑ' is the abbreviation $\vartheta' = 0.8153\,\widetilde{M}\,\vartheta^2 l^2/\mathrm{k}$, $\widetilde{M}$ effective molecular weight of the

colliding particles, l in Ångström, Z_0 is a "steric" factor, to correct for the assumption of a breathing sphere.

The result of the numerical calculation is as follows: The experimental data are reproduced in their general trend, but some Z calculated values are too high by a factor 10, and in general the temperature dependence is somewhat too large[4].

Eq. (4) has been refined lately in two ways: For collisions between two diatomic molecules, Z_0 has been found[5]

$$Z_0 = \left(\frac{L}{l}\right)^2 \exp\left[-\frac{3}{8}\frac{L^2}{lr_c}\right] \tag{6}$$

where L is the internuclear distance and r_c the distance of closest approach. Secondly, the theory of viscosity applies to spherical molecules and it has been impossible up to now to extend it to diatomic molecules. Therefore, the following approximation was made: Consider a "spherocylindrical" molecule[3], consisting of a cylinder of length $2L$ and radius r_A with hemispheres r_A at the ends and determine r_A so that the average cross section is equal to that of the spherical molecule of radius r_0

$$\frac{1}{2} \cdot 2\pi r_A^2 + \frac{1}{2} \cdot 2L \cdot 2r_A = \pi r_0^2 \tag{7}$$

The r_A so calculated is used in the Lennard-Jones equation; it is about 10% smaller than the Hirschfelder value r_0.

The following may serve as examples of the results.

Gas	Cl_2			O_2			
T [°K]	288	1000	1372	288	1372	1953	2912
Z_{exp}	34000	550	200	2×10^7	36000	12000	1800
Z_{calc}	68000	1300	560	3.8×10^7	34000	9200	2400

REFERENCES

1. L. LANDAU AND E. TELLER, *Zhur. Eksptl. Teoret. Fiz.*, 10 (1936) 34.
2. R. N. SCHWARTZ, Z. I. SLAWSKY AND K. F. HERZFELD, *J. Chem. Phys.*, 20 (1952) 1591.
3. J. O. HIRSCHFELDER, C. F. CURTISS AND R. B. BIRD, *Molecular Theory of Gases and Liquids*, Wiley, New York, 1952.
4. K. F. HERZFELD AND T. A. LITOVITZ, *Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves*, Academic Press, New York, 1959, p. 324, Table 66–5.
5. K. F. HERZFELD, *Z. Physik*, 156 (1959) 265.

Zur Ausbreitung des Ultraschalls in verdünnten Gasen

V. F. NOZDREV, V. F. JAKOVLEV, I. I. PEREPECHKO UND A. A. SSENKEVICH
Laboratorium für Molekularakustik am Krupskaja-Institut, Moskau (U.d.S.S.R.)

Die Untersuchung der Eigenschaften der verdünnten Gase gewinnt in der letzten Zeit eine grosse wissenschaftliche und angewandte Bedeutung. In diesem Zusammenhang ist die Untersuchung der Ausbreitung der Ultraschallwellen in verdünnten Gasen besonders interessant. Für die Untersuchung dieser Erscheinungen kann die Relaxationstheorie angewandt werden.

Dabei nehmen wir folgenden molekularen Mechanismus an. Bei der Entstehung der Gradienten der Geschwindigkeit, der Temperatur und der Konzentration im Gas wird das Gleichgewicht der Verteilung der Energie zwischen den translatorischen Freiheitsgraden gestört. Nach einiger Zeit $\tau = \eta/p$ nach MAXWELL[1] kehrt das System zum Gleichgewicht zurück. KOHLER[2] zeigte, dass die Grosse τ die Rolle der Relaxationszeit der Translationsenergie erfüllt.

Bei der Ausbreitung der Ultraschallwelle im Gas verletzen die sich schnell verbreitenden Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten periodisch die Gleichverteilung der Energie zwischen den translatorischen Freiheitsgraden. Wenn die Zeit, in der die Änderung der Gradienten erfolgt, kommensurabel mit der Relaxationszeit der Translationsenergie wird, so werden die irreversibelen Prozesse zur Herstellung des Gleichgewichts nicht vor sich gehen können; infolgedessen werden die Zähigkeit und Wärmeleitung sinken. Das führt zur Abnahme der Absorption und zur Zunahme der Ultraschallgeschwindigkeit. Ähnliche Erscheinungen werden auch bei der Zunahme der Ultraschallfrequenz und bei der Abnahme des Druckes auftreten.

Betrachten wir die Ausbreitung einer ebenen Schallwelle in verdünnten Gasen, wenn Relaxationsprozesse auftreten, die mit der Zähigkeit und der Wärmeleitung verbunden sind. Als Ausgangsgleichungen nehmen wir die Hauptgleichungen der Hydrodynamik and die Zustandsgleichung in allgemeiner Form.

Das System der Gleichungen (1) im ebenen Fall ist

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\varrho u) = 0$$

$$\varrho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \varrho_0 u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}(p_{xx}) = 0 \qquad (1)$$

$$-\frac{\partial q_x}{\partial x} = \varrho_0 \frac{c_v K_T}{\beta_1} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{c_p}{\beta_1} \cdot \frac{\partial \varrho}{\partial t}$$

$$f(p,\varrho,T) = 0$$

wo $K_T = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)$, $\beta = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$, c_p und c_v spezifische Wärmekapazitäten, p_{xx} und q_x normale Komponenten des Drucktensors und des Wärmestromvektors

sind. Zur Lösung der Gleichung (1) ist es notwendig, den Wert der Grössen p_{xx} und q_x zu präzisieren.

Den Tensor der Zähespannungen stellen wir als Summe von zwei Tensoren dar.

Dann ist $\sigma_{ii} = s + z$, wobei $s = 2\eta\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \frac{1}{3}\operatorname{div}\mathbf{u}\right)$ und $z = \eta'\operatorname{div}\mathbf{u}$. Bekanntlich ist der Wärmestromvektor $\mathbf{q} = -x\nabla T$. Es sei erwähnt, dass die obigen Formeln der Tensoren und des Vektors des Wärmestromes nur im Falle der stationären Gradienten richtig sind. Wenn sich aber die Gradienten zeitlich periodisch verändern, ist es notwendig, die Grössen s, z und q zu präzisieren. Das kann man mit Hilfe der Relaxationsgleichung tun

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{1}{\tau_1}(s_0 - s) \qquad \frac{\partial z}{\partial t} = \frac{1}{\tau_2}(z_0 - z) \qquad \frac{\partial q}{\partial t} = \frac{1}{\tau_3}(q_0 - q)$$

wo s_0, z_0 und q_0 stationäre Werte sind. Im Falle eines periodischen Wellenprozesses folgt aus den Gleichungen (2)

$$s = \frac{s_0}{1 + i\omega\tau_1} \qquad z = \frac{z_0}{1 + i\omega\tau_2} \qquad q = \frac{q_0}{1 + i\omega\tau_3}$$

Daraus folgt, dass die Koeffizienten der Zähigkeit und Wärmeleitung in der komplexen Form dargestellt werden können

$$\eta = \frac{\eta_0}{1 + i\omega\tau_1} \qquad \eta' = \frac{\eta_0'}{1 + i\omega\tau_2} \qquad \varkappa = \frac{\varkappa_0}{1 + i\omega\tau_3}$$

So ermitteln wir für den Drucktensor und den Wärmestromvektor folgende Formeln

$$p_{xx} = (p_0 + p') - \left(\frac{3}{4}\frac{\eta_0}{1 + i\omega\tau_1} + \frac{\eta_0'}{1 + i\omega\tau_2}\right)\frac{\partial u}{\partial x}$$
$$q_x = -\frac{\varkappa_0}{1 + i\omega\tau_3}\cdot\frac{\partial T}{\partial x} \tag{3}$$

Indem wir in die Gleichungen (1) die Formeln (3) einsetzen und die Grössen der 2. Näherung vernachlässigen, erhalten wir [bei $\eta_0' = 0$]

$$\mathbf{k}^4\cdot\frac{\varepsilon}{\gamma}\cdot\frac{1}{i + r}\left[i - \frac{4}{3}\frac{1}{i + r}\right] + \mathbf{k}^2\left[\left(\frac{4}{3\gamma} + \varepsilon\right)\frac{i}{i + r} + 1\right] + 1 = 0 \tag{4}$$

$$\mathbf{k} = \frac{\alpha}{\beta_0} + i\frac{\beta}{\beta_0} \qquad \beta = \frac{\omega}{c} \qquad \varepsilon = \frac{\varkappa_0}{\eta_0 c_p}$$

Es wird angenommen, dass die Gleichung des idealen Gases auftritt und $c_0^2 = \frac{\gamma p_0}{\varrho_0}$ ist.

Ausserdem, da die Übertragung des Impulses und der Energie durch dieselben Moleküle gleichzeitig verwirklicht wird, wird angenommen, dass die Relaxationszeiten τ_1 und τ_3 zusammenfallen. Aus der Gleichung (4) folgt

$$\frac{\alpha}{\beta_0} = \frac{\alpha\lambda}{2\pi} = \operatorname{Re}(\mathbf{k}) \quad \text{und} \quad \frac{\beta}{\beta_0} = \frac{C_0}{C} = \operatorname{Im}(\mathbf{k})$$

Die annähernden Formeln für einatomige Gase sind

$$\frac{\alpha}{\beta_0} = \frac{0{,}7r}{1 + r^2} \quad \text{und} \quad \frac{C_0}{C} = \frac{1 + r^2}{1{,}7 + r^2} \tag{5}$$

Diese Formeln gelten universell für alle einatomigen Gase. Aus der Gleichung (4) kann

man entsprechende Formeln ermitteln, die die translatorische Dispersion in mehratomigen Gasen[3] berücksichtigen. Wenn $\eta_0' \neq 0$, so kann auch leicht die kombinierte Dispersion in verdünnten mehratomigen Gasen[4] berücksichtigt werden. Wenn man die ermittelten Ergebnisse zur Erklärung der experimentellen Abhängigkeit der Ultraschallgeschwindigkeit und -absorption in verdünnten Gasen von dem Parameter ν/p anwendet, so stellt sich heraus, dass die Geschwindigkeitsdispersion gut durch die ermittelten Gleichungen beschrieben wird. Aber es gelingt nicht, das Verhalten des Absorptionskoeffizienten mit Hilfe der erhaltenen Formeln zu beschreiben. Dasselbe ergibt sich auch bei der Anwendung anderer Theorien.

Deshalb nehmen wir an, dass dieser Unterschied damit verbunden ist, dass in den oben erwähnten Theorien die Absorption infolge der Diffusion der Energie durch die Wellenfront nicht berücksichtigt wird. Diese Diffusion resultiert aus den Unterschieden der Geschwindigkeiten der Translationsbewegung einzelner Moleküle, die die Schallwelle übertragen. Versuchen wir zusätzlich diese Absorption zu berücksichtigen.

In einem beweglichen Koordinatensystem, das mit der Wellenfront verbunden ist, vollzieht sich die Geschwindigkeitsänderung in der Welle nach der Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\mu}{\varrho} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \tag{6}$$

Die Lösung dieser Gleichung für eine sinusförmige Welle kann in folgender Form ermittelt werden: $U = U_0 \exp\left[\frac{-\omega^2 \mu t}{\varrho c^2}\right]$, wo $\frac{\omega^2 \mu}{\varrho c^2}$ der zeitliche Dämpfungskoeffizient ist und der Dämpfungskoeffizient der vom Abstand abhängt $\alpha = \frac{\omega^2 \mu}{\varrho c^3}$. Diese Formel des Absorptionskoeffizienten unterscheidet sich von der Stokesschen nur durch den Wert des Koeffizienten. Auf diese Weise ergibt sich aus der Berücksichtigung der Diffusion der zusätzliche Absorptionskoeffizient. Bei gewöhnlichen Frequenzen und Drucken soll dieser Koeffizient im Vergleich zum klassischen klein sein. Bei grossen Werten des Parameters ν/p, wo der klassische Absorptionsanteil dank der Relaxation klein wird, wird die Diffusion auf den translatorischen Freiheitsgraden zum einzigen Mechanismus der Absorption. Bekanntlich bleibt der Diffusionskoeffizient (der Übertragungskoeffizient) nicht konstant, wenn bemerkbare Änderungen des Gradienten sich auf einer Länge l vollziehen, die mit der freien Weglänge der Moleküle vergleichbar ist. Versuchen wir die Abhängigkeit des Übertragungskoeffizienten (des Diffusionskoeffizienten) je nach dem Verhältnis l/λ zu ermitteln. Wenn der Gradient $\partial u/\partial x$ auf l nicht konstant bleibt, so ist es notwendig, bei der Betrachtung des Übertragungskoeffizienten statt seiner den Mittelwert über der freien Weglänge zu benutzen. Für die harmonische Welle ergibt dieser[5]

$$\frac{\overline{\partial u}^l}{\partial x} = \frac{\sin(\pi l/\lambda)}{\pi l/\lambda} \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \tag{7}$$

Diese Annahme des Übertragungskoeffizienten dank der Gradientenmittelwertsbildung über l ist die bekannte Erscheinung der "Gleitung" und des "Temperatursprungs" in verdünnten Gasen.

Es ist notwendig, diese Ausdrücke auf verschiedenen Wegen noch einmal auszugleichen.

Wenn man annimmt, dass die Grössen l im Gas sich um ihren Mittelwert nach dem

Gausschen Gesetz gruppieren, so beträgt der zweifach ausgeglichene Wert des Gradienten.

$$\overline{\frac{\partial u}{\partial x}}^{l} = \frac{2\lambda}{\pi^{3/2}} \Phi\left(\frac{\pi l}{2\lambda}\right) \frac{\partial u}{\partial x} \tag{8}$$

wo $\Phi\left(\frac{\pi l}{2\lambda}\right)$ dass Wahrscheinlichkeitsintegral ist. Der entsprechende Dämpfungskoeffizient ist dann $\alpha = \frac{C_1}{\lambda}\Phi\left(\frac{\pi l}{2\lambda}\right)$. Die Konstante C_1 ist in dieser Formel unbekannt.

Es sei erwähnt, dass bei der Diffusionsabsorption eine sich von der Relaxationsabsorptionsabhängigkeit unterschiedliche Abhängigkeit ermittelt worden ist. Diese Diffusionsabsorption wird nicht von der Schallgeschwindigkeitsänderung begleitet.

Die zusätzliche Absorption, die mit der Diffusion verbunden ist, berücksichtigen wir, indem wir zur Formel (5) die letzte Formel hinzufügen. Die Konstante C_1 wählen wir experimentell.

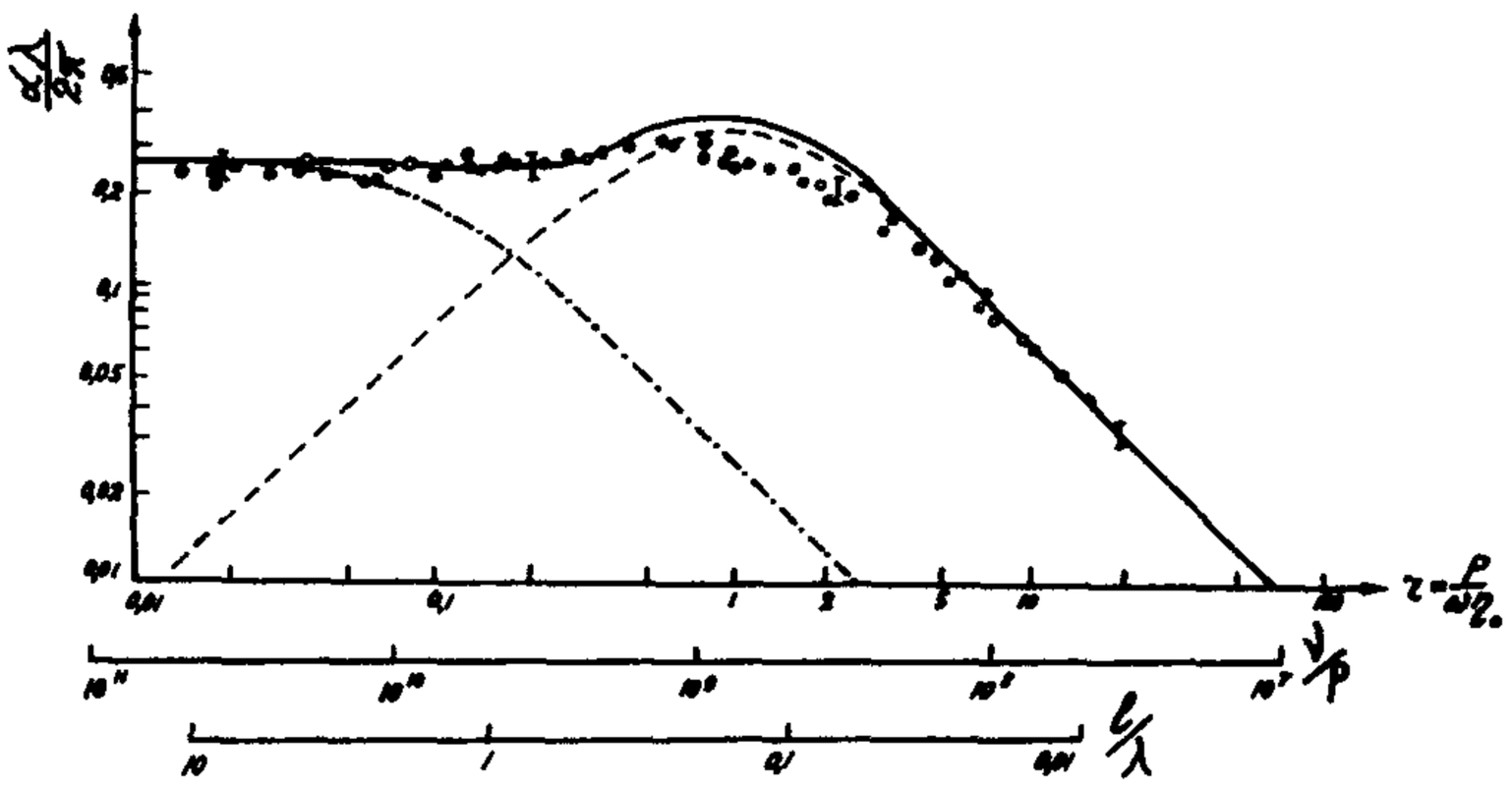


Abb. 1. Die Ultraschallabsorption als Summe zweier Prozesse.

Abb. 1 zeigt, dass die Kurve, die als Summe zweier Prozesse ermittelt ist, ganz genügend die experimentellen Angaben der Ultraschallabsorption beschreibt, die aus der Arbeit von MEYER UND SESSLER[6] entnommen sind.

Interessant ist, dass die Störung des Gleichgewichts zwischen den translatorischen Freiheitsgraden erst dann vor sich geht, wenn $\lambda \approx 10l$, die Änderung des Diffusionskoeffizienten vollzieht sich erst dann, wenn $\lambda \approx l$.

LITERATUR

1. J. C. MAXWELL, *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser A.*, 157 (1867) 1.
2. M. KOHLER, *Z. Physik*, 125 (1949) 715.
3. I. I. PEREPECHKO UND V. F. JAKOVLEV, *Anwendung des Ultraschalls zur Werkstoffprüfung*, 6 (1958) 225.
4. I. I. PEREPECHKO, *Anwendung der Ultraschalls zur Werkstoffprüfung* 8 (1959) 103.
5. A. A. SSENKEVICH, *Anwendung des Ultraschalls zur Werkstoffprüfung* 9 (1959) 57.
6. E. MEYER UND G. SESSLER, *Z. Physik*, 149 (1957) 15.

Phonon Viscosity and its Effect on Acoustic Wave Attenuation and Dislocation Motions

W. P. MASON

Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, N.J. (U.S.A.)

When dislocations move through a crystal, they are damped by some thermal mechanism. It is shown in this paper that good agreement with available measurements is obtained if the dislocations are damped by phonon viscosity. Phonons are quantized sound waves, which carry the thermal energy in an insulator. The interchange of energy between the longitudinal branch and the two shear branches occurs through the nonlinear elastic constants of the solid and requires a finite time τ. The effect of a shear wave, which is equivalent to a compression in one direction and an equal

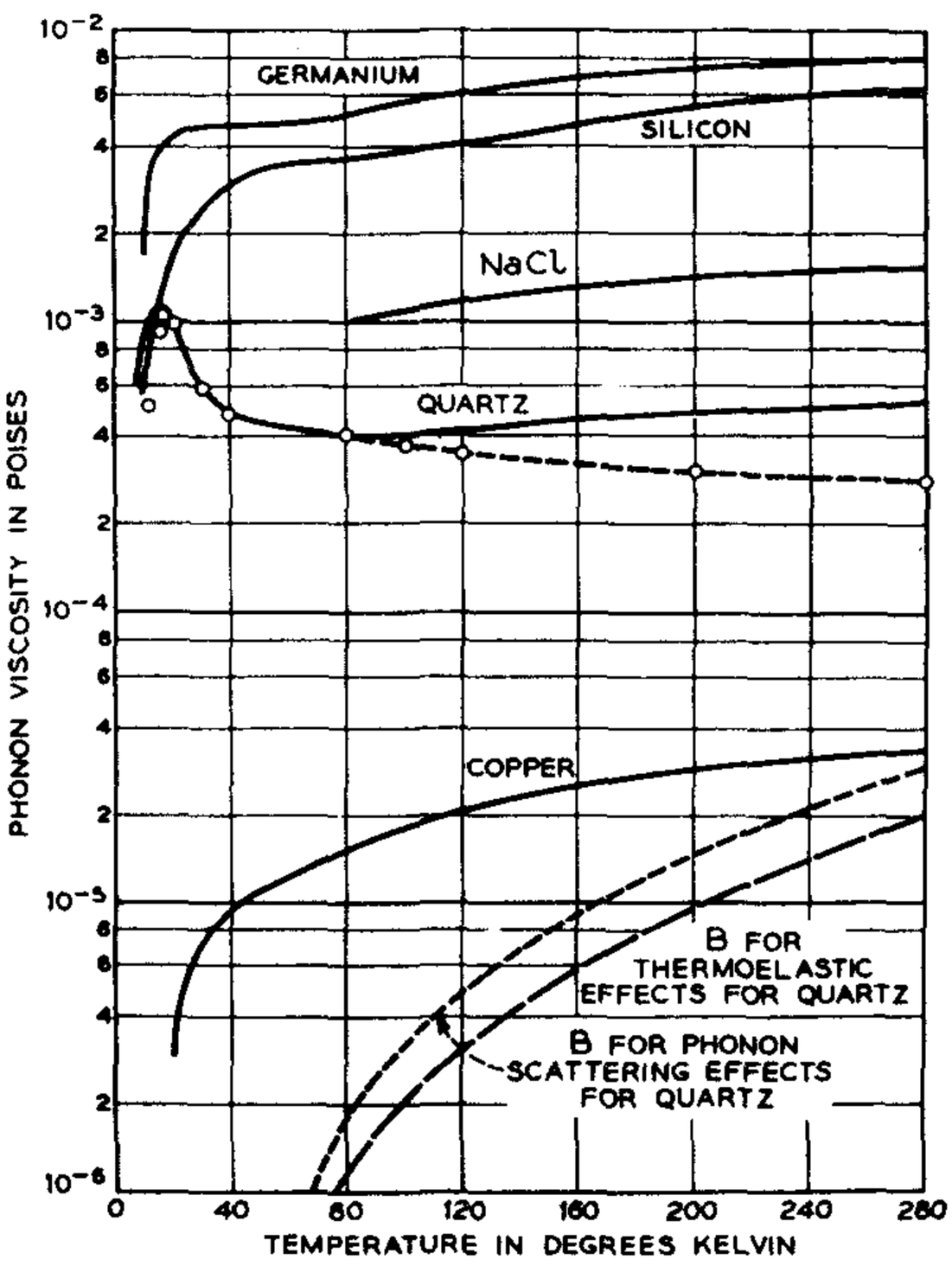


Fig. 1. Calculated phonon viscosities for a number of materials. Bottom dashed lines are damping constants B due to thermoelastic effects and phonon scattering effects in quartz.

extension at right angles, is to raise the instantaneous temperatures for those phonons having components along the compressed direction and to lower the temperature for those having components along the extended direction. If the period is much shorter than the relaxation time τ, no energy is lost in the process and a shear stiffness equal to $E_0/3$ is added to the elastic stiffness μ where E_0 is the thermal energy per unit

volume of the solid. For a period longer than τ, thermal energy is exchanged between the hot and cold parts and energy is lost to the acoustic wave. It is shown that the effect is equivalent to a viscosity $\eta = E_0 K / C_v \bar{V}^2$ where K is the thermal conductivity, C_v the specific heat per unit volume, and $\bar{V}$ is the average sound velocity in the sense of the Debye theory.

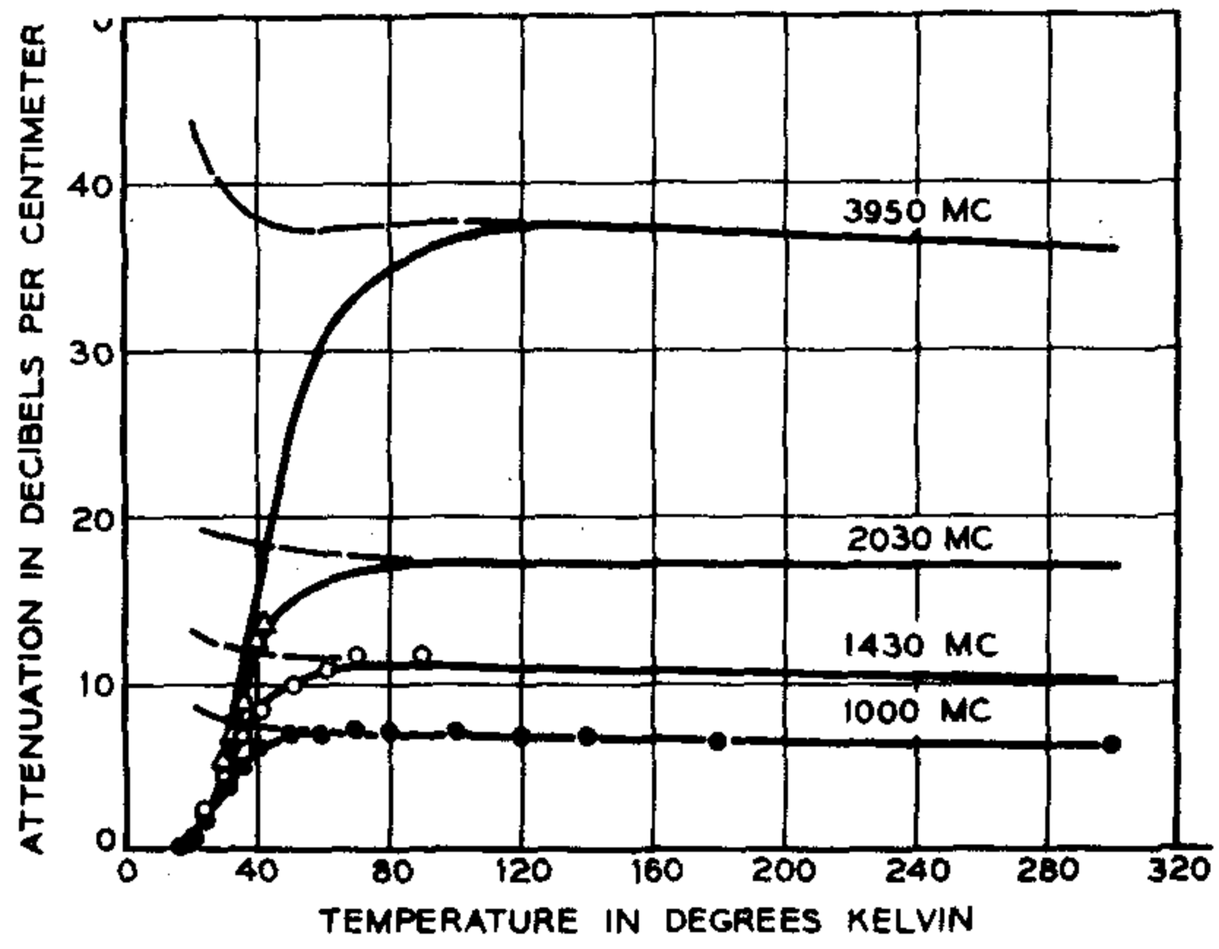


Fig. 2. Shear attenuation (points) in AC cut quartz as a function of temperature and frequency after BÖMMEL AND DRANSFELD[3]. Solid lines show calculated attenuation for an assumed dislocation distribution in quartz.

For silicon and germanium for which dislocations cannot move, shear wave attenuation is accounted for mostly by phonon viscosity. For compressional waves an added compressional viscosity occurs which appears to be due to the different temperatures of the three branches caused by compression. Fig. 1 shows calculated phonon viscosities for a number of materials. Quartz has the most distinctive characteristic since it rises to a high value at low temperatures. About 10% of the total shear internal

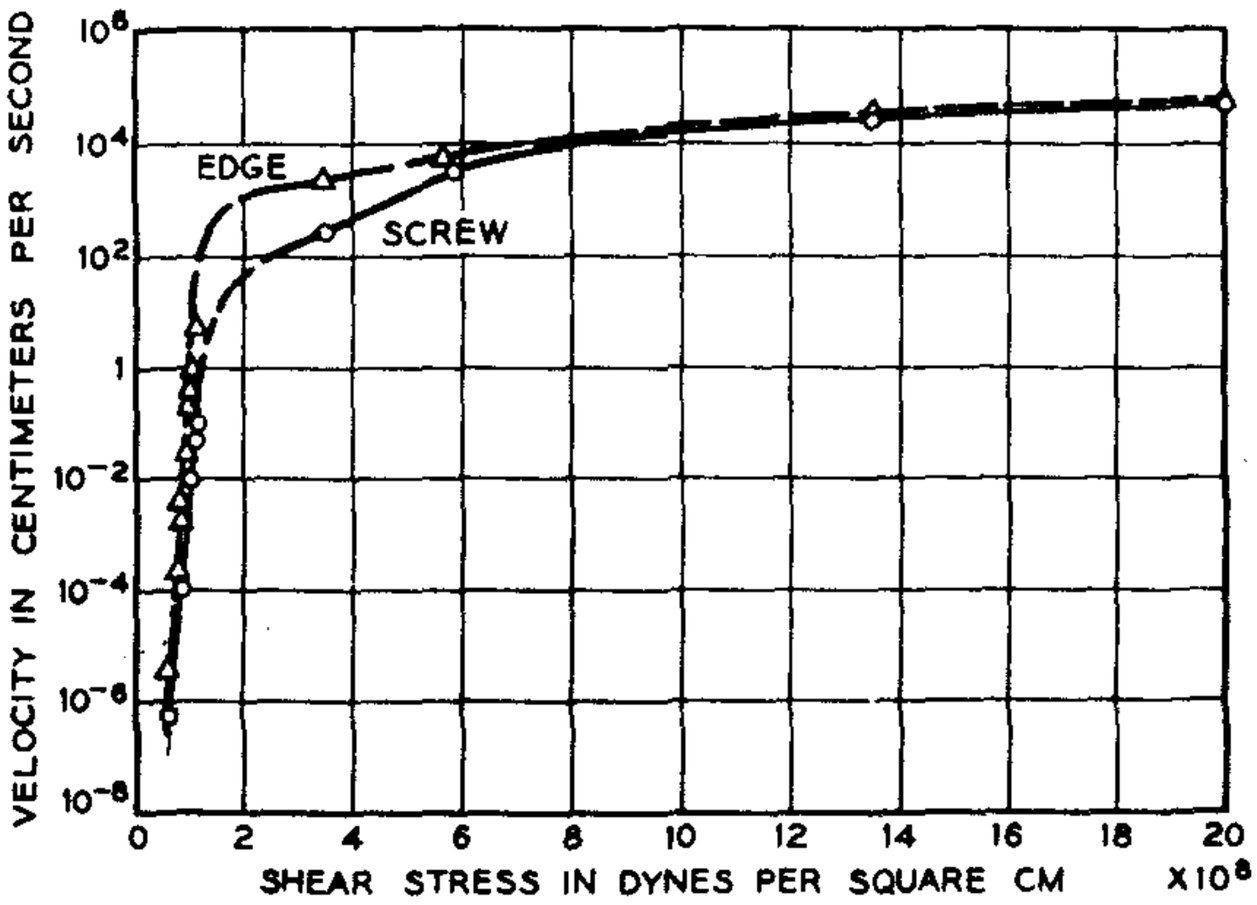


Fig. 3. Velocity of dislocations in lithium fluoride as a function of the applied shear stress after JOHNSTON AND GILMAN[4].

friction is accounted for by phonon viscosity and the remainder by dislocation damping. The dashed line shows the temperature variation of the internal friction measured at 5 Mc/s and it is seen that it agrees much closer with phonon viscosity than with calculated dislocation damping due to thermoelastic effects (ESHELBY[1]) or

phonon scattering (LEIBFRIED[2]) shown by the bottom curves of Fig. 1. This suggests that dislocation damping is due primarily to phonon viscosity. This is confirmed by the measurements of BÖMMEL AND DRANSFELD[3] on the attenuation of shear waves in quartz at high frequencies shown by the points of Fig. 2. All the measured curves reach their half-values at frequencies consistent with $\omega\tau = 1$, where τ is the thermal relaxation time calculated from the formula $\tau = 3K/C_v\bar{V}^2$. The solid lines represent the calculated attenuation for a density of 10^7 dislocations/cm^2, an exponential loop length distribution with an average loop length of 7×10^{-6} cm and a damping constant $B \doteq 2\eta$. The results indicate that dislocations are closely pinned by impurities in quartz.

The mechanism by which phonons damp the dislocations appears to be a viscous drag on the dislocation as it moves through the material. The effective radius is taken as a phonon wavelength to agree with the thermal scattering process. Using Stokes' formula for the drag of a rod through a viscous liquid it can be shown that the drag constant B for a dislocation is from 1 to 2 times the phonon viscosity. The best measurements[4] of dislocation velocities and drag constants are those in lithium fluoride shown by Fig. 3. A drag coefficient $B = 7 \times 10^{-4}$ can be evaluated from the high velocity region for both edge and screw dislocations. This compares with the theoretical value of $B = 10 \times 10^{-4}$. Phonon viscosity is smaller in metals than in insulators since most of the heat conductivity is by electrons and the phonon mean free path is in the same order as the electron mean free path. Drag coefficients B are correspondingly smaller in metals.

REFERENCES

1. J. D. ESHELBY, *Proc. Roy. Soc.* (*London*) *A*, 197 (1949) 396.
2. G. LIEBFRIED, *Z. Physik*, 127 (1950) 344.
3. H. BÖMMEL AND K. DRANSFELD, *Phys. Rev. Letters*, 2 (1958) 298.
4. W. G. JOHNSTON AND J. J. GILMAN, *J. Appl. Phys.*, 30 (1959) 129.

Physical Properties of Gases by Acoustical Techniques

R. W. B. STEPHENS

Physics Department, Imperial College, London (Great Britain)

The energy dissipation of a sound wave in a confined gas will arise, in general, mainly through viscous and thermal conductivity loss mechanisms. If these losses can be separated, as suggested by SHAW[1], then, in principle, a means is provided for the determination of both the viscosity and the thermal conductivity of a gas. In measuring the conductivity acoustically one would avoid the use of appreciable and troublesome temperature gradients, necessarily to be employed in conventional methods.

For a spherical resonator, if the mode of oscillation is purely radial, there is no tangential velocity at the wall and so the viscous loss is absent, but the thermal conduction loss will always be present. Such a resonator excited in its radial modes would have a quality factor $Q = \frac{1}{(\gamma - 1)} \cdot \frac{a}{\Delta H}$, where a is the internal radius of the rigid hollow sphere, γ is the ratio of the principal specific heats of the gas and $\Delta H = \sqrt{\frac{2K}{\omega \varrho c_p}}$, K is the coefficient of thermal conductivity of the gas, ϱ is its density, c_p is its specific heat at constant pressure and ω is the frequency of excitation. The high Q's involved are measured most conveniently by the time-decay method but CAMPBELL's experiments[2] indicate that significant losses due to the vibration of the walls are difficult to avoid. In a second type of experiment CAMPBELL measured the Q of a cylindrical resonator filled with the gas under test and vibrating in its fundamental mode and then again when an acoustic resistance of known geometry was placed in the resonator, first at a pressure node and then at a velocity node. The decreases in the value of Q due to the resistance enable the viscous and thermal losses to be separately estimated.

In one set of experiments the resistance took the form of a strip of copper foil which was coiled in the form of a spiral with its axis coincident with that of the cylindrical resonator, the length of the axis of the spiral being small compared with the length of the resonator and with the wavelength of the sound. If L is the total length of the cylinder, a its radius and A the total reacting area of the spiral, then $Q_{visc} = \frac{L}{\Delta F}\left(\frac{\pi a^2}{A}\right)$ when it is situated at a pressure minimum, and $Q_{therm} = \frac{L}{(\gamma - 1)\Delta H}\left(\frac{\pi a^2}{A}\right)$ when at a pressure maximum. $\Delta F = \sqrt{\frac{2\eta}{\omega \varrho}}$ where η is the coefficient of viscosity of the gas. Although the absolute accuracy of measurement of viscosity and thermal conductivity by this method is not high yet it could have useful application to measurements at high temperatures and pressures. In further experiments CAMPBELL used an acoustic impedance consisting of a stack of separated parallel plates which were

employed in a reaction-on-source interferometer. The electrical impedance measured at the terminals of the exciting loudspeaker may be related to the acoustic impedance of the absorber whose position in the tube with respect to the speaker could be varied.

A different technique for measuring gaseous viscosities has been developed from PATTISON's work[3] on internal friction in solids. In his experiments the specimen in the form of a cylindrical bar is supported at a node so that it vibrates longitudinally under free-free conditions. If the specimen is chosen to be a material of very low internal friction and in the form of a tube with plugged ends, then the external damping losses may be made the predominant cause of energy dissipation in the system. By careful design the damping loss in the supports to the specimen may be made quite small, and by working at low gas pressures the viscous damping over the surface of the bar may be enhanced by comparison with the acoustic radiation damping. If δ_p and δ_0 are the logarithmic decrements measured at a pressure p and at a high vacuum respectively then $\frac{\delta_p - \delta_0}{\sqrt{p}} = A + B\sqrt{p}$, where A is a constant involving the viscosity of the gas. The absolute accuracy of the experimental measurements is high as the logarithmic decrements are deduced from the count of the number of vibration cycles made by the specimen in decaying from any given amplitude to its half-value.

Gas damping measurements at frequencies in the region of 10^5 to 10^6 c/s may be conveniently and quickly carried out using a quartz crystal resonator vibrating in a face-shear mode. By measuring the equivalent electrical resistance of the resonator at different gas pressures the relative viscosities of different gases are readily obtained. This method could also be used for investigating relaxation phenomena in gases.

A different type of acoustic measurement, which has been recently applied to investigate energy interchange between gas molecules by DELANY and others, makes use of the optic-acoustic effect. This phenomenon, initially observed by TYNDALL AND RÖNTGEN[4] in 1880–'81, relates to the periodic heating and cooling of a radiation-absorbing gas or vapour when exposed to periodically interrupted thermal radiation. The corresponding periodic pressure fluctuations in the gas will give rise to sound waves, which the earlier workers detected aurally by obtaining resonance in a side-tube to the absorption chamber proper. The phenomenon has received much application in gas analysis but only recently has it been used to determine vibrational lifetimes of gas molecules. The simplest case of a two-state gas will be considered, *viz* an unexcited and a vibrationally excited state. The rate of change in the number (N_1) of excited molecules per cm³ on exposure to the radiation density $\varrho\nu$ at frequency ν is given by $\frac{dN_1}{dt} = -CN_1 + DN$, where N is the total number of gas molecules per cm³ and C and D are constants involving the Einstein probability coefficients and the radiation density $\varrho\nu$. Hence when the system is disturbed on irradiation it will readjust itself at a rate governed by the time constant $1/C$, but the measurement of the mean rate of pressure rise is relatively insensitive for providing information on absorption and collision processes. With modulated radiation however a certain fraction of the molecules change between the excited and the de-excited states with the same frequency ω as that of the modulation and the phase and amplitude of this variable component of the number of excited molecules will depend on C and ω. The corresponding pressure alternations were detected by DELANY[5] using a double condenser-microphone system, which permitted a reciprocity calibration without removing the

microphones from the absorbing chamber. Initial experiments usin mixtures of N_2 with CO_2 and CO respectively indicate that the N_2 molecules are much less efficient in de-exciting the vibrations of CO_2 and CO molecules than are these molecules themselves. Details of these results are in process of publication.

REFERENCES

1. E. A. G. SHAW, *Acustica*, 3 (1953) 87.
2. I. D. CAMPBELL, *Ph. D. Thesis*, Imperial College, London University, 1954.
3. J. R. PATTISON AND M. T. BROWNE, *Brit. J. Appl. Phys.*, 8 (1957) 452.
4. M. E. DELANY, *Sci. Progr.*, 47 (1959) 459.
5. M. E. DELANY, *Ph. D. Thesis*, Imperial College, London University, 1958.

Ultrasonic Relaxation in SO_2 at Densities from 0.1 to 400 Amagat*

M. C. HENDERSON AND T. WINTER
Catholic University of America, Washington, D.C. (U.S.A.)

Using a pressurized Hubbard-type acoustic interferometer[1], the velocity and absorption of ultrasound of frequency from 300 kc/s to 3 Mc/s has been measured in sulfur dioxide from room temperature up to temperatures and pressures well above the critical point: 157° C, 77.7 atm. The pressures ranged from 0.15 to 210 atm. Two relaxations were found, corresponding in their "strengths" to the known vibrations of the sulfur dioxide molecule. The ratio of the relaxation times was about 30 to 1. This figure is about one half that given by BASS AND LAMB[2] for SO_2 in the liquid state, and about three times that given by LAMBERT AND SALTER[3] for the gaseous state.

The present results indicate that the two relaxation times vary with density in the same manner in going from the gas to the liquid. This is in contrast to the conclusion necessitated by the results of the two earlier papers cited. However, in them neither set of authors actually measured both relaxations, but were obliged to rely on a modest extrapolation. It would be difficult to account theoretically for a difference in the ratio of relaxation times.

REFERENCES

1. M. C. HENDERSON AND L. PESELNICK, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 1074.
2. R. BASS AND J. LAMB, *Proc. Roy. Soc. (London) A*, 243 (1957) 94.
3. J. D. LAMBERT AND R. SALTER, *Proc. Roy. Soc. (London) A*, 243 (1957) 78.

* Research supported by the Office of Naval Research.

Nachweis von Dreierstössen durch Schallabsorptionsmessungen in CO_2-Edelgasgemischen

H. O. KNESER UND H. ROESLER

I. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Stuttgart (Deutschland)

Vor 28 Jahren hat der eine von uns zum ersten Mal einen Zahlenwert für die Schwingungsrelaxationszeit der Kohlensäure unter Normalbedingungen angeben: $\tau_{osz} = 0{,}7 \pm 0{,}2\,\mu$Sek. Seither sind ungefähr 20 Experimentaluntersuchungen hierüber ausgeführt worden, und man weiss, dass für reine Kohlensäure bei Zimmertemperatur und Atmosphärendruck $\tau_{osz} = 4{,}6 \pm 0{,}2\,\mu$Sek. richtig ist. Seit Euckens Arbeiten wissen wir ja, dass diese Grösse sehr empfindlich ist gegen Verunreinigungen. Man kann sagen: Die meisten Fremdgase verkürzen τ_{osz} sehr stark; oder: Sie erhöhen die Relaxationsgeschwindigkeit, also $1/\tau_{osz}$, sehr stark. Eine Ausnahme davon bilden die ein- und zweiatomigen Gase, bei denen der Stossmechanismus relativ einfach zu übersehen sein sollte. Bei diesen muss man also viel Fremdgas zusetzen. Dann aber wird die "molekulare" Absorption und Dispersion sehr gering und es bedarf besonders genauer Messmethoden.

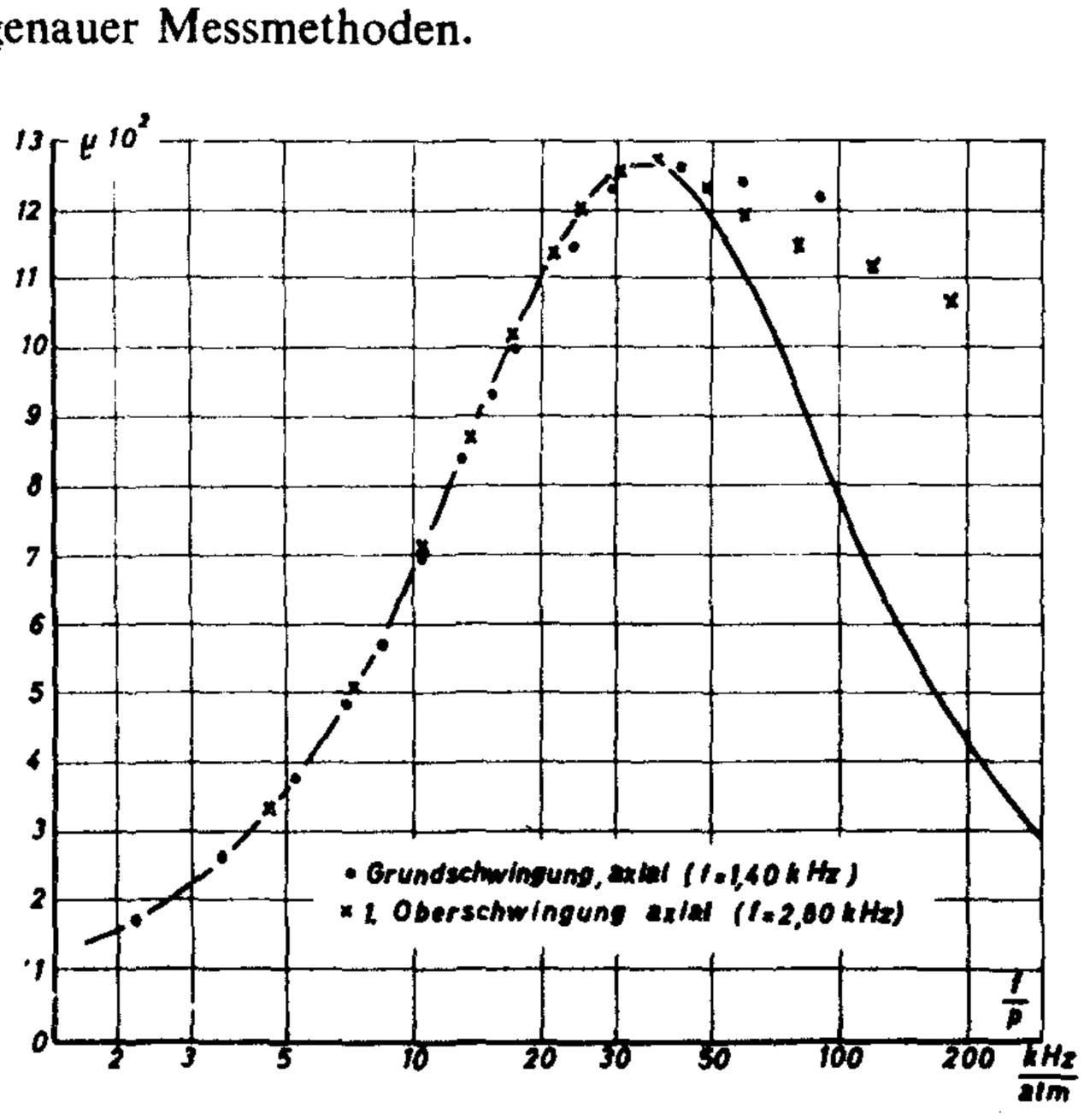


Abb. 1. Molekularer Absorptionsindex von CO_2.

Mit der Resonatorapparatur, die FRITSCHE[1] in unserem Institut entwickelt hat, kann man aber noch bei nur 10% CO_2, in 90% Fremdgas die Relaxationsabsorption sicher messen. Das Verfahren ist im Prinzip nicht neu: Es wird die Frequenzbreite verschiedener Resonanzmaxima eines Zylinderresonators gemessen, und zwar bis hinunter zu

Drucken von 5 Torr, sodass der Bereich von 2 bis 200 kHz/Atm. überstrichen wird. Abb. 1 zeigt die reine Relaxationsabsorption, wie üblich als Funktion von f/p aufgetragen. Links vom Maximum folgt sie genau der Relaxationsfunktion; rechts treten Abweichungen auf, weil hier (bei sehr geringen Drucken) der in der nicht ausheizbaren Apparatur verbliebene Wasserdampfdruck die Relaxationsgeschwindigkeit merklich erhöht. Trotzdem lässt sich die Lage des Maximums auf $\pm 5\%$ angeben. Abb. 2 zeigt die entsprechenden Kurven für eine Mischung von etwa 10% CO_2 in 90% Ar bzw. He. Das Maximum ist immer noch sehr gut feststellbar, wenn auch bei CO_2–He-Mischungen nur durch Extrapolation. Es ist bei Ar um den Faktor ~5 nach links, bei He um den Faktor ~10 nach rechts verschoben. Ar verlängert also die Relaxationszeit, He verkürzt sie sehr stark.

Nimmt man an, dass der Relaxationsvorgang nur durch Zweierstösse bewirkt wird, nämlich Stösse zwischen 2 CO_2-Molekülen (AA) oder einem CO_2- und einem Fremdmolekül bzw. -atom (AB), so sollte sich die Relaxationsgeschwindigkeit ($1/\tau$) additiv zusammensetzen aus einem Anteil, der der Fremdgaskonzentration (x) und einem der der CO_2-Konzentration ($1 - x$) proportional ist

$$\frac{1}{\tau} = (1 - x)\,\frac{1}{\tau_{AA}} + x\,\frac{1}{\tau_{AB}}$$

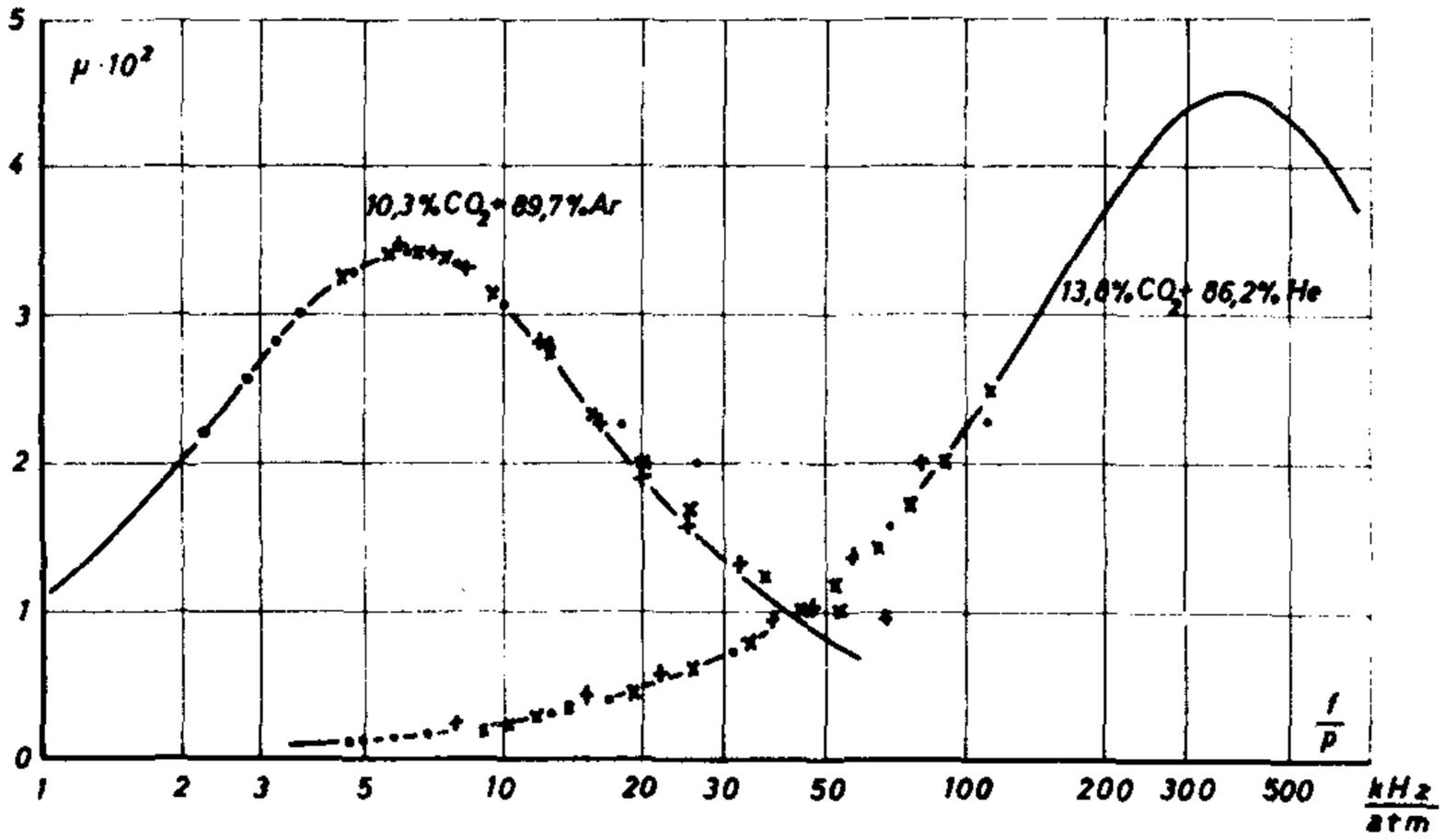


Abb. 2. Molekularer Absorptionsindex der Mischungen 10,3% CO_2 + 89,7% Ar und 13,8% CO_2 + 86,2% He.

Danach sollte $1/\tau$ linear von x abhängen. Das ist bei allen bisherigen Messungen auch gefunden worden. Diese haben aber den Wert $x \approx 0{,}5$ nie überschritten. Unsere Versuche zeigen nun, dass darüber hinaus $1/\tau$ sicher nicht proportional zu x verläuft (Abb. 3 und 4).

Betrachten wir zunächst den auf $x = 1$ extrapolierten Wert von $1/\tau$ .Er gibt an, welche Relaxationsgeschwindigkeit dem CO_2 unter dem alleinigen Einfluss von Stössen mit Fremdmolekülen zukommt. Man liest aus den Kurven ab, dass sie bei Ar $\frac{1}{8}$, bei N_2 etwa $\frac{2}{3}$, bei He aber das 10-fache der Relaxationsgeschwindigkeit des reinen CO_2 beträgt. Das Ergebnis ist qualitativ durchaus verständlich: Zusammenstösse mit den leichten, schnellen He-Atomen sind viel eher geeignet ein Schwingungsquant des CO_2-

Moleküls in Translationsenergie zu überführen, als Zusammenstösse mit den fast gleich schweren N_2-Molekülen oder Ar-Atomen.

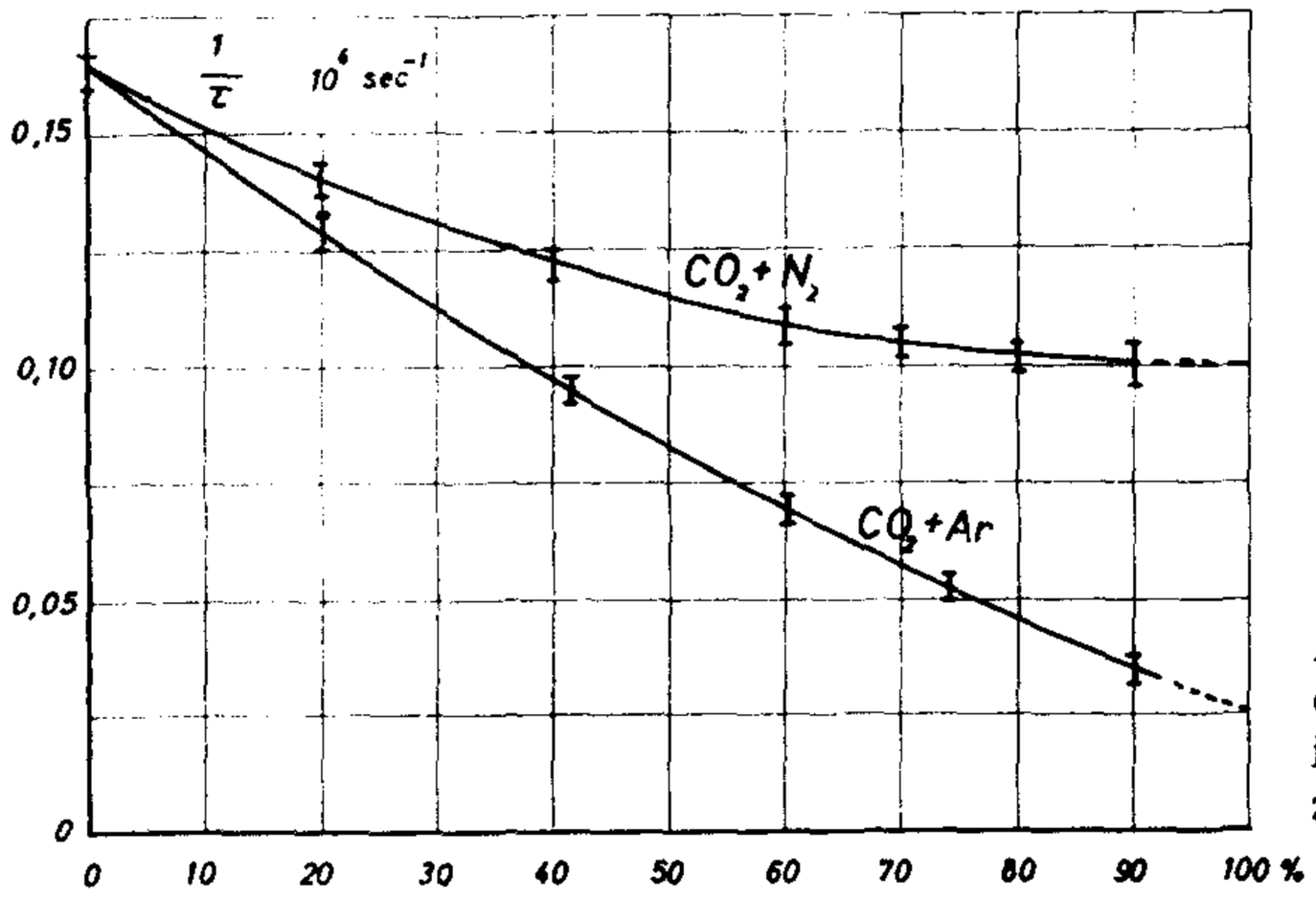


Abb. 3. Relaxationsgeschwindigkeit in $CO_2 + Ar$, $CO_2 + N_2$ in Abhängigkeit von der Konzentration des Zusatzgases.

Schwieriger zu deuten ist die offenbar nicht lineare Abhängigkeit der Relaxationsgeschwindigkeit von der Konzentration. Wir versuchen die Deutung auf Grund der Annahme, dass auch Dreierstösse beim Relaxationsprozess mitwirken. Dreierstösse zwischen CO_2-Molekülen (AAA) kommen wahrscheinlich nicht in Frage*. Der Beitrag der ABB-Stösse muss mit x^2 anwachsen, derjenige der AAB-Stösse muss so-

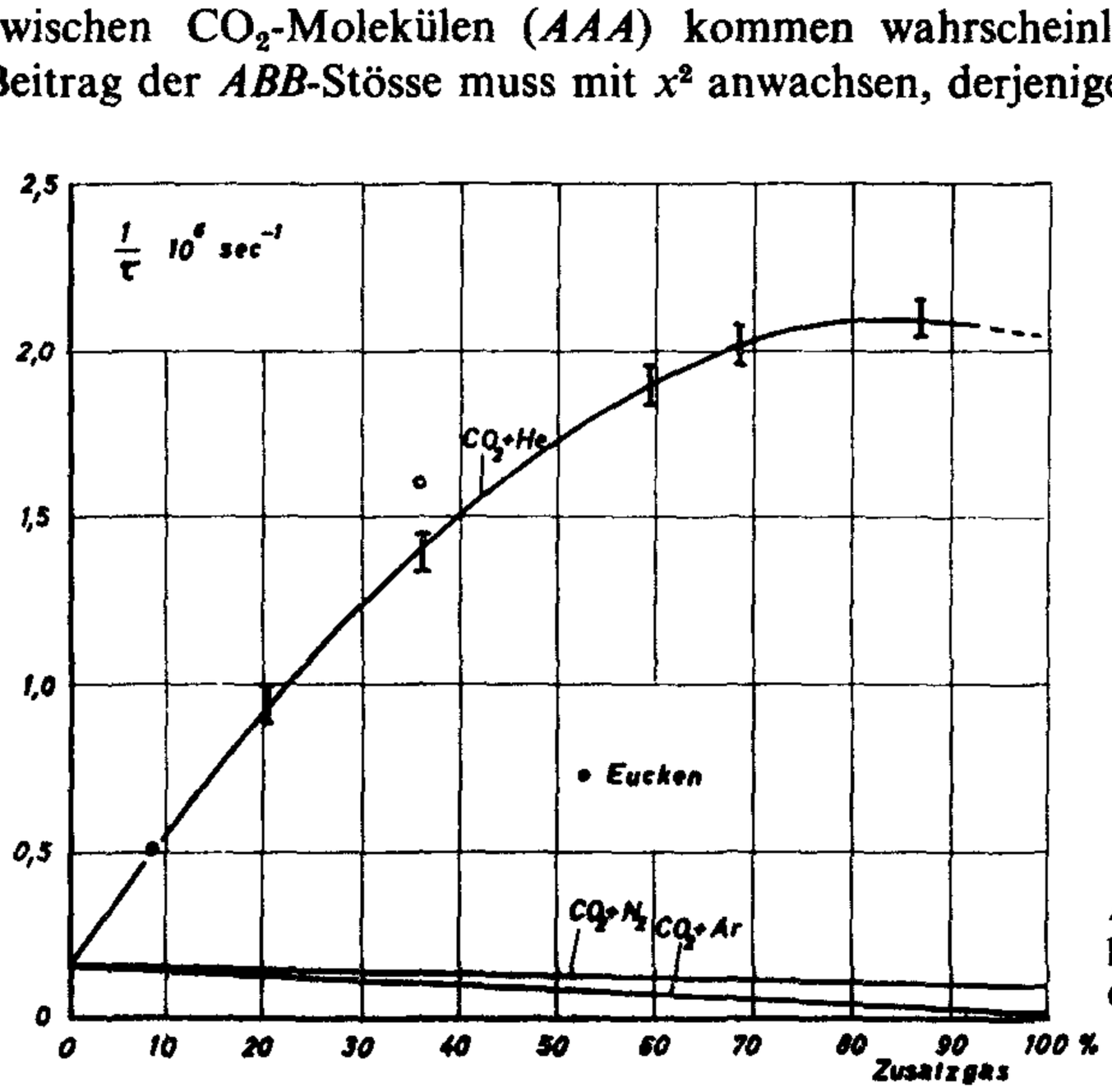


Abb. 4. Relaxationsgeschwindigkeit in $CO_2 + He$, $CO_2 + N_2$, $CO_2 + Ar$.

wohl für $x = 0$, wie für $x = 1$ verschwinden. So ergibt sich qualitativ das in Abb. 5 skizzierte Bild (für CO_2–He-Mischungen). Der Verlauf der experimentell gewonnenen $1/\tau = f(x)$-Kurve lässt sich aber durch $1/\tau = \alpha + \beta x + \gamma x^2$ innerhalb der Fehlergren-

* Nach HENDERSON UND KLOSE[3] ist die Relaxationsgeschwindigkeit bis zu sehr hohen Drucken der ersten Potenz der Dichte proportional.

zen darstellen. Das Experiment liefert also nur 3 Konstanten. $1/\tau$ setzt sich aber aus 4 Teilbeträgen zusammen, sodass über die Aufteilung im einzelnen keine Aussagen

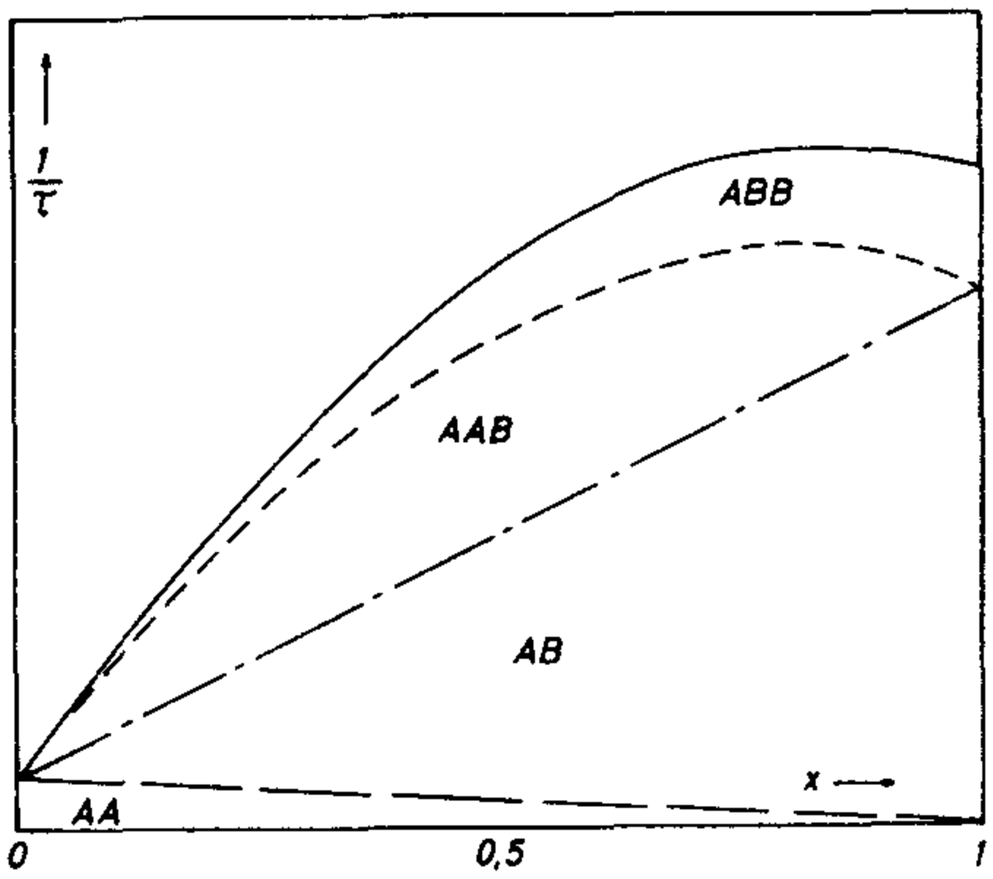


Abb. 5. Qualitativer Verlauf der Relaxationsgeschwindigkeit in CO_2 + He.

gemacht werden können. Das Gleiche gilt für die CO_2–Ar- und CO_2–N_2-Mischungen. Es erscheint aber unbezweifelbar, dass Dreierstösse eine wesentliche Rolle bei der Einstellung des thermischen Gleichgewichts spielen können.

LITERATUR

1. L. FRITSCHE, *Acustica*, 10 (1960).
2. M. C. HENDERSON UND J. Z. KLOSE, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 29.

Dissoziationsrelaxation in Stickoxyden

H. J. BAUER UND H. O. KNESER
I. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Stuttgart (Deutschland)

Das Studium der Dissoziationsgeschwindigkeit des N_2O_4 mit akustischen Methoden steht eigentlich ganz am Anfang der Relaxationsuntersuchungen in Gasen, denn schon vor 50 Jahren hat NERNST einen dementsprechenden Vorschlag gemacht. Trotzdem konnten die in den 30er Jahren angestellten experimentellen Untersuchungen[1] nicht klären, ob die an der oberen Grenze des damals möglichen Messbereichs gefundenen Anzeichen einer Relaxation zu der gesuchten Dissoziationsrelaxation oder zu einer Schwingungsrelaxation des N_2O_4- oder NO_2-Moleküls gehören. Wir werden deshalb zunächst diese Frage klären und dann auch zu einer Aussage über den Reaktionsmechanismus gelangen.

Experimentelle Ergebnisse in N_2O_4

Wir haben die Schallabsorption in N_2O_4 mit einer Impulsmethode bei einer Frequenz von 1 MHz, bei Drucken zwischen 0,8 Atm. und 0,1 Atm. und Temperaturen von 20° C und 50° C gemessen (Abb. 1). In der aufgetragenen Gesamtabsorption sind sowohl die klassische Absorption, wie evtl. auch Beiträge weiterer Relaxationsmaxima

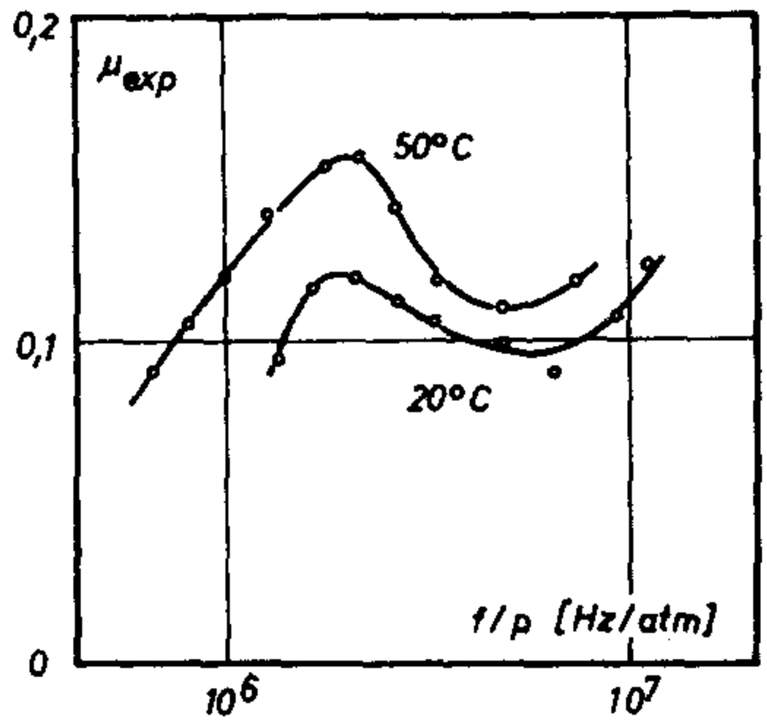


Abb. 1. Molekulare Schallabsorption in reinem N_2O_4 bei 20° C und 50° C.

bei höheren Frequenzen enthalten. Nimmt man an, dass die Gesamtabsorption oberhalb des Maximums, d.h. bei etwa 10 MHz/Atm. auf diese Anteile zurückzuführen und ihre Summe frequenzproportional ist, so kann man die Höhe des überlagerten Maximums abschätzen: $\mu_{max\ 20°C} = 0{,}09$ und $\mu_{max\ 50°C} = 0{,}13$. Eine theoretische Behandlung der Dissoziationsrelaxation, von EINSTEIN[2] schon 1920 durchgeführt, ergibt

$$\mu_{max} = \frac{\frac{\pi}{2}\,(C_p^0\, C_v^\infty - C_v^0\, C_p^\infty)}{\sqrt{C_v^0\, C_p^0\, C_v^\infty\, C_p}} \tag{1}$$

Man erhält daraus $\mu_{max\ 20°C} = 0{,}096$ und $\mu_{max\ 50°C} = 0{,}136$ für N_2O_4. Ausser dieser guten Übereinstimmung mit dem Experiment gibt es noch einen anderen Beleg dafür,

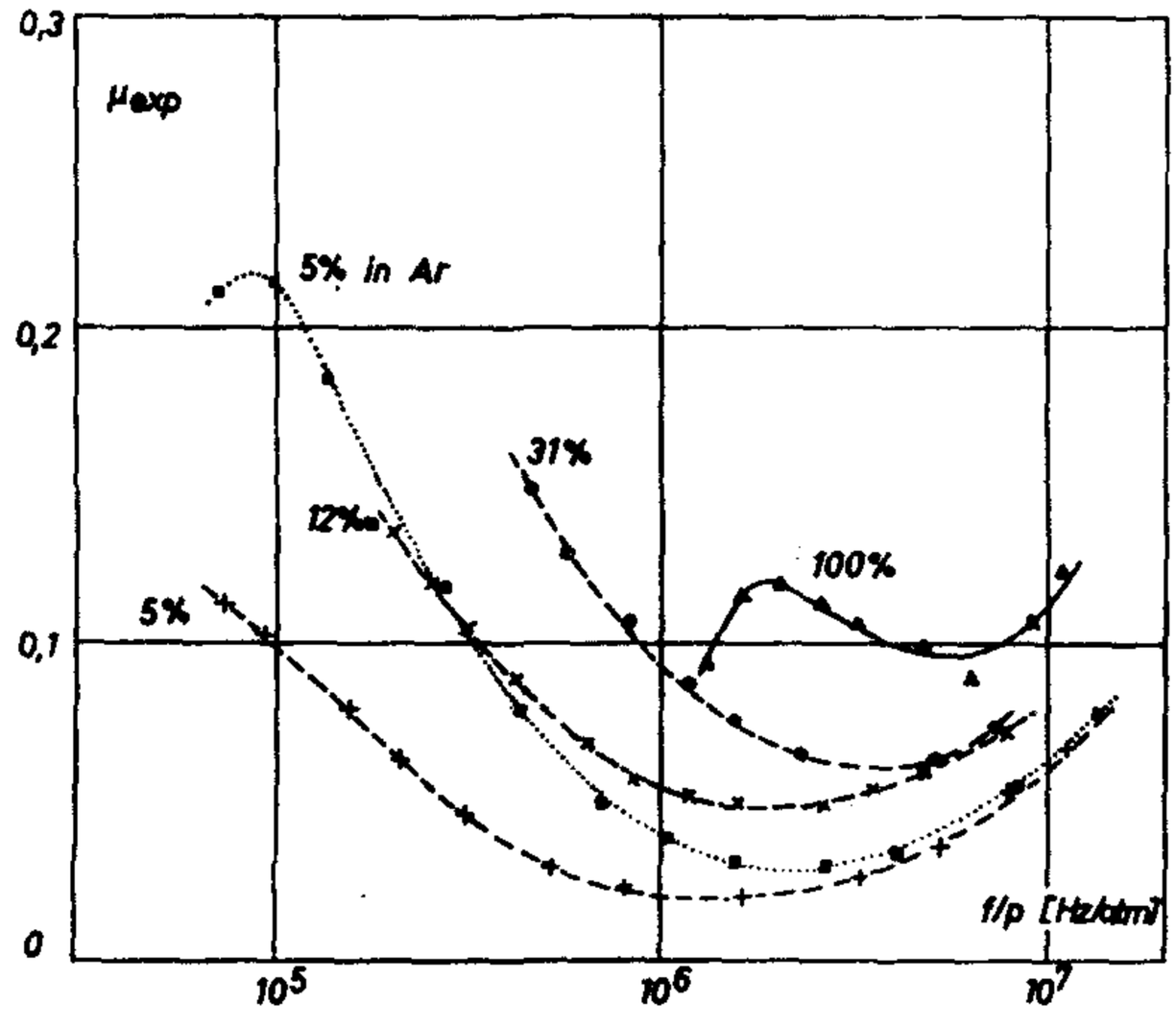


Abb. 2. Molekulare Schallabsorption in Mischungen von N_2O_4 mit N_2 (– –) und Ar (. . .) bei 20° C.

dass das Absorptionsmaximum durch eine Dissoziationsrelaxation veranlasst ist: vernachlässigt man, dass bei der Dissoziation ein zusätzliches Molekül entsteht, so wird der Zähler von Gl. (1) zu $R \cdot C_i$, wo C_i sich aus der Reaktionswärme und dem Dissoziationsgrad ausrechnen lässt und sehr gross im Vergleich zu C_v^∞ und R ist.

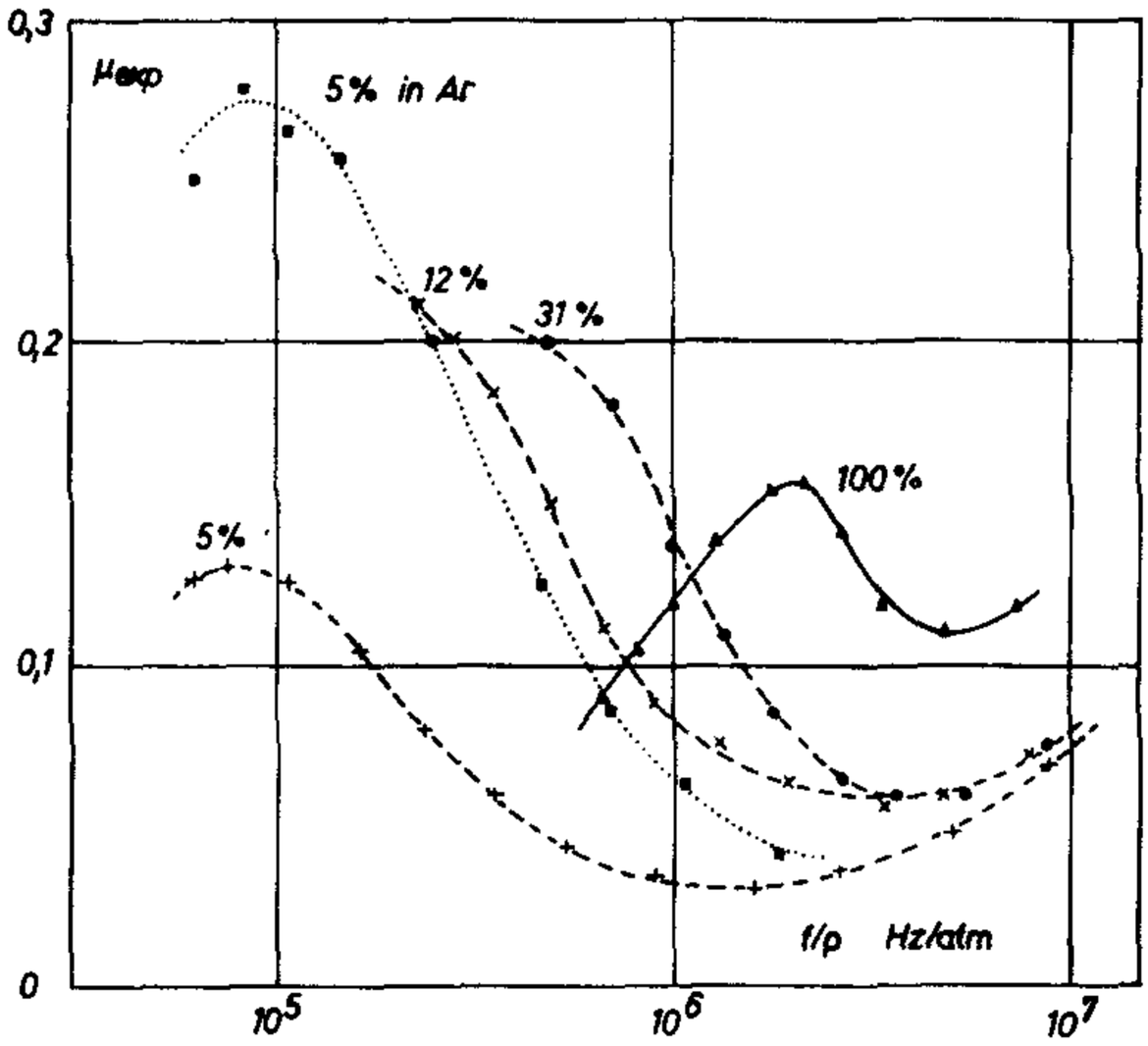


Abb. 3. Molekulare Schallabsorption in Mischungen von N_2O_4 mit N_2 (– –) und Ar (. . .) bei 50° C.

Dann ist $C_p^0 \approx C_v^0 \approx C_i$, und μ_{max} hängt nur noch von C_p^∞ und C_v^∞ ab. Mischen wir nun ein inertes Gas (N_2) zu N_2O_4, so nimmt C_i etwa proportional zum Gehalt an N_2O_4 ab, was zunächst keinen Einfluss auf μ_{max} hat. Da jedoch durch das Zumischen C_p^∞ und C_v^∞ verkleinert wird, nimmt μ_{max} mit kleiner werdendem Gehalt an N_2O_4 zu. Erst bei viel kleineren Konzentrationen von N_2O_4 hat die Abnahme von C_i Einfluss. Die Absorption in solchen Mischungen (Abb. 2 und 3) zeigt tatsächlich den erwarteten Verlauf. In einer fünfprozentigen N_2O_4–Ar-Mischung steigt sie noch stärker an als in einer gleichprozentigen N_2O_4–N_2-Mischung, da C_v^∞ für Ar um R kleiner ist als für N_2. Danach ist nicht zu bezweifeln, dass hier eine sehr grosse relaxierende spezifische Wärme C_i ins Spiel kommt, und diese kann nur durch eine Dissoziation hervorgerufen werden.

Reaktionsmechanismus

Zur Beschreibung dieser Dissoziation muss das einfache Bruttoreaktionsschema mindestens durch die Einführung das aktivierten Moleküls $N_2O_4^*$ erweitert werden

$$N_2O_4 \underset{k_2}{\overset{k_1}{\rightleftharpoons}} N_2O_4^* \underset{k_4}{\overset{k_3}{\rightleftharpoons}} 2\,NO_2$$

Es lassen sich auch ohne ausführliche Rechnungen einige Aussagen machen, welche Teilreaktion für die gesamte Dissoziation und Assoziation geschwindigkeitsbestimmend ist. Da in unserer Apparatur das Absorptionsmaximum bei fester Frequenz allein durch Druckvariation erhalten wird, lässt sich die unimolekulare Teilraktion (k_3) ausschliessen, denn für sie sollte die Relaxationszeit druckunabhängig sein. Die Assoziation von zwei NO_2-Molekülen zu einem aktivierten N_2O_4-Molekül (k_4) hängt im wesentlichen vom NO_2-Partialdruck ab, während die Aktivierung und Desakti-

vierung (k_1 und k_2) hauptsächlich durch den Gesamtdruck bestimmt wird. Da die Relaxationszeiten der N_2–N_2O_4-Mischungen weniger zunehmen als dies der Abnahme des NO_2-Partialdruckes entsprechen würde, muss die Bruttoreaktionsgeschwindigkeit durch den Aktivierungsprozess bestimmt sein.

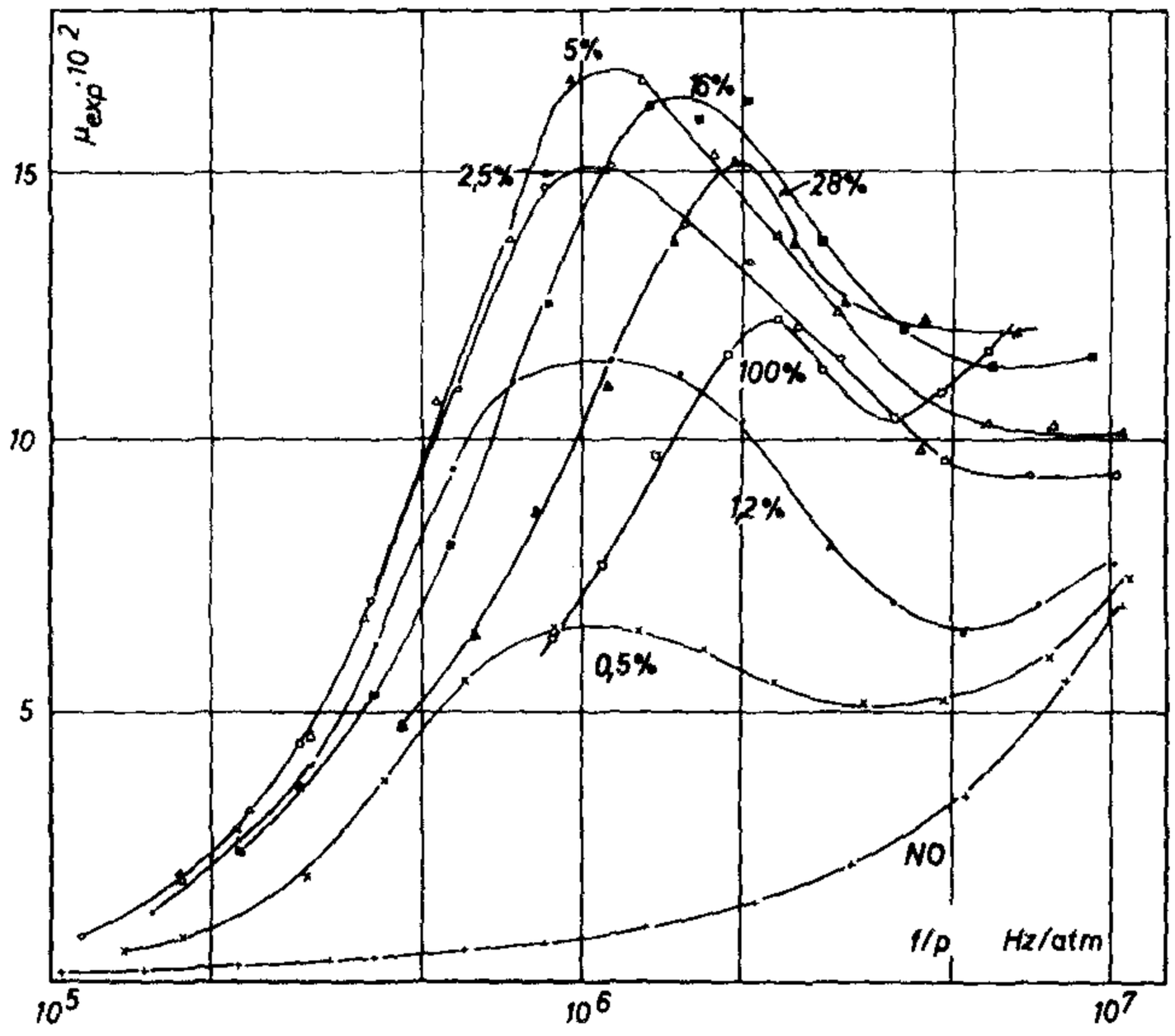


Abb. 4. Molekulare Schallabsorption in N_2O_4–NO-Mischungen bei 20° C. Die angegebenen Molkonzentrationen beziehen sich auf den Anteil des stöchiometrischen Gemisches N_2O_3 in NO.

N_2O_4–NO-Mischungen

Man erhält in Gemischen zwischen NO und N_2O_4, die teilweise zu N_2O_3 assoziiert sind, einen ganz ähnlichen Verlauf der Maximalabsorption, wie bei den N_2O_4–N_2-Mischungen (Abb. 4). Auch hier tritt also ein grosses C_i auf, was ebenfalls auf eine Dissoziationsrelaxation schliessen lässt. Wahrscheinlich ist es wieder die des N_2O_4-Moleküls.

LITERATUR

1. H. O. KNESER UND O. GAULER, *Physik. Z.*, 37 (1936) 677.
2. A. EINSTEIN, *Sitz. preuss. Akad. Wiss.*, 24 (1920) 380.

Schallausbreitung in teilweise dissoziiertem, gasförmigem Distickstofftetroxyd

G. SESSLER

III. Physikalisches Institut der Universität, Göttingen (Deutschland)

Mit dem Problem der Schallausbreitung in teilweise dissoziierten Gasen befasst sich die Physik seit nahezu 50 Jahren. Als erste vermuteten NERNST UND KEUTEL[1], dass die Schallgeschwindigkeit in dissoziierendem N_2O_4 mit zunehmender Frequenz dann zunehmen muss, wenn die Frequenz von der Grössenordnung der Geschwindigkeitskonstante der Dissoziation ist. In der Folgezeit befassten sich viele experimentelle und theoretische Arbeiten mit diesem Problem.

Die erste Theorie der Schallgeschwindigkeit in teilweise dissoziierten Gasen gab EINSTEIN[2]. Er berücksichtigte dabei als Ursache der Dispersion nur die verzögerte Einstellung des Dissoziationsgleichgewichts. Er setzte voraus, dass die Dissoziations- bzw Assoziationsreaktion ohne Zwischenstufe verläuft (siehe Abb. 1, I). Die Arbeit von

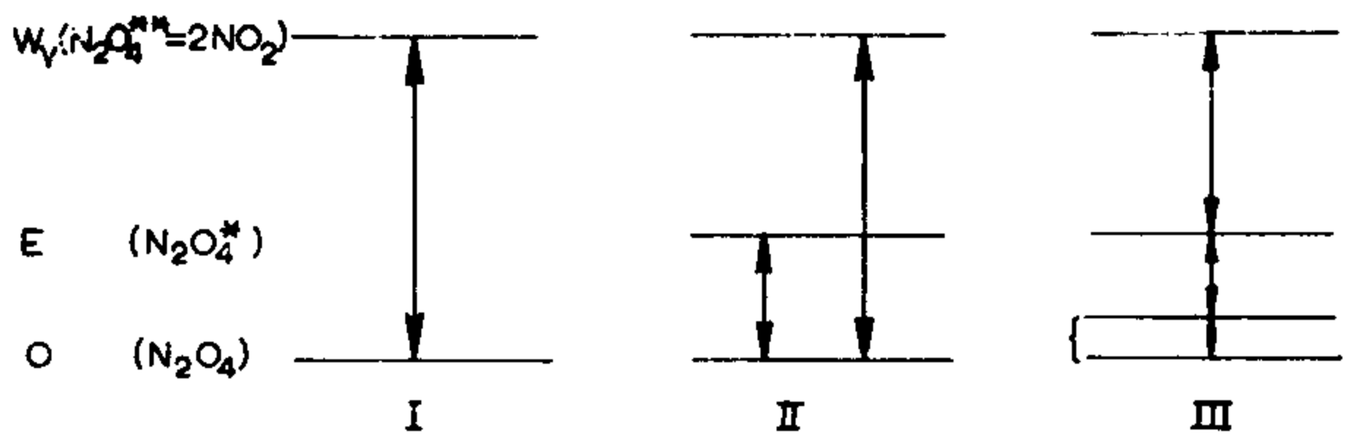


Abb. 1. Energieniveaus und mögliche Übergänge des NO_2–N_2O_4-Molekülsystems.

EINSTEIN gab den Anstoss zur Suche nach anderen Ursachen der molekularen Absorption und Dispersion. Es zeigte sich, dass auch die verzögerte Einstellung der Schwingungs- und Rotationsfreiheitsgrade mehratomiger Gase Absorption und Dispersion erzeugt. Auch beim NO_2 und N_2O_4 war wegen der grossen Zahl der Schwingungsfreiheitsgrade ein merklicher Beitrag zu erwarten. Diesen Einfluss in einem beliebigen, dissoziierenden Gas berechneten vor allem KNESER UND GAULER[3]. Anregung und Dissoziation sollen nach dieser Theorie jeweils vom Grundzustand ausgehen (siehe Abb. 1, II). Das Ergebnis dieser Theorie ist eine im Verhältnis zur Theorie von EINSTEIN vergrösserte Absorption und Dispersion. Beide Theorien sind im Falle des N_2O_4 als 1. Näherung anzusehen.

Eine 2. Näherung erhält man, wenn man berücksichtigt, dass die Dissoziation bzw. Assoziation über Zwischenstufen verläuft. Zur Energiespeicherung dient dabei ein Teil der 12 N_2O_4-Schwingungsfreiheitsgrade (etwa 6, wie man aus Untersuchungen der Geschwindigkeitskonstante des N_2O_4-Zerfalls weiss). Durch Stösse mit anderen Molekülen können diese Freiheitsgrade soviel Energie ansammeln, dass das Molekül

dissoziiert. Wegen der verschieden grossen charakteristischen Temperatur dieser Freiheitsgrade kann die Energieansammlung über die verschiedensten Zwischenstufen erfolgen. Es sollen nun zwei vereinfachende Voraussetzungen gemacht werden: 1. Die Energie werde stets in zwei Stössen angesammelt†. 2. Die einzige, dann auftretende Zwischenstufe sei bei allen N_2O_4-Molekülen energetisch gleich. Dann erhält man (siehe Abb. 1, III) die Reaktionen

$$N_2O_4 \rightleftarrows N_2O_4^* \rightleftarrows N_2O_4^{**} \rightleftarrows 2\,NO_2 \qquad (1)$$

Die letzte Reaktion interessiert hier nicht, da sie ohne Wärmetönung und ausserdem sehr schnell verläuft. Also bleiben die Reaktionen

$$N_2O_4 \rightleftarrows N_2O_4^* \rightleftarrows N_2O_4^{**} = 2\,NO_2. \qquad (2)$$

Die Berechnung der Schallabsorption und -dispersion geht nun von den beiden Reaktionsgleichungen der Reaktionen (2) aus. Es ergeben sich (siehe SESSLER[5]) Absorptions- und Dispersionskurven, die zwei Maxima bzw. zwei Wendepunkte haben. Diese Kurven haben in der Nähe der beiden Maxima bzw. Wendepunkte annähernd die aus der Theorie einer einfachen Relaxationserscheinung bekannte Form. Von Interesse ist vor allem das erste, d.h. bei kleineren f/p-Werten gelegene Absorptions- bzw. Dispersionsgebiet. Eine Untersuchung des zweiten Absorptions- bzw. Dispersionsgebietes stösst wegen der dort stark ins Gewicht fallenden anderen Absorptions- und Dispersionsursachen auf Schwierigkeiten, soll also unterbleiben. Ausserdem ist eine Interpretation der Messergebnisse nur unter der Voraussetzung möglich, dass die erste der beiden Reaktionen (2) geschwindigkeitsbestimmend ist. Dann ist die für diese Reaktion ermittelte Geschwindigkeitskonstante der Aktivierung gleich der Ge-

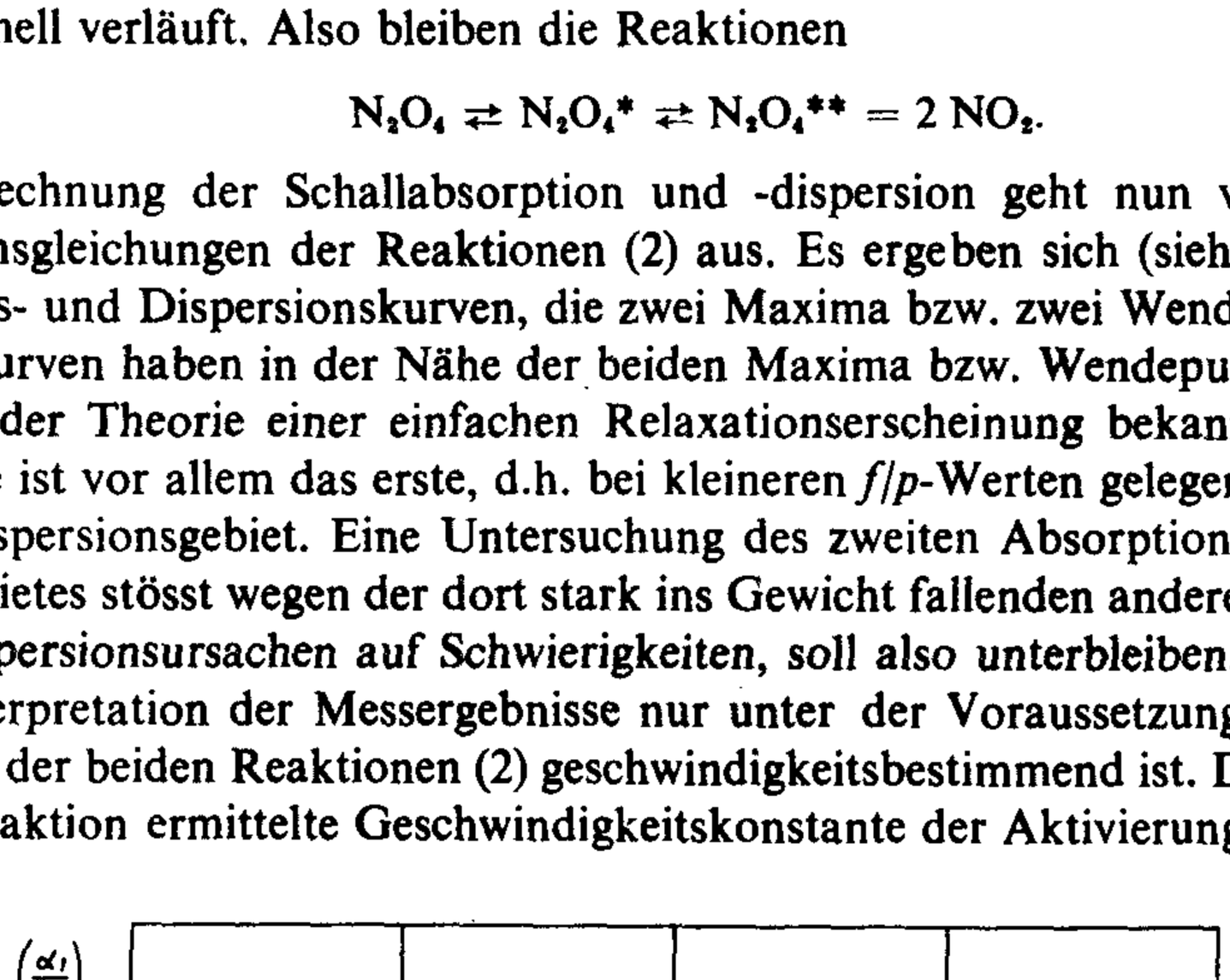


Abb. 2. Rechts: Höhe des ersten Absorptionsmaximums in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E für 27, 85 und 200 Torr bei 20° C.
Links: Zum Vergleich die für dieselben Drucke aus der Theorie von EINSTEIN[2] folgenden Absorptionsmaxima.

† Die Energieansammlung soll von dem zwischen 0 und E liegenden Niveau ausgehen, das der mittleren thermischen Anregung entspricht.

schwindigkeitskonstante k_2 der Gesamtdissoziation. Im Vergleich zu den älteren Theorien ist damit die Anregungsenergie E der einzige neue Parameter.

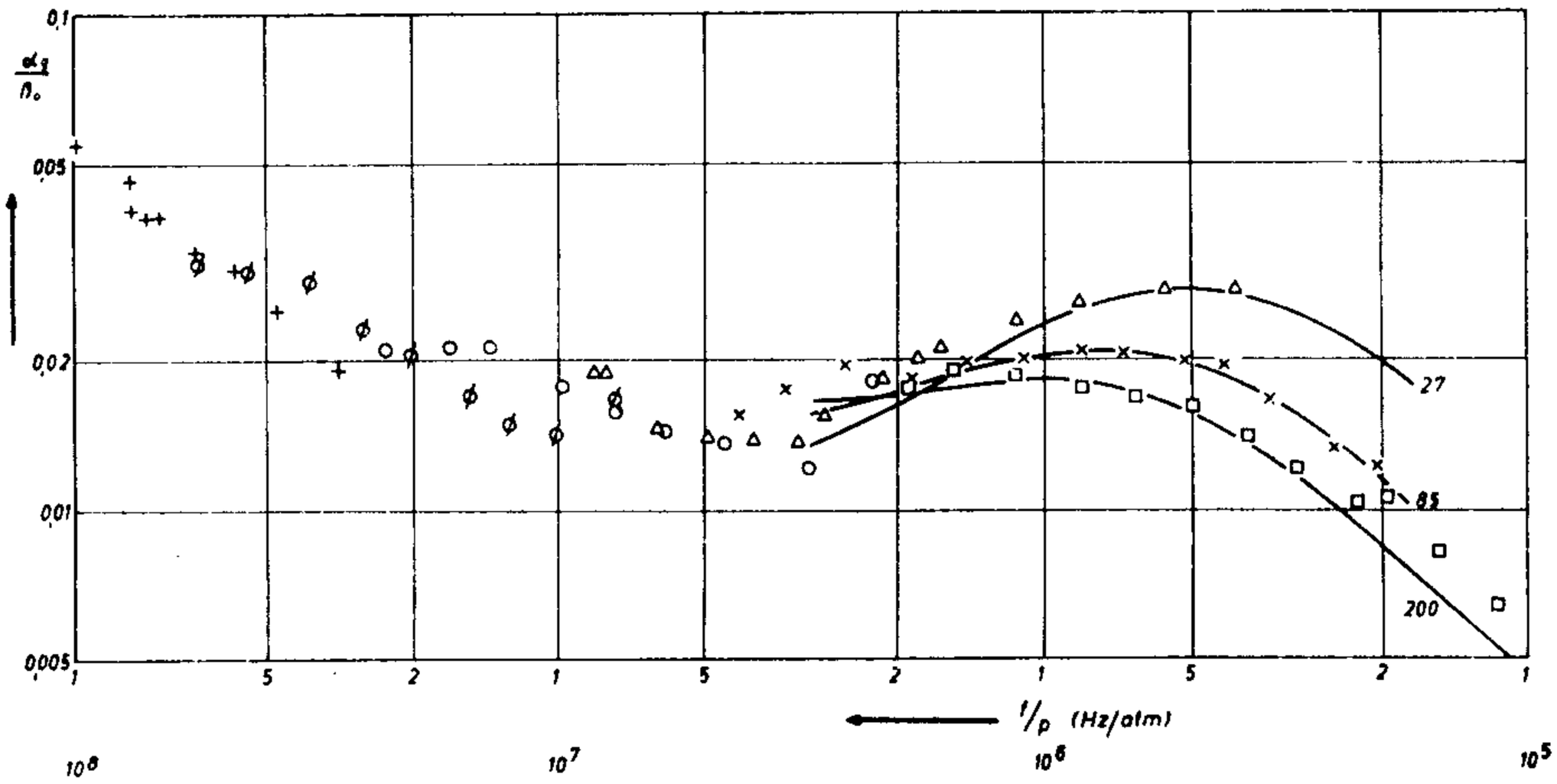


Abb. 3. Schallabsorption in NO_2–N_2O_4 bei 20° C. Messpunkte und berechnete Kurven.

Messpunkte: + Messungen bei 1 Torr.
○ Messungen bei 3 Torr.
◊ Messungen bei 10 Torr.
△ Messungen bei 27 Torr.
× Messungen bei 85 Torr.
□ Messungen bei 200 Torr.

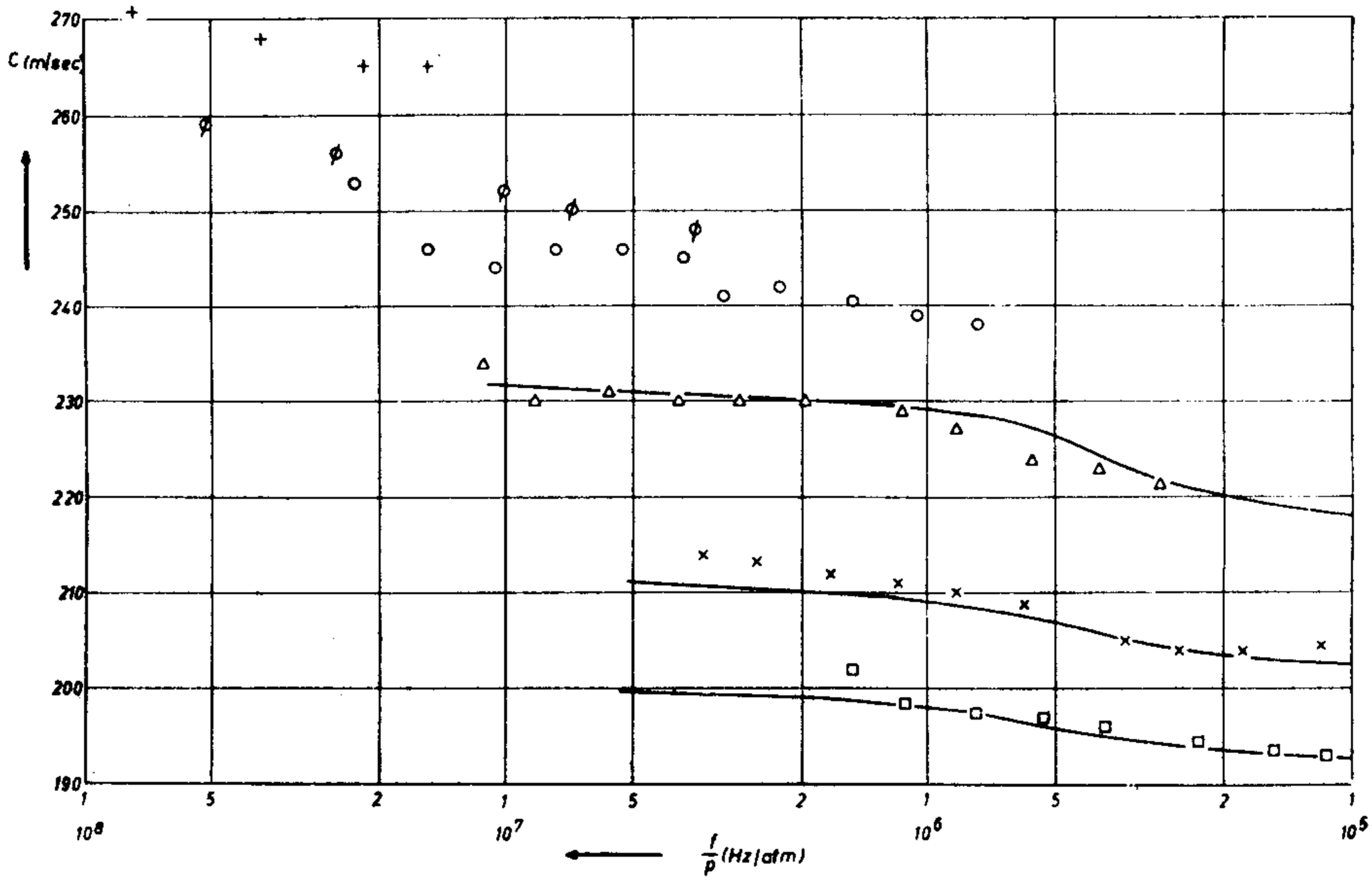


Abb. 4. Schallgeschwindigkeit in NO_2–N_2O_4 bei 20° C. Zeichenerklärung siehe Abb. 3

Die aus der Theorie folgende Höhe des ersten Absorptionsmaximums ist in Abb. 2 in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E der 6 N_2O_4-Freiheitsgrade dargestellt. Parameter ist der Gasdruck. Im Bild sind ausserdem die aus der Theorie von EINSTEIN folgenden Absorptionswerte eingezeichnet. Wenn E bekannt ist, kann aus diesem Bild das Absorptionsmaximum entnommen werden. Damit ist die Absorptionskurve berechenbar.

Setzt man die durch Anregung der restlichen N_2O_4- und der NO_2-Schwingungsfreiheitsgrade und die durch Anregung aller Rotationsfreiheitsgrade entstehende Absorption und Dispersion sowie die klassische Absorption und Dispersion als additiv voraus und subtrahiert diesen Beitrag (zu seiner Berechnung, siehe SESSLER[5]), so ist der Rest allein auf die Reaktion (2) zurückzuführen. Dann lässt sich E sowie die Geschwindigkeitskonstante des N_2O_4-Zerfalls so bestimmen (siehe dazu SESSLER[5]), dass optimale Übereinstimmung zwischen den Messergebnissen (etwa 120 Messpunkte auf 12 Kurven) und der Theorie besteht. Die Abb. 3 und 4 zeigen die Ergebnisse für 20° C.

Die Messungen wurden mit elektrostatischen Wandlern mit festem Dielektrikum durchgeführt. Die Messmethode wurde bereits in einer früheren Arbeit[4] beschrieben. Ein neues Interferometer mit grösserem Wandlerdurchmesser erlaubte jedoch, auch Messungen bei kleineren f/p-Werten durchzuführen. Gemessen wurde bei 20 und 53° C und bei Drucken zwischen 1 und 200 Torr. Die elektrostatischen Wandler mit festem Dielektrikum sind deshalb für Messungen in dissoziierenden Gasen besonders geeignet, weil sie gestatten, die Messfrequenz in einem weiten Bereich, i.a. von 20 bis 500 kHz, zu verändern und dadurch bei konstantem Druck und konstantem Dissoziationsgrad weite f/p-Bereiche zu überstreichen.

Die Abb. 3 und 4 zeigen die Messergebnisse und die berechneten Kurven für 20° C. Die Ergebnisse für 53° C wurden von SESSLER[5] veröffentlicht. Den berechneten Kurven ist zugrundegelegt: E temperaturunabhängig 4,5 Kcal/Mol, k_2 bei 20 bzw. 53° C 1,7 bzw. $8{,}4 \cdot 10^5$ Sek^{-1}. Mit diesen Werten wurde, wie die Abb. 3 und 4 zeigen, gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen erzielt.

LITERATUR

1. F. KEUTEL, *Inaugural Dissertation*, Berlin, 1910.
2. A. EINSTEIN, *Sitz. preuss. Akad. Wiss.*, 24 (1920) 380.
3. H. O. KNESER UND O. GAULER, *Physik. Z.*, 37 (1936) 677.
4. E. MEYER UND G. SESSLER, *Z. Physik*, 149 (1957) 15.
5. G. SESSLER, *Acustica*, 9 (1959) 119, 10 (1960) 44.

The Acoustical Properties of Steam

R. B. LINDSAY, D. D. EDEN AND J. ZINK
Brown University, Providence 12, R.I. (U.S.A.)

Introduction

This paper reports progress on a program to study certain properties of steam at high temperature and pressure by measurement of the velocity and attenuation of high frequency sound. The ultimate goal is to carry out the studies at temperatures up to 600° C and pressures of 1000 atm, but the equipment and methods described here represent only the pilot investigation up to about 500° C and 100 atm.

Theoretical considerations

It is well known that the second virial coefficient in the equation of state of a real gas can be obtained from precision measurement of the velocity of sound as a function of temperature. Such a measurement can therefore provide a check on other methods of preparing steam tables under extreme conditions.

More important in the investigation being reported is the search for a possible deviation of the observed sound attenuation in steam under extreme conditions from the classical absorption associated with transport properties, such deviation to be presumably attributable to a relaxation mechanism. If the absorption coefficient α attributed to relaxation is still defined by the exponential decay law

$$I = I_0 \, e^{-\alpha x} \tag{1}$$

where I is the intensity at distance x from the origin, it is well known that the variation of α with angular frequency ω is given by an expression of the form

$$\frac{2\alpha}{\omega} = \frac{C\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \tag{2}$$

where C is a constant dependent on the material and the precise mechanism and τ is the relaxation time. When $2\alpha/\omega$ is plotted as a function of ω/p, where p is the mean equilibrium pressure, a relaxation peak occurs with maximum for $\omega/p = 1/\tau p$. This type of plot is made possible since, no matter what the relaxation mechanism is, τ is inversely proportional to p. It is often convenient to study the phenomenon by varying pressure rather than frequency, and this has been done in the present investigation.

The practical value of the search for a relaxation mechanism on steam by acoustic means is found in the fact that the high speed flow of steam around an obstacle like a turbine blade produces sudden compressions and rarefactions accompanied by temperature changes. The time during which such changes take place is controlled by the dimensions of the obstacle and the flow velocity. If the time interval is comparable with the relaxation time for some relaxation mechanism in the steam in which energy is transformed by molecular collisions from the translational to some other form, one expects that a degradation of translational energy will take place and result in a

measurable decrease in impact pressure on the obstacle. The likelihood of the occurrence of such a process can be estimated by an acoustical evaluation of the relaxation time.

Method of measurement

The investigation uses a fixed path acoustic interferometer in which the transducer crystal and reflecting plate are kept a constant distance apart. The method of measurement of α follows HUBBARD[1] with certain extensions. When the frequency and pressure are held constant, the resistance of the crystal varies periodically with the temperature, *i.e.* with the sound velocity. From the Hubbard theory, if Δv is the half-width of a peak in the plot of the resistance *vs* velocity, we can deduce the following transcendental equation for the evaluation of the attenuation coefficient

$$\cos\left(\frac{\omega r}{v_0}\cdot\frac{\Delta v}{v_0}\right)=\frac{1}{\cosh 2\alpha r} \tag{3}$$

where v_0 is the velocity for the top of the peak in question and r is the interferometer spacing. In the actual measurements the resistance is measured as a function of temperature, and the half-width Δv is calculated from the associated temperature half-width ΔT about the mean temperature T_0 corresponding to velocity v_0.

Apparatus and measurements

The general layout of the equipment as shown in the block diagram in Fig. 1 consists of two high pressure and high temperature bombs labeled respectively (1) and (2). Bomb (1) contains the interferometer, with the transducer indicated schematically by

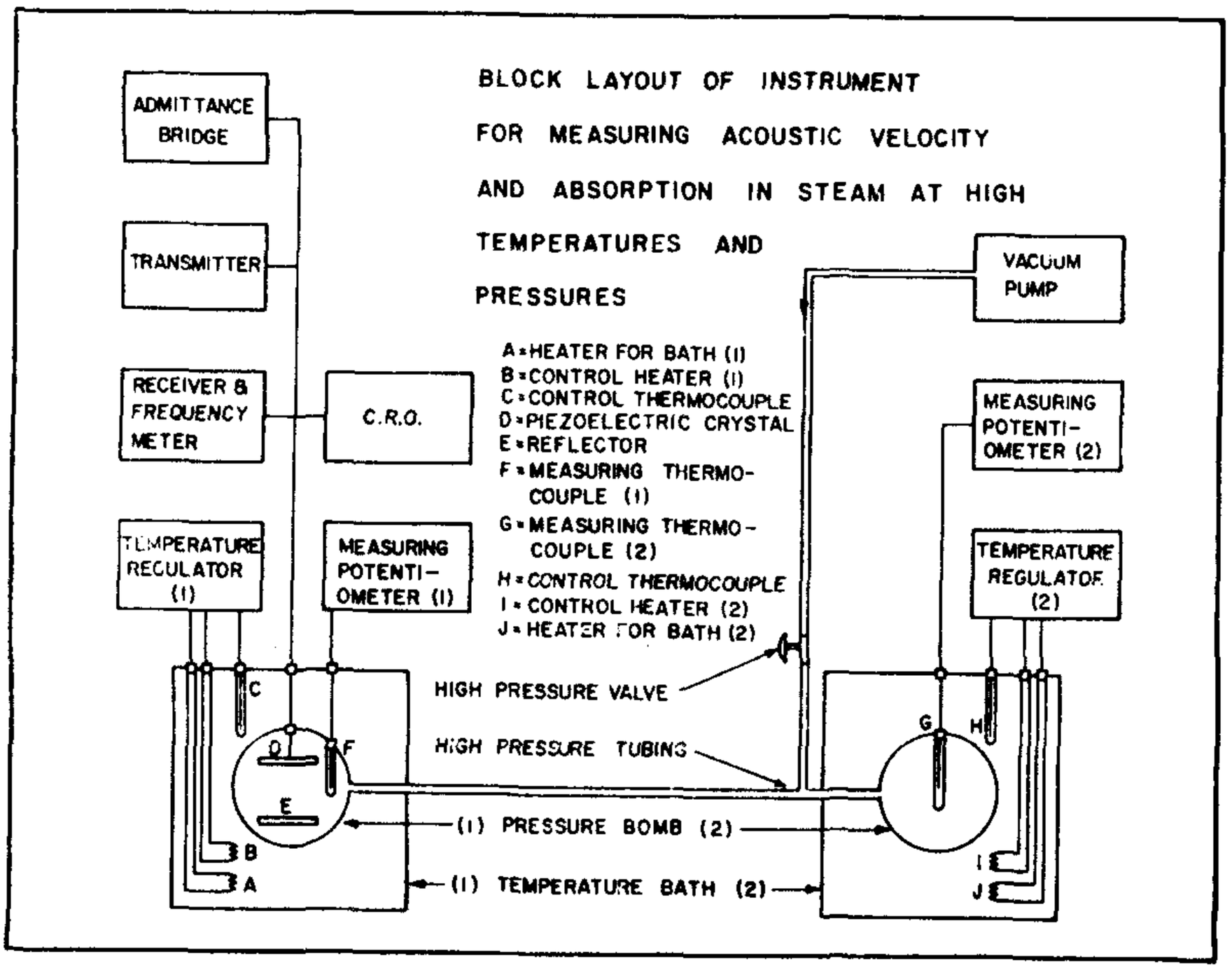


Fig. 1. Block layout of apparatus for measuring acoustic absorption in steam at high temperature and pressures.

D and the reflecting plate by E. Bomb (2) is the means of providing, maintaining and varying the pressure in bomb (1). The bombs are situated in temperature baths (1) and (2) respectively. Pure distilled water in bomb (2) is heated by the immersion heater J and steam is produced at a vapor pressure corresponding to the temperature attained. This steam passes to the interferometer bomb (1) and is superheated there, its pressure however remaining that controlled by the pressure bomb (2). The temperature in bath and bomb (2) can be regulated to within $\pm 0.005°$ C and the pressure values controlled to about 1%, working up to a pressure of 100 atm. A metallic oxide eutectic is used in temperature bath (2), while in temperature bath (1) which is an oven of high heat capacity, air has so far proved satisfactory, though it must ultimately be replaced by a eutectic. The apparatus has been designed to work up to pressures of 100 atm. and temperatures of 500° C.

The interferometer assembly is standard, save perhaps for the fact that an X-cut tourmaline crystal is used as the transducer in place of quartz, and to simplify the mounting the crystal is grounded, with the electrical signal placed on the reflector and exciting the crystal by the field produced in the intervening space. The crystal-reflector separation is controlled by carefully prepared spacers ranging in thickness from a minimum of 0.025 cm to a maximum of 0.155 cm [r values in Eq. (3)]. The fundamental resonance frequency of the tourmaline is 9.72 Mc/s.

The transducer is driven by a specially designed crystal-controlled oscillator with high precision automatic frequency control based on the negative feed-back principle.

The admittance of the equivalent interferometer circuit is measured by means of a recording milliammeter. At selected temperatures in the neighborhood of a given T_0 the crystal is swept through its resonance frequency and the difference between maximum and minimum values of the admittance measured. This difference is equal to the reciprocal of the resistance of the crystal. By conducting the sweep at various temperatures the curve of the resistance *vs* temperature can be drawn and ΔT obtained for use in Eq. (3).

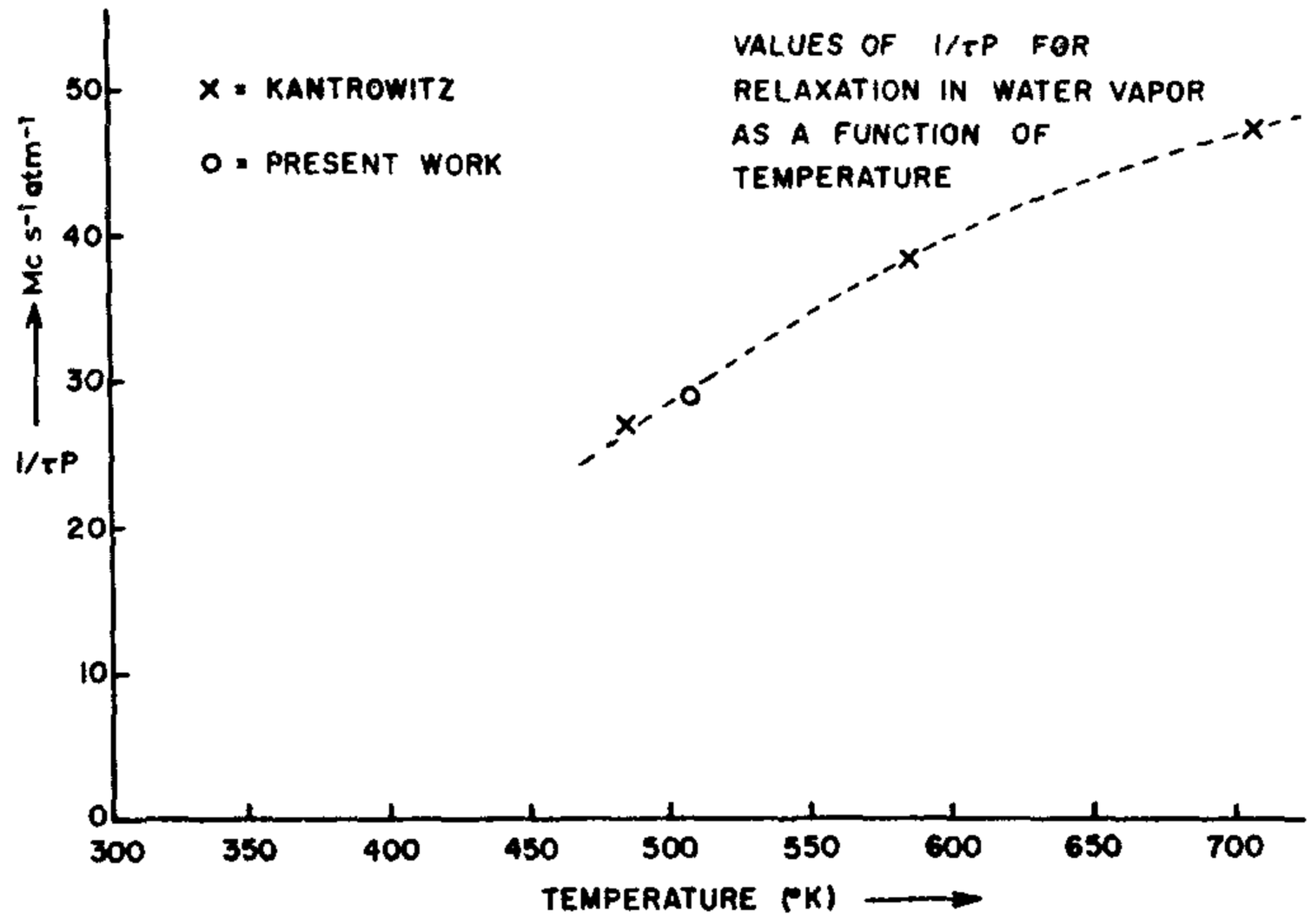


Fig. 2. Values of $1/\tau p$ for relaxation in water vapor as a function of temperature.

Results

A calibration run with argon in place of steam gave α varying inversely with pressure as theoretically expected. However the actual values were about 6 neper/cm higher than the theoretical ones over the pressure range from 1 to 10 atm. This provides a calibration correction.

A preliminary run with steam at 235° C and at pressures from 1 to 10 atm. has indicated the presence of a relaxation peak with maximum at about 4.6 Mc/s.atm. At this peak the corrected value of the excess attenuation coefficient α over the classical transport value is about 16 neper/cm. Further investigations are underway to confirm these results as well as to study the behavior at higher pressures and temperatures. It is of interest to note the relation between this relaxation peak and the relaxation times measured for water vapor by HUBER AND KANTROWITZ[2] by the impact tube method. If we plot the $1/\tau p$ values of the various peaks as a function of the absolute temperature, the result is shown in Fig. 2, where the crosses correspond to the data of HUBER AND KANTROWITZ and the circle corresponds to the value obtained by the present method and mentioned above. The points lie on a fairly smooth curve which is slightly concave to the temperature axis. The corresponding curves for the permanent gases[3] are on the other hand convex to the temperature axis. The theoretical reason for this difference remains to be investigated.

This research has been made possible by a grant from the Technical Committee on the Properties of Steam of the American Society of Mechanical Engineers. Acknowledgement is also made to the Office of Naval Research [Contract Nonr 562 (13)] for some assistance in the later stages.

REFERENCES

1. J. C. HUBBARD, *Phys. Rev.*, 38 (1931) 1011. See also J. C. HUBBARD AND I. F. ZARTMAN, *Rev. Sci. Instr.*, 10 (1939) 382 and J. F. W. BELL, *J. Acoust. Soc. Am.*, 25 (1953) 96.
2. P. W. HUBER AND A. KANTROWITZ, *J. Chem. Phys.*, 15 (1947) 275.
3. K. F. HERZFELD AND A. LITOVITZ, *Absorption of Ultrasonic Waves*. Academic Press, New York, 1959, p. 323.

The Acoustic Properties of Hydrogen Chloride

M. A. BREAZEALE*

I. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Stuttgart (Deutschland)

In hydrogen chloride one can observe the effect of two distinctly different phenomena in different pressure ranges. At low pressures one can observe the effect of rotational relaxation in an asymmetric diatomic molecule; at high pressures one can observe the acoustic behavior in the critical region. Measurements of the velocity and absorption of sound by the pulse technique** have been made in both of these regions: in the first because the effect of the presence of a dipole moment on rotational relaxation is not completely established; in the second because the relative importance of "structural relaxation" and scattering at the critical point is not yet clearly defined.

Low pressure region

The results of the absorption measurements in the low pressure range are shown in Fig. 1. The measured values of $\alpha\lambda$ exceed the Stokes-Kirchhoff values by a factor of

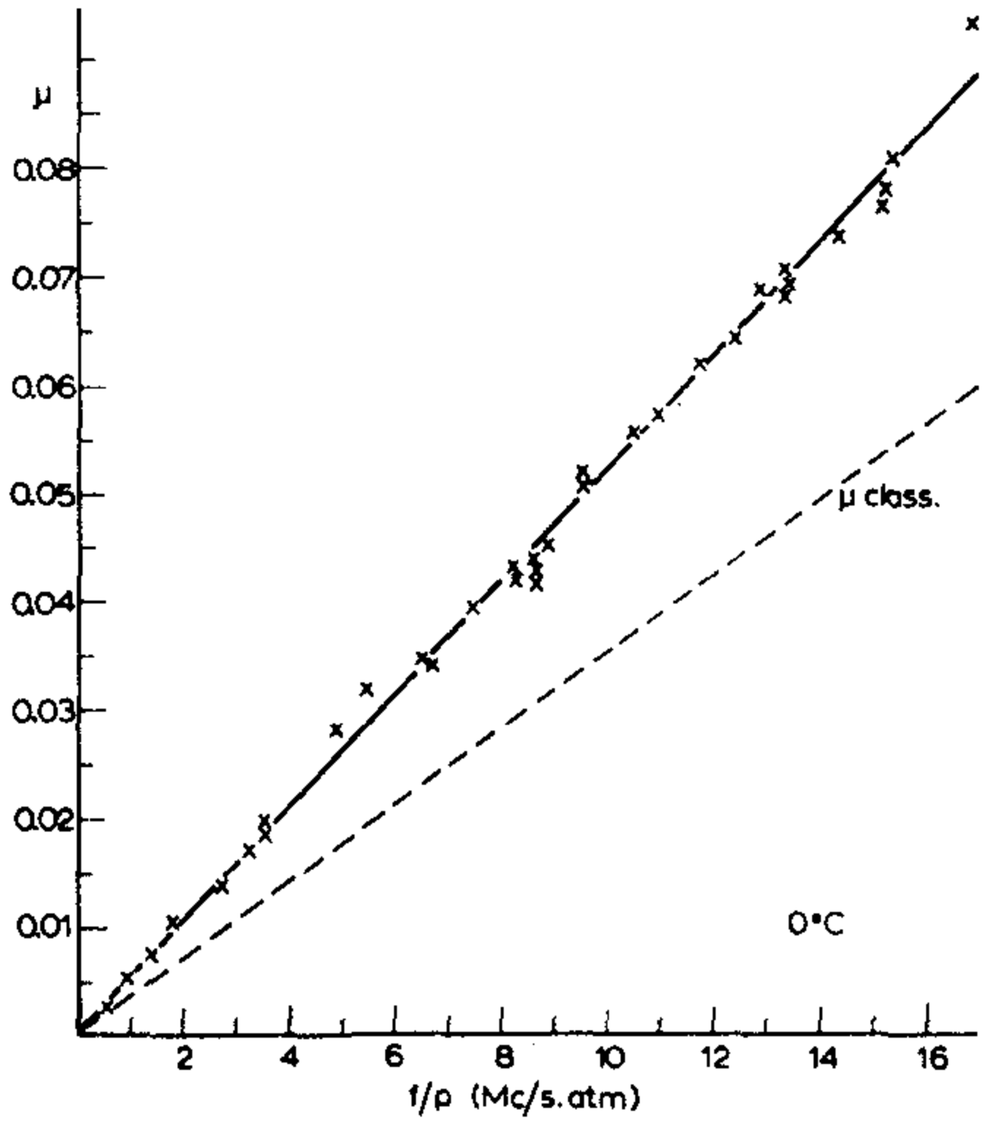


Fig. 1. The attenuation coefficient per wavelength as function of f/p for HCl. μ_{clas} is calculated from the Stokes-Kirchhoff equation.

1.46. The excess absorption is to be attributed to rotational relaxation. One can calculate, using the fact that both the classical and the rotational contributions should be linear, and knowing that the maximum value of the rotational contribution as

---

* On leave of absence from Michigan State University (U.S.A.) on the Fulbright Exchange Program.

** The apparatus used was developed by E. SITTING in this Institute.

calculated from the specific heats is 0.271, that the relaxation maximum should occur at approximately 350 Mc/s. atm. The corresponding relaxation time is $\tau_r = 7.2 \times 10^{-10}$ sec. The number of collisions required to deactivate a rotational quantum is $Z_{rot} = 7$.

The theory of BROUT[1] agrees reasonably well with these results even though this theory does not consider the effect of the presence of a dipole moment. This agreement can be explained by the fact that the probability of deactivation of a rotational quantum depends only on the internuclear distance and the kinetic collision diameter, both of which are obtained from experimental data. Therefore, the effect of the dipole moment is already introduced and does not have to be considered again.

No dispersion was observed. One would expect a dispersion of less than 0.1% at $f/p = 16$ Mc/s.atm. This is within the experimental error.

Critical region

A very sharp increase in the absorption was observed in the critical region. For example, at 1 Mc/s in a temperature interval of three degrees the measured absorption increased by two orders of magnitude. This absorption maximum can have three possible causes: 1. Increased viscosity and thermal conductivity leading to increased classical absorption. 2. Structural relaxation associated with molecular clustering in the critical region (rotational and vibrational relaxation would not produce such a peak). 3. Scattering of the sound by molecular clusters.

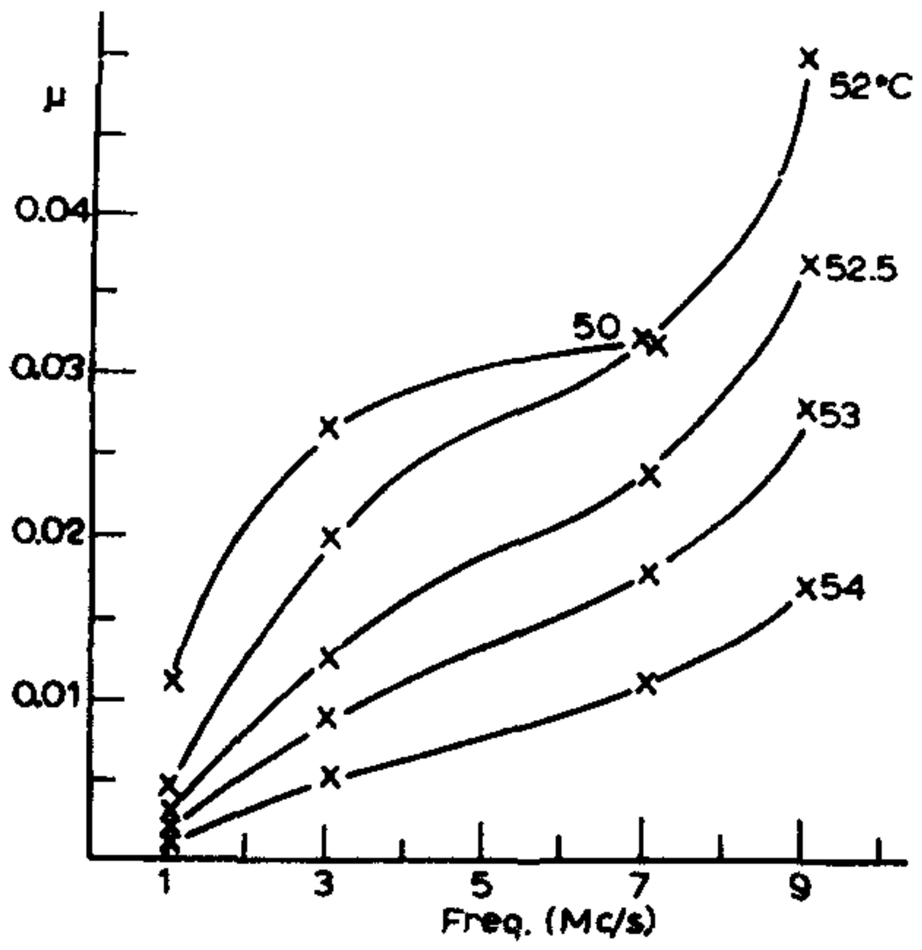


Fig. 2. Attenuation coefficient as a function of frequency at different temperatures near the critical temperature ($T_c = 51.4°$ C).

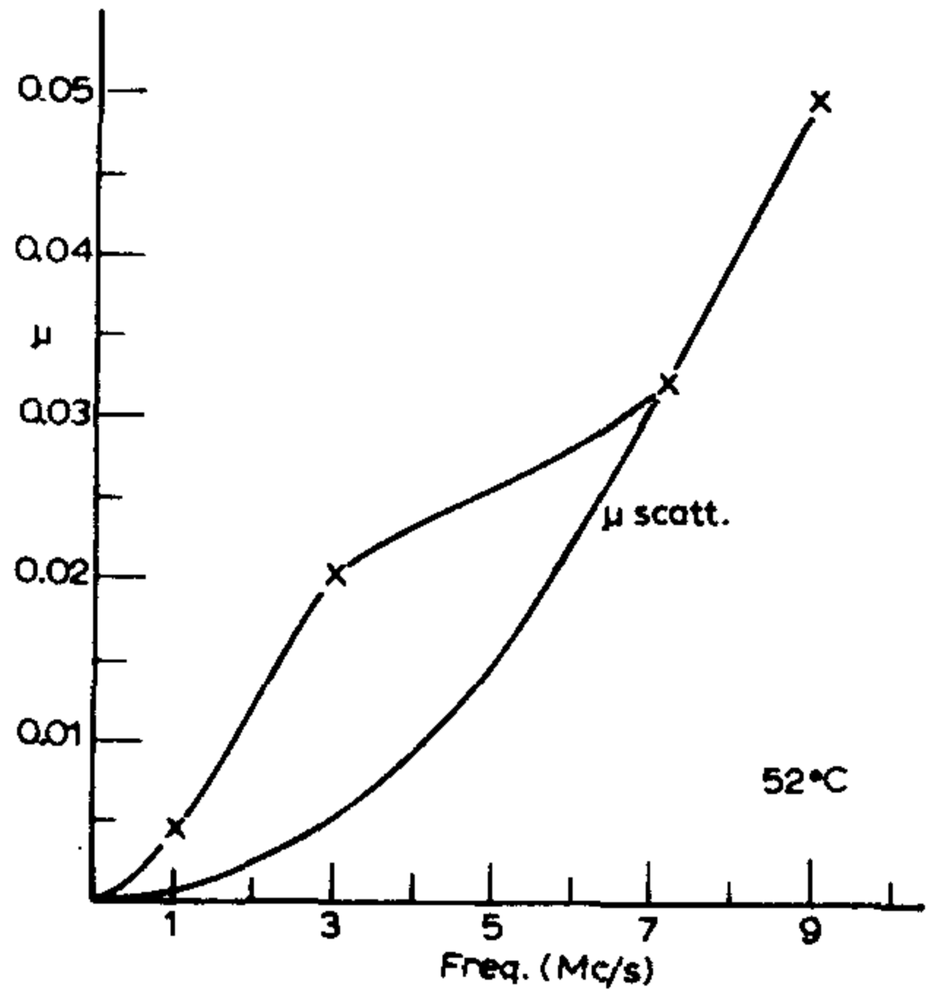


Fig. 3. Attenuation coefficient as a function of frequency at 52° C showing deviation from simple scattering formula.

The classical absorption estimated from the critical data turned out to be two orders of magnitude smaller than the observed absorption.

The exact absorption to be expected from structural relaxation cannot be easily determined. The greatest possible value of this absorption, however, can be estimated from the experimental accuracy of the dispersion measurements (1.5% very near the critical point and 0.2% away from it). The value so obtained is of the same order as the experimental one. Thus, one concludes that this mechanism could be contributing

to the excess absorption without being apparent in the dispersion measurements. The velocity of sound followed the usual behavior characterized by a sharp minimum at the critical point, but due to the accuracy of experiment no dispersion could be measured between 1 and 9 Mc/s. This can be attributed to the fact that the relaxation frequency of structural relaxation[3] is expected to be relatively low so that the velocity over the relatively narrow frequency range is constant to within experimental error.

The absorption $\alpha\lambda$ expected from scattering away from the critical point is found by HERZFELD AND LITOVITZ[2] to depend on the third power of the frequency. At the critical point the exact frequency dependence of the absorption is not known since the cluster diameter and cluster density are not known exactly.

The measured absorption as a function of frequency at different temperatures is shown in Fig. 2. In Fig. 3 are shown only the 52° C data (the critical temperature is 51.4° C). This can be thought of as being made up of essentially two contributions: Scattering, as indicated by the parabolic curve, and relaxation, as indicated at 3 Mc/s, that is, a relaxation time of 5.3×10^{-8} sec. If this is a relaxation peak, then the dispersion associated with it would not be greater than 0.5%, which is within experimental error. The measurements thus indicate that both scattering and relaxation can be contributing to the large absorption peak which occurs in the critical region.

REFERENCES

1. R. BROUT, *J. Chem. Phys.*, 22 (1954) 1189.
2. K. F. HERZFELD AND T. A. LITOVITZ, *Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves*, Academic Press, New York, 1959, p. 174.
3. A. G. CHYNOWETH AND W. G. SCHNEIDER, *J. Chem. Phys.*, 20 (1952) 1777.

Die Schallabsorption von Luft verschiedener Feuchtigkeit zwischen 10 und 100 kHz

W. PÖHLMANN
Karlsruhe (Deutschland)

Einleitung

Die experimentelle Bestimmung der Schallabsorption von Luft bei verschiedener Feuchtigkeit ist bisher im Hörfrequenzbereich von KNUDSEN und z.B. zwischen 1 und 12,5 kHz auch von EVANS UND BAZLEY[1] nach der Nachhallmethode durchgeführt worden; von 100 bis 500 kHz bei 37% relativer Feuchtigkeit hat SIVIAN[2] die Absorption nach einem Verfahren gemessen, welches darauf beruht, dass man die Schalldruckabnahme in Abhängigkeit vom Abstand x von der Schallquelle ermittelt. Die Schallabsorption in Luft im Zwischenfrequenzbereich von 12,5 bis 100 kHz zu messen stiess dagegen bisher auf gewisse Schwierigkeiten: Unterhalb 100 kHz ist die Schallabsorption noch nicht so gross, als dass man in nicht zu grossen Abständen x schon einen ungestörten Abfall des Schalldruckes leicht genauer hätte messen können.

Andererseits wächst aber die Schallabsorption in Luft über 10 kHz doch immerhin so stark an, dass die Schallstrahlen in einem gewöhnlichen Hallraum beim Durchlaufen der freien Weglänge in der Luft bereits eine so grosse Dämpfung erfahren, dass nicht mehr genügend Reflexionen an den Raumbegrenzungsflächen zustande kommen und somit auch der Aufbau eines diffusen Schallfeldes genügender Intensität in Hallräumen der üblichen Grösse ($>$ 100 m^3) unmöglich wird.

Prinzip der Messmethode

Um nun diffuse Schallfelder auch über 10 kHz zu erzielen, musste die freie Weglänge zwischen zwei Raumreflexionen genügend klein gehalten werden, was möglich ist, wenn man kleine dreidimensionale Modelle als Hallräume verwendet. Durch die Verkleinerung des Rauminhaltes der Hallräume wurden allerdings auch die Nachhallzeiten wesentlich verkürzt, so dass sie mit dem verhältnismässig trägen logarithmischen Dämpfungsschreiber ohne weiteres nicht genau ermittelt werden konnten. Aus diesem Grunde wurde nach einem von SPANDÖCK[3] vorgeschlagenen Verfahren, akustische Ereignisse in Modellen dadurch zeitlich zu dehnen, indem man sie auf einen schnelllaufenden Schallaufzeichnungsträger aufnahm und danach bei langsamer Abspielgeschwindigkeit wieder abspielte, die Schallabsorption in Luft zwischen 10 und 100 kHz bestimmt. Als Modellhallraum diente ein Kasten mit dem Volumen von 0,213 m^3, der Glaswände von 5 mm Stärke besass. Die Nachhallzeit im Modell wurde dann wie folgt gemessen: Über einen mit Wobbeltönen angetriebenen Schallsender wurde im ganzen Modellraum eine gleichmässig verteilte Schallenergie erzeugt. Ein Schallempfänger, der in einem gewissen Abstand vom Sender vertikal verstellbar angebracht worden war, empfing den Schalldruck und zeichnete den zeitlichen Verlauf seines Abfalles nach Abschalten der Schallquelle auf ein mit der Geschwindigkeit von 200 cm/Sek. laufendes Tonband auf. Dieses Tonband wurde später mit einer Geschwindigkeit von 20 cm/Sek. wieder abgespielt und nun der zeitliche Verlauf des Schalldruckabfalles von einem logarithmischen Dämpfungsschreiber registriert. Durch diese Tonbandumspielung wurde die gemessene Nachhallzeit im Verhältnis 1 : 10 gedehnt

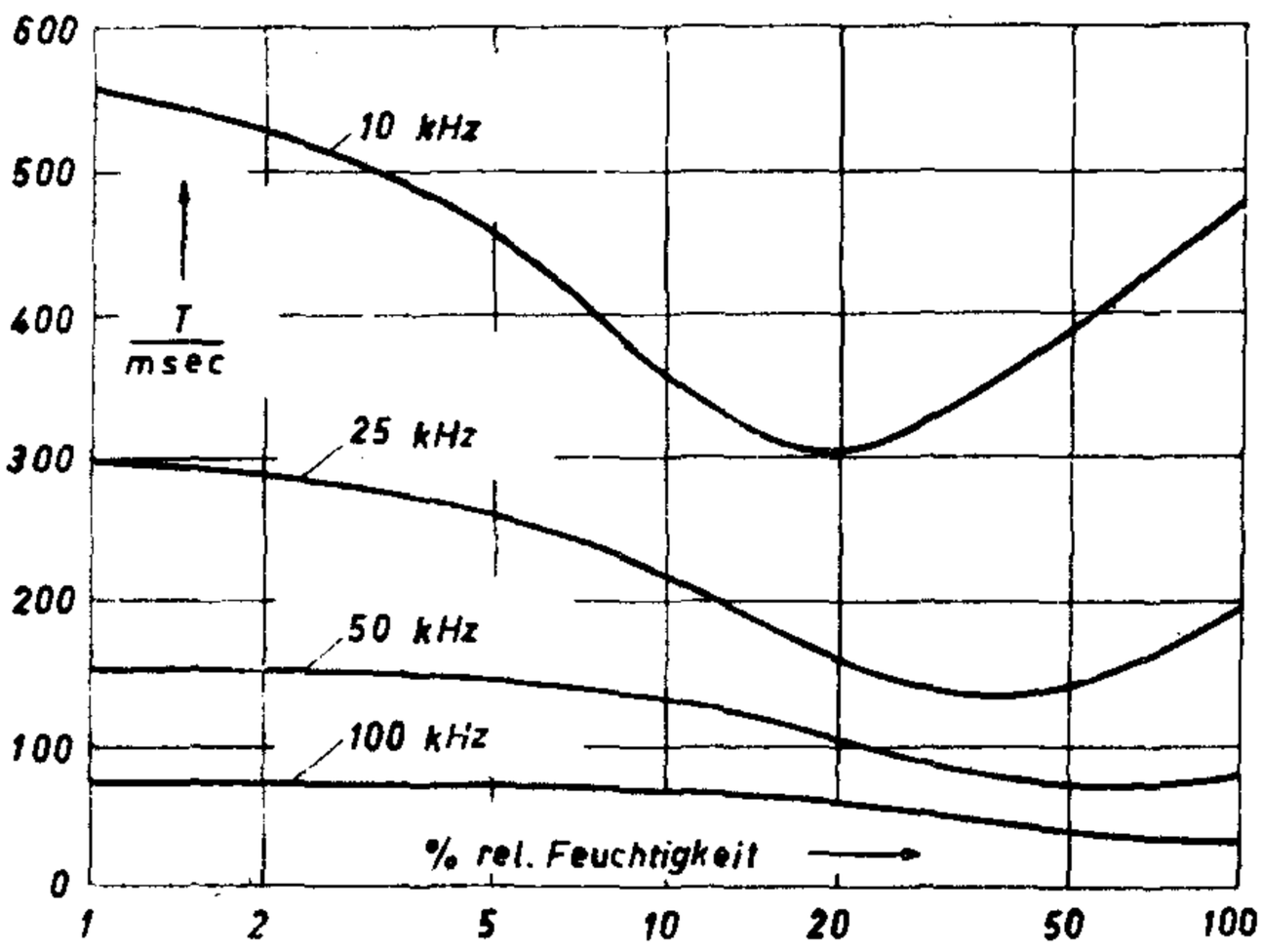


Abb. 1. Verlauf der im Glasmodell gemessenen Nachhallzeiten in Abhängigkeit von der relativen Feuchtigkeit und der Frequenz.

und somit einer genaueren Ermittlung zugänglich gemacht. Die Trocknung der Luft im Modell erfolgte mit Silicagel.

Auswertung und Ergebnisse

Aus den gemessenen Nachhallzeiten (Abb. 1) wurde mit Hilfe der Sabine'schen Nachhallformel die Schallabsorption in Luft berechnet. Die Absorption des Schalles an den Glaswänden des Modells wurde dabei durch Einsetzen der unvermeidlichen äquivalenten Absorptionsfläche[4] in die Nachhallformel berücksichtigt.

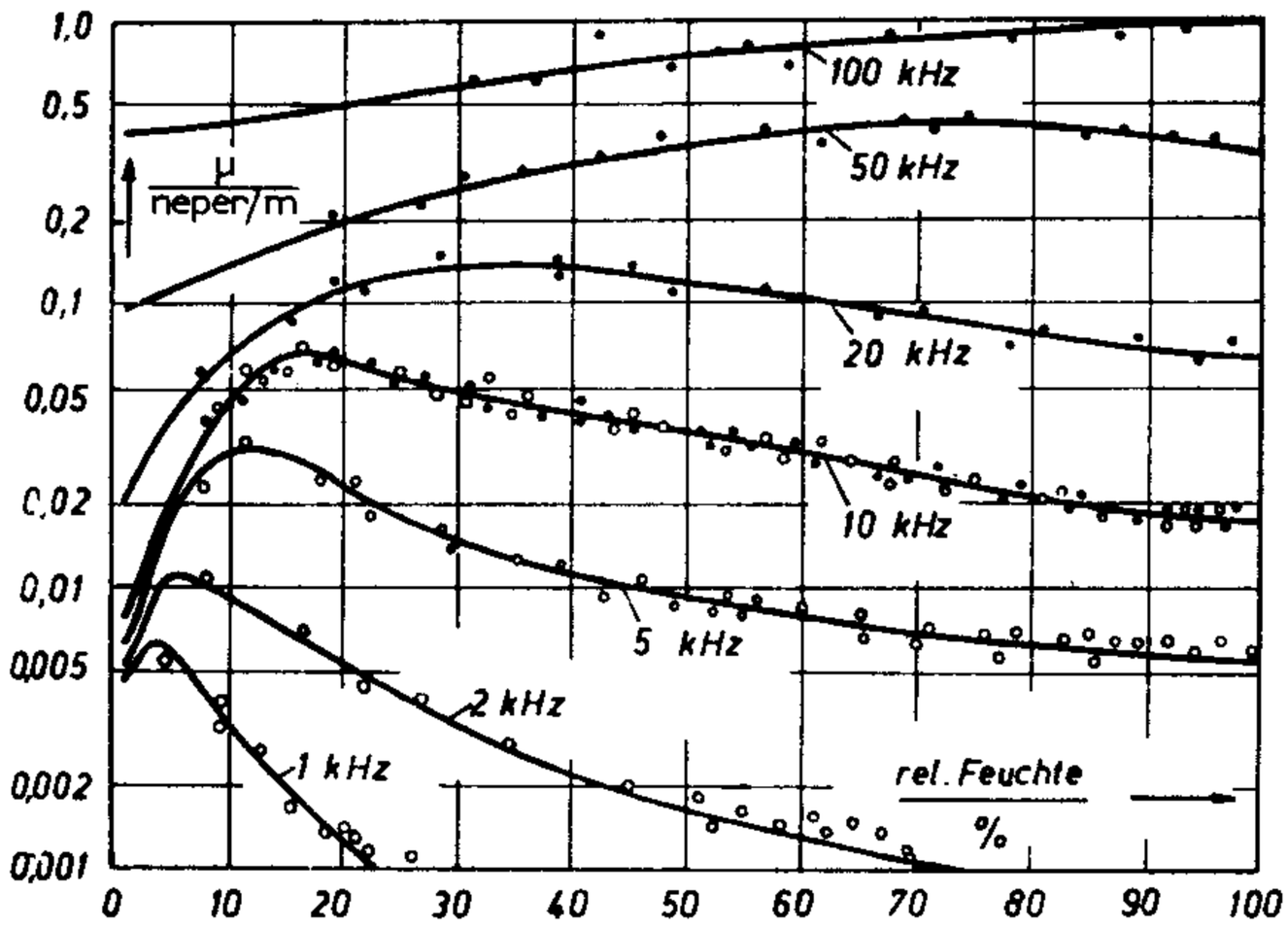


Abb. 2. Luftdämpfung von Schall in Abhängigkeit von der relativen Feuchtigkeit und der Frequenz.
o o o Messwerte von EVANS UND BAZLEY[1],
• • • eigene Messwerte,
——— theoretischer Kurvenverlauf.

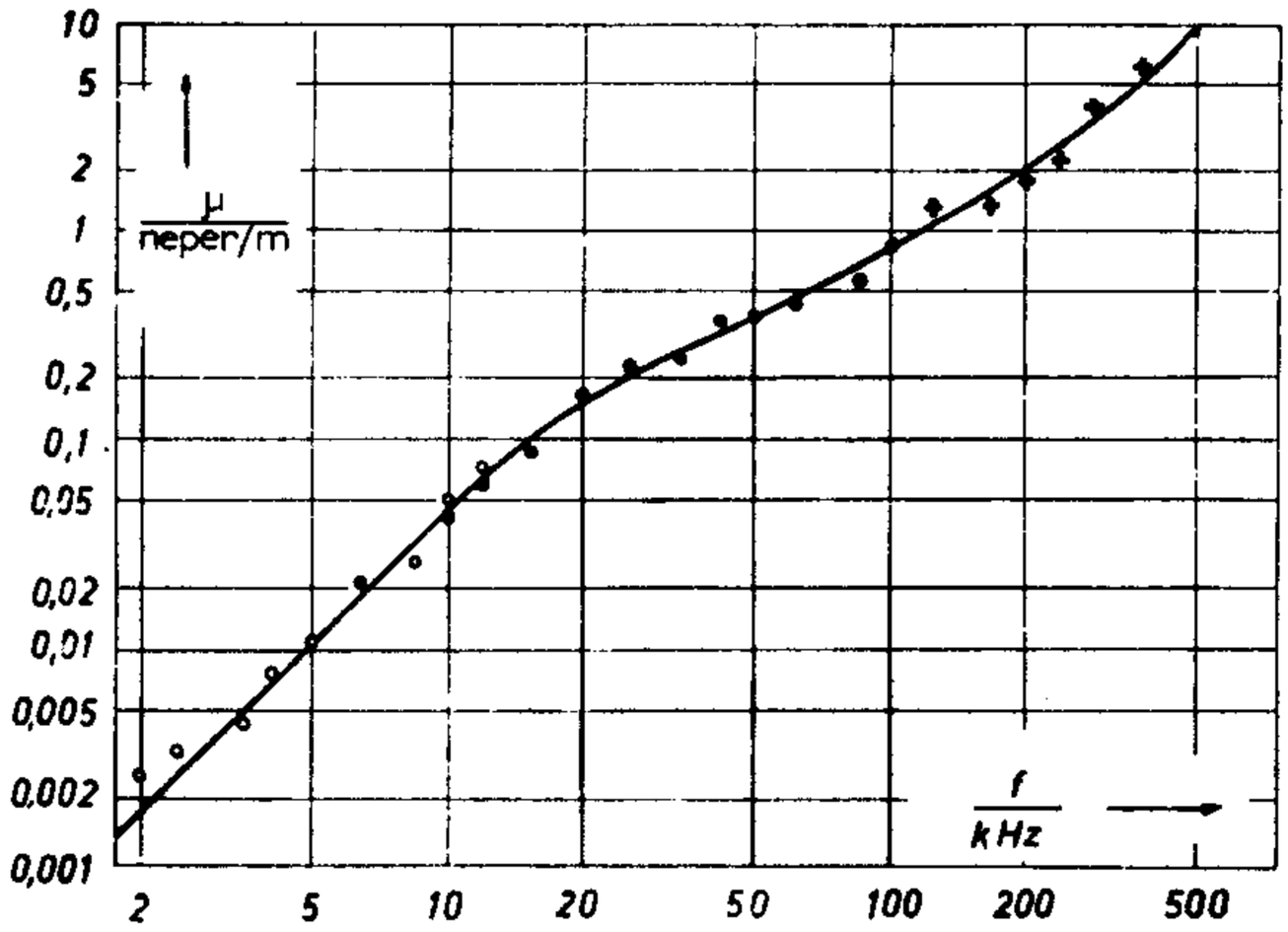


Abb. 3. Luftdämpfung von Schall als Funktion der Frequenz bei 37% relativer Feuchtigkeit.
o o o Messwerte von EVANS UND BAZLEY[1],
+ + + Messwerte von SIVIAN[2],
• • • eigene Messwerte,
——— theoretischer Kurvenverlauf.

In den Abb. 2 und 3 ist die Schallabsorption von Luft als Funktion der relativen Feuchtigkeit und der Frequenz dargestellt. Zum Vergleich wurde auch der theoretische Kurvenverlauf und die Messpunkte anderer Autoren aufgetragen.

Diskussion der Resultate

Die Berechnung der theoretischen Werte der Schallabsorption von Luft, die in einen klassischen und einen molekularen Anteil zerfällt, erfolgte nach den Formeln

von SIVIAN[2] $\mu_{kl} = (33 + 0{,}2 \cdot T) \cdot f^2 \cdot 10^{-12}$ neper/m

mit f = Frequenz in Hz, T = Temperatur in °C,

und KNESER[5] $\mu_{mol} = \dfrac{M \cdot f}{\dfrac{2\pi f}{k} + \dfrac{k}{2\pi f}}$ neper/m

Für M wurde der Wert $1{,}25 \cdot 10^{-5}$ in Sek.m^{-1} eingesetzt, was einer mittleren Zimmertemperatur von 20° C entspricht, und die Grösse der Relaxationsfrequenz k der empirischen Formel $k = 1{,}92 \cdot h^{1,3} \cdot 10^5$ Sek.$^{-1}$ entnommen, wobei h das Verhältnis von Wasserdampfdruck zu Barometerdruck in Prozente angibt.

Wie man sieht, ergab sich eine gute Übereinstimmung der eigenen Messwerte mit denen der Theorie und auch der Anschluss an die Messergebnisse anderer Autoren in den benachbarten Frequenzgebieten ist vorhanden.

LITERATUR

1. E. J. EVANS UND E. N. BAZLEY, *Acustica*, 6 (1956) 238.
2. L. J. SIVIAN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 19 (1947) 914.
3. F. SPANDÖCK, *Ann. Phys.*, 20 (1934) 338.
4. L. CREMER, *Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik*, Hirzel, Leipzig, 1950, Bd. III, Kap. 13.
5. H. O. KNESER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 5 (1933) 122.

Velocity of Sound in Steam*

H. B. KARPLUS

Physics Division, Armour Research Foundation, Chicago, Ill. (U.S.A.)

The velocity (c) of sound in wet steam has been derived[1, 2] from the well-known relation of sound velocity in terms of the rate of change of pressure (p) with density (ϱ) at constant entropy (S) of the system: $c^2 = (\partial p/\partial \varrho)_S$. In terms of the quality factor (q), that is the ratio of the mass of vapor phase to the total mass, specific volume of the liquid phase V_f and its specific entropy S_f and the changes of these quantities on evaporation V_e, S_e, ($V_e = V_g - V_f$), the relation becomes by a simple algebraic manipulation

$$c = (qV_e + V_f)\left[q\frac{\mathrm{d}V_e}{\mathrm{d}p} - q\frac{V_e}{S_e}\left(\frac{\mathrm{d}S_e}{\mathrm{d}p}\right) + \frac{dV_f}{\mathrm{d}p} - \frac{V_e}{S_e}\left(\frac{\mathrm{d}S_f}{\mathrm{d}p}\right)\right]^{-1/2}$$

Results are shown graphically in Fig. 1. It should be noted that velocity decreases monotonically with increasing liquid phase and changes discontinuously at both extremes when either of the two phases disappears. This phenomenon is explained readily in Fig. 2 which shows pressure *vs* density at constant entropy. These curves though of necessity continuous show a discontinuous derivative at the lines separating the pure phase from the mixture.

The discontinuity of the vapor line in part explains the large difference in observed velocity as reported in the handbooks[3–7]. Velocity has been reported for superheated steam[10, 11, 12] and for saturated steam[8, 9, 10] where the velocity is not single valued. In fact, almost any velocity may be obtained down to 1 m/sec if enough liquid phase is present. Thus, the results of JAEGER[9] and the value given at 100° C by TREITZ[10] (405 m/sec) lead to the conclusion that the vapor used contained about 12 per cent by weight of water droplets. The *Handbuch der Physik*[7] actually puts a note "gesättigt", *i.e.* saturated, opposite the results of TREITZ. As far as the results at 110, 120, 130° C are concerned, it is in error as the original thesis clearly indicates that these readings were taken at atmospheric pressure and thus in superheated steam. TREITZ also neglected tube wall effects. If these are taken into account the difference between TREITZ and SHILLING[11] is reduced but TREITZ's result is still almost 20 per cent less than SHILLING's value of 471.5 m/sec, which is in excellent agreement with the known thermodynamic properties of steam ($c^2 = \gamma p \varrho$). The question then arises, why there is still this large difference between these two observers for superheated steam.

We postulate that even superheated steam can contain water droplets whose radius in terms of surface tension T is given by $r = 2T/\Delta p$, where Δp is the difference between ambient pressure and condensation pressure at that temperature. This droplet size would be a stable equilibrium size insofar as vapor would condense on smaller ones

* Supported by the Atomic Energy Commission.

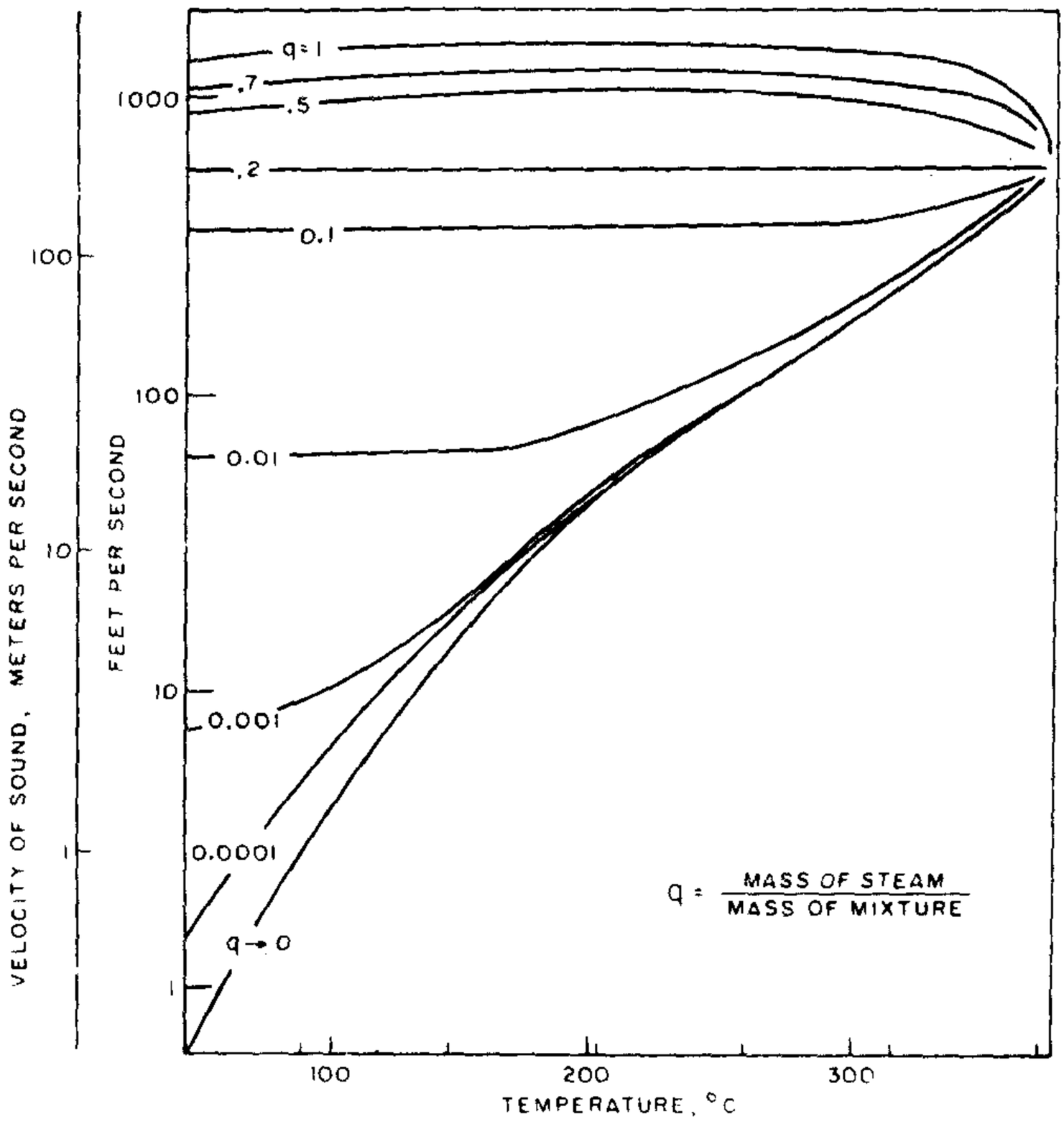


Fig. 1. Velocity of sound in wet steam for several values of quality q.

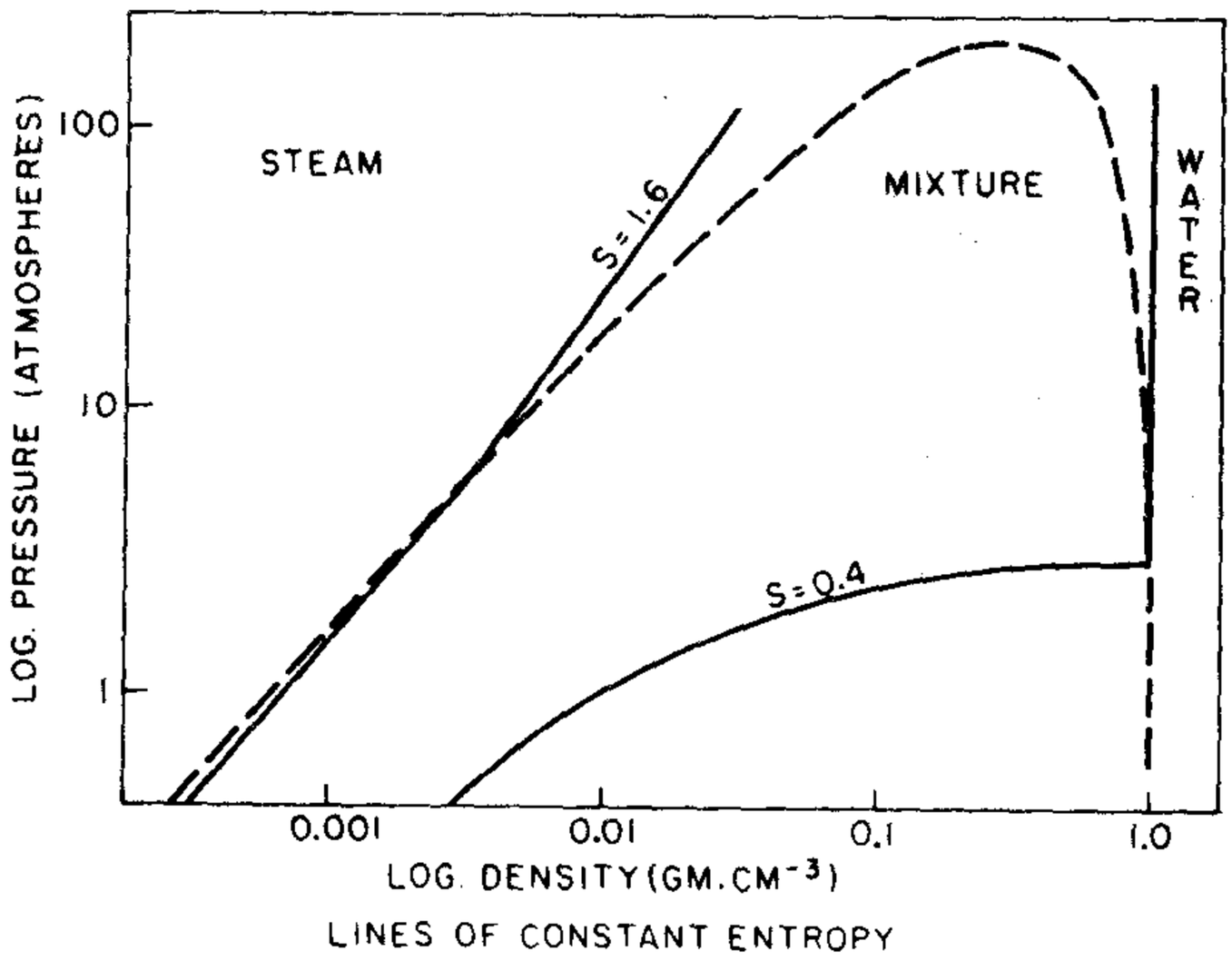


Fig. 2. Variation of pressure with density at constant entropy for the system water–steam.

whereas larger ones will evaporate down to this size. Near the critical point, *i.e.* at high pressure, droplets in superheated vapor have been observed by means of their Raman spectra absorption[13, 14].

It appears at first somewhat paradoxical that small droplets can exist in stable equilibrium with superheated vapor but not with saturated vapor ($\Delta p = 0$), where only a flat surface $r = \infty$ is in thermal equilibrium. FRENKEL[15] explains this by postulating a thin layer of superheated vapor around each droplet which is hotter than the mean temperature of the bulk of the saturated vapor. The ultimate, stable configuration is a complete separation of the two phases.

In the superheated vapor collision between droplets will tend to eliminate one of the colliding droplets as the oversized droplet formed evaporates down to equilibrium size. Thus, this mixture also has only limited stability, but would continue long enough in this state to have perturbed Treitz' experiment.

It should be noted that SHILLING took great care to devise elaborate filters to eliminate liquid droplets from his superheated steam. The above consideration of droplet evaporation by collision explains the effectiveness of Shilling's filters and hence the consistency of his results as contrasted to those of his predecessors.

Of the handbooks listed[3–7] only the *International Critical Tables*[3] and the *A. I. P. Handbook*[4] mention Shilling's work which is superior to what has been given before in avoiding a pitfall and far more extensive than the one measurement by BILLHARTZ AND BISHOP[12] used to check a measuring technique. It is hoped that the other handbooks will make suitable changes in future editions.

REFERENCES

1. H. B. KARPLUS, *Bull. Am. Phys. Soc.*, Ser. II, 3 (1958) 374.
2. H. B. KARPLUS, *Atomic Energy Commission Report* ARF 4132–12.
3. *International Critical Tables*, McGraw-Hill, 1930, ref. 8, 9, 10, 11.
4. *A. I. P. Handbook*, McGraw-Hill, 1957, ref. 3.
5. LANDOLT-BÖRNSTEIN, *Zahlenwerte und Funktionen 4*, Band 3, Springer 1955, ref. 8, 9, 10, 12.
6. *Handbook of Chemistry and Physics*, Chemical Rubber Publishing Co., ref. 8, 10.
7. *Handbuch der Physik*, Band 7, Springer, 1927, ref. 8, 9, 10.
8. A. MASSON, *Phil. Mag.*, 13 (1857) 533.
9. W. JAEGER, *Ann. Phys.*, 36 (1889) 165.
10. W. TREITZ, *Dissertation*, Bonn 1903.
11. W. G. SHILLING, *Phil. Mag.*, Ser. 7, 3 (1927) 273.
12. W. H. BILLHARTZ AND F. L. BISHOP, *J. Acoust. Soc. Am.*, 7 (1936) 225.
13. G. S. LANDSBERG, *Bull. Acad. Sci. U.S.S.R., Phys. Ser.*, 3 (1938) 373.
14. S. A. UKHOLIN, *Compt. rend. acad. sci. U.R.S.S.*, 16 (1937) 395.
15. J. FRENKEL, *Kinetic theory of liquids*, Oxford Univ. Press. 1946, Chapter VII.

Die Schwingungsrelaxation in flüssigem und gasförmigem Chlor

E. SITTIG

I. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Stuttgart (Deutschland)

Schwingungsrelaxation als Ursache für Schallabsorption in Flüssigkeiten ist bislang nur für Substanzen mit drei - und mehratomigen Molekülen nachgewiesen worden[1, 2]. Wofern auch die Relaxationsgebiete im Gaszustand vermessen wurden, verhielten sich die zu zwei Zuständen bei derselben Temperatur gehörigen Relaxationszeiten annähernd wie die reziproken Dichten.

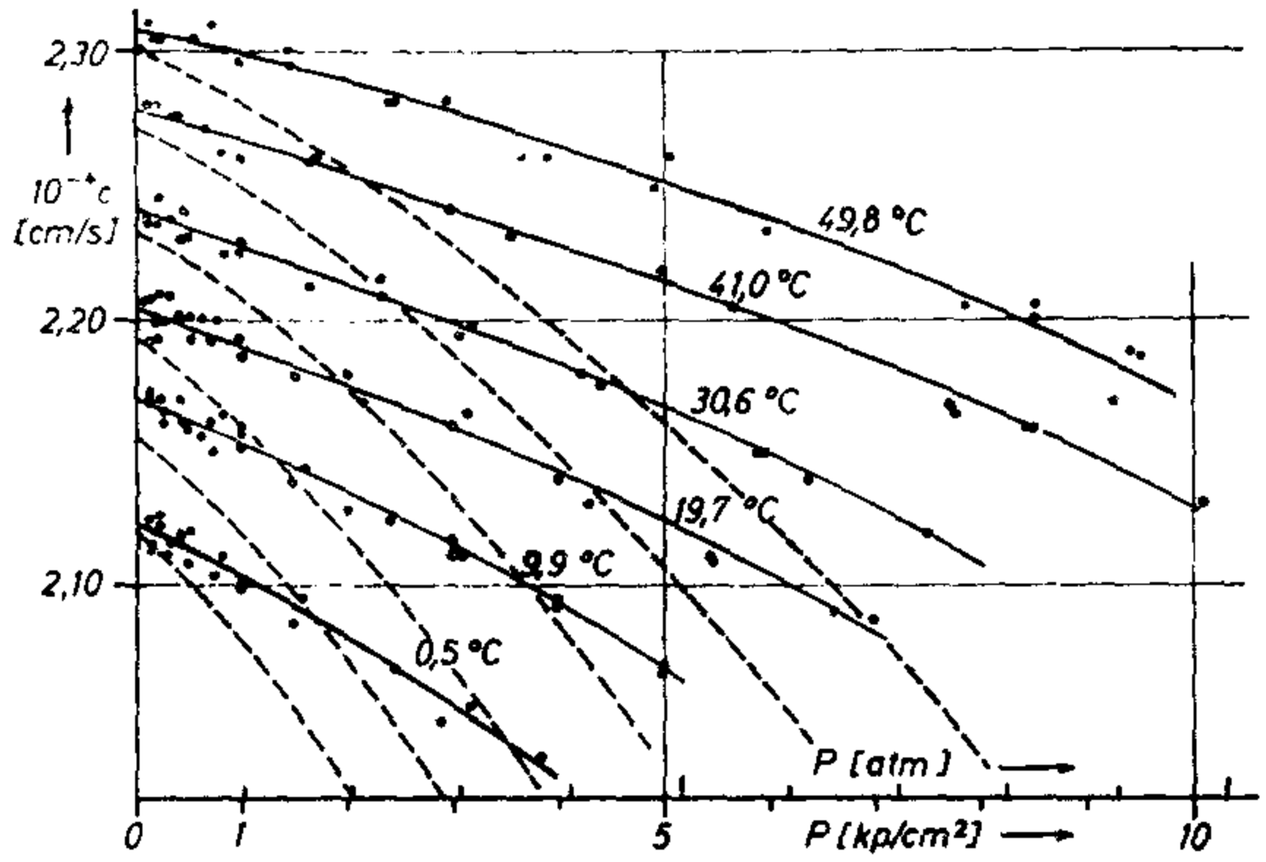


Abb. 1. Messwerte der Schallgeschwindigkeit in Cl_2- Gas bei $f \approx 1$ MHz.
- - - - -: $c = \sqrt{1{,}40(\partial p/\partial \varrho)_T}$

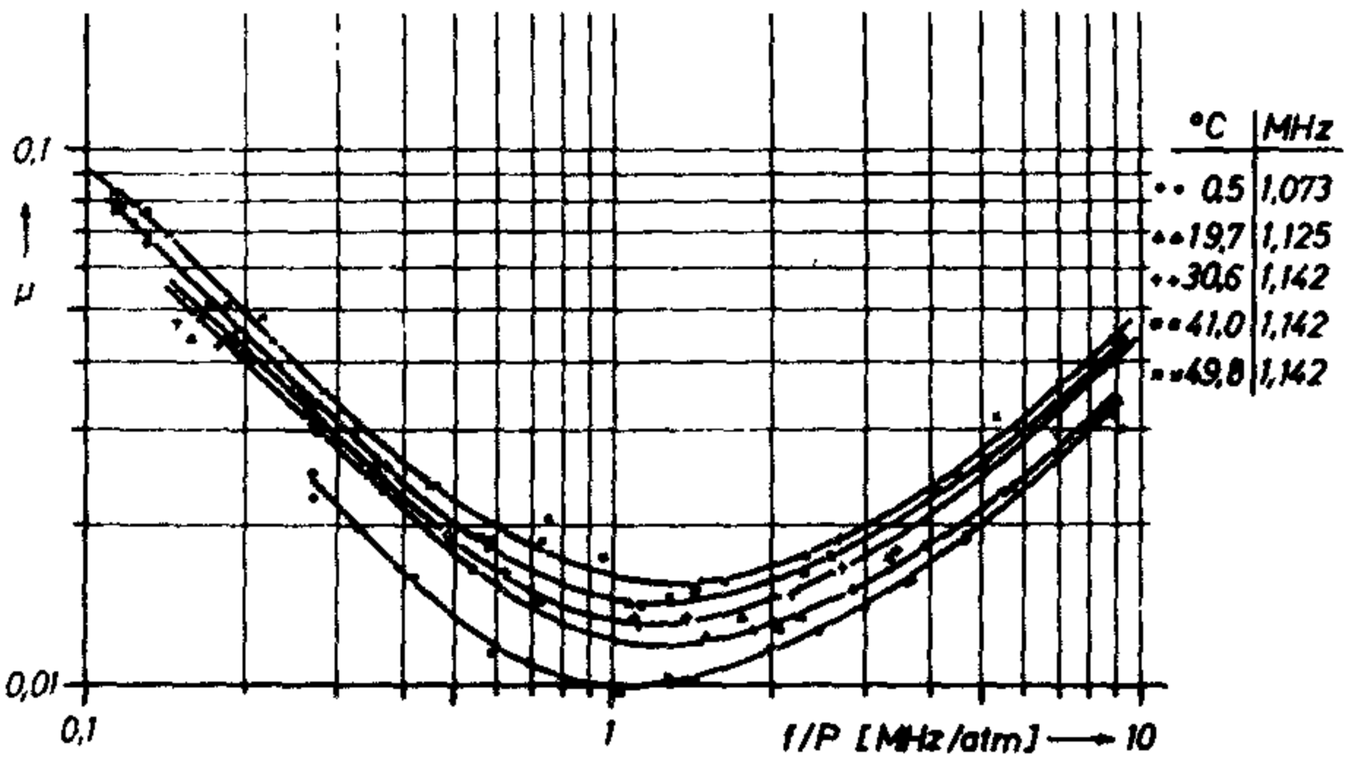


Abb. 2. Messwerte der Schallabsorption in Cl_2-Gas.

Um dies auch bei homonuklearen Substanzen, bei denen übersichtlichere Verhältnisse vorliegen, nachzuprüfen, wurden Messungen an Cl_2 im flüssigen und gasförmigen Zustand vorgenommen. Wie auch Br_2 und J_2 besitzt Cl_2 recht kleine Schwingungsquanten und lässt daher einen kräftigen Effekt erwarten. Die durch die hohe Korrosivität verursachten experimentellen Probleme liessen sich befriedigend lösen.

Mit einer Impulsmethode wurden Schallgeschwindigkeit und -absorption gemessen, im Gaszustand bei etwa 1 MHz zwischen 0,1 Atm. und dem Dampfdruck, im flüssigen Zustand beim Dampfdruck zwischen 1 und 35 MHz. Die Ergebnisse zeigen die Abb. 1, 2, 3 und 4.

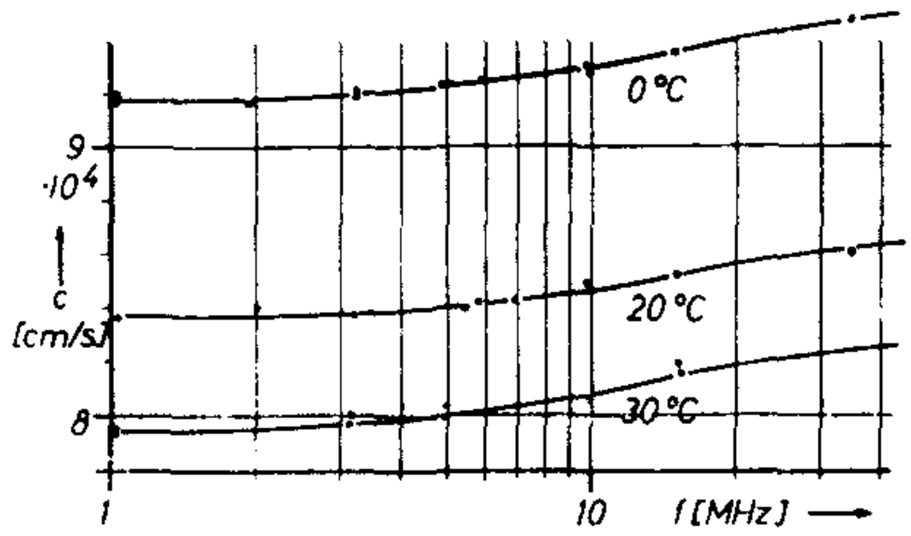


Abb. 3. Messwerte der Schallgeschwindigkeit c im verflüssigten Cl_2.

Der Nichtidealität des Gases wurde Rechnung getragen durch Berechnung einer Virialdarstellung

$$z = \frac{pM}{\varrho RT} = 1 + B(T)\varrho + C(T)\varrho^2 \qquad (1)$$

aus der Dichte ϱ beim Druck $p = 1$ Atm.[3] und beim Dampfdruck[4]. Bei der Auswertung wurden die Messwerte bezüglich der Nichtlinearität des Zusammenhangs $\varrho = \varrho(p)$ und der Druckabhängigkeit der Molwärmen c_p und c_v korrigiert. Dabei wurde $c_p - c_v$ aus der Zustandsgleichung und c_p/c_v aus Zustandsgleichung und Schallgeschwindigkeitsdaten der Abb. 1 bestimmt.

Ebenso wurden die Daten[4] und die Messwerte der Schallgeschwindigkeit aus Abb. 3 zur Bestimmung von c_v der Flüssigkeit benutzt. c_p wurde aus Messwerten bei —80 °C extrapoliert.

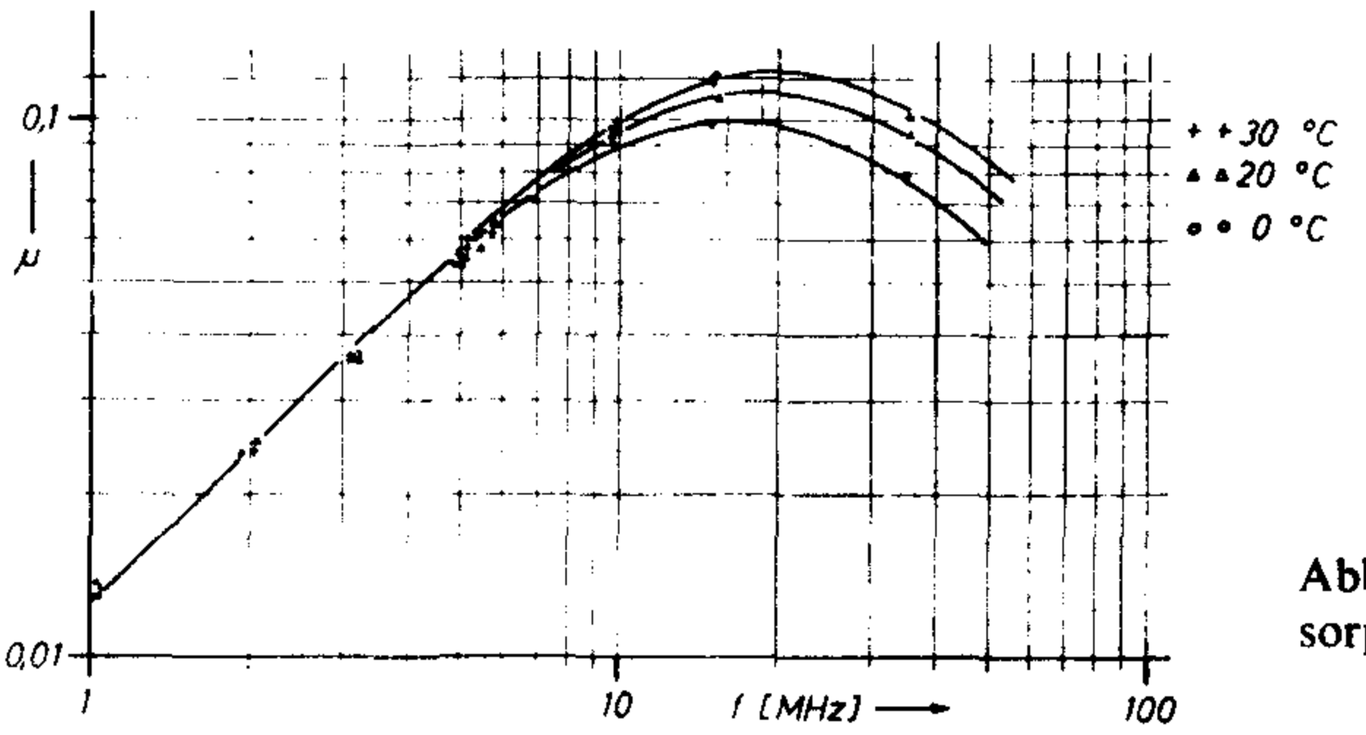


Abb. 4. Messwerte der Schallabsorption in flüssigem Cl_2.

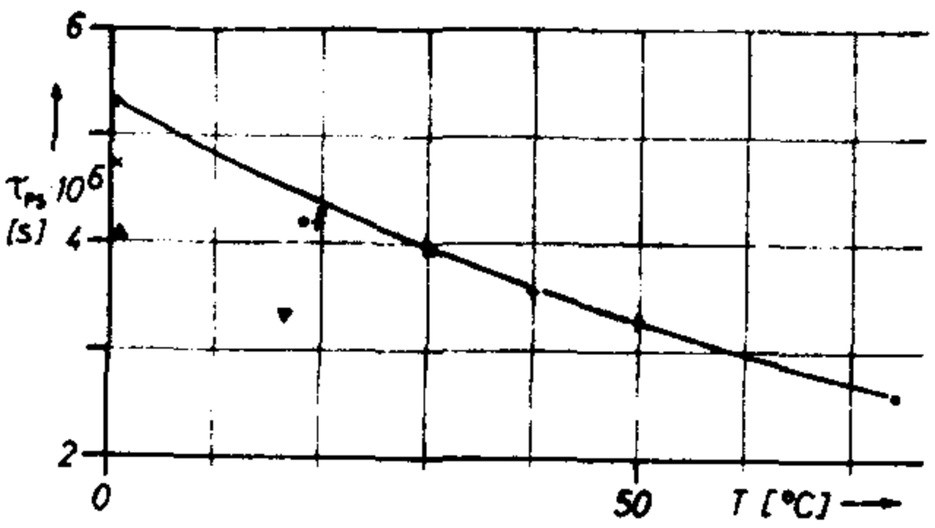


Abb. 5. Die adiabatisch-isobaren Relaxationszeiten in Cl_2-Gas bei 1 Atm.
+ + + Eigene Messungen im Gas.
× × × Eigene Messungen in der Flüssigkeit.
o o o Messwerte von EUCKEN UND BECKER[6].
▲ Messwert von SCHULZE[7].
▼ Messwert von RICHARDSON[8].

Bei der Flüssigkeit stimmen dann die Messwerte von μ_{max} innerhalb 10% mit dem Rechnungswert überein. Der Fehler ist der Ungenauigkeit von c_p zu zuschreiben.

Die Relaxationszeiten im Gas und die mittelst

$$\tau_{gas} = \tau_{flüss} \cdot \varrho_{flüss} / \varrho_{gas} \tag{2}$$

reduzierten Flüssigkeitswerte zeigt Abb. 5. Gas- und Flüssigkeitswerte stimmen innerhalb 10% miteinander und mit den Messwerten von EUCKEN UND BECKER[6] überein, weniger gut mit denen von SCHULZE[7] und RICHARDSON[8].

Nimmt man die Beziehung

$$\tau = Z(T)\,\tau_c \tag{3}$$

mit τ_c = mittlere Stosszeit als gültig an, so sollte bei gleicher Temperatur $\tau_c \sim L$ (freie Weglänge) sein. Das von LITOVITZ[9] verwandte Zellenmodell gibt

$$\frac{L}{\sigma} = 2\,[2^{-1/6}\,(\varrho/\varrho_m)^{-1/3} - 1] \tag{4}$$

(σ = Moleküldurchmesser, ϱ_m = Dichte der dichtesten Kugelpackung), das gewöhnliche kinetische Gasmodell gibt

$$\frac{L}{\sigma} = (2\pi\varrho/\varrho_m)^{-1} \tag{5}$$

Letzteres stellt daher die Messergebnisse besser dar als Gl. (4), die im Untersuchungsbereich um 50% zu tiefe Werte für L liefert.

LITERATUR

1. M. C. HENDERSON UND L. PESELNICK, *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (1957) 181 und 769.
2. R. BASS UND J. LAMB, *Proc. Roy. Soc.* (*London*) *A*, 243 (1957) 94.
3. A. EUCKEN UND G. HOFFMANN, *Z. physik. Chem. B*, 5 (1929) 442.
4. *Handbook of Chemistry and Physics*, Chemical Rubber Publ. Co., Cleveland, Ohio, 28th Ed. 1944, S. 1763.
5. A. EUCKEN UND M. KARWAT, *Z. physik. Chem.*, 112 (1924) 475.
6. A. EUCKEN UND R. BECKER, *Z. physik. Chem. B*, 27 (1934) 235.
7. R. SCHULZE, *Ann. Phys.*, 34 (1939) 41.
8. E. G. RICHARDSON, *J. Acoust. Soc. Am.*, 31 (1959) 152.
9. T. A. LITOVITZ, *J. Chem. Phys.*, 26 (1957) 469.

Compressional Relaxation in Liquids

J. H. ANDREAE, P. D. EDMONDS AND P L. JOYCE
Imperial Chemical Industries Ltd., Welwyn, Herts. (Great Britain)

In these laboratories we are attempting to develop the compressional relaxation method into a versatile instrument for chemists. Our programme is divided between the construction of apparatus[4] and the demonstration of its usefulness.

The applications, in which we are interested, fall into three categories:

(*a*) The structure and flexibility of molecules.
(*b*) The measurement of energies of dissociation, absorption, etc.
(*c*) The deduction of mechanisms of reactions.

TABLE I

RELAXATION FREQUENCIES IN CERTAIN LIQUIDS, NEAR 25° C, 30–230 MC/S

Liquid	*Relaxation Frequency*	*No relaxation found in*
Triethylamine[1]	90 Mc/s	
Diethylaminoethanol	80 Mc/s	Tri-*n*-butylphosphine
Triethanolamine*	115 Mc/s	Diethylamine
Tri-n-propylamine	85 Mc/s	*Diethanolamine, Dimethylaminoethanol*
Tri-*n*-butylamine[2]	55 Mc/s	Diethylaniline, Dimethylaniline

* 42° C.

Category (*a*). Table I and Fig. 1 represent the initial stages of a detailed study of rotational isomerism. Briefly, the results shown in Table I suggest that an inversion of the molecule (as in NH_3) may be responsible for the relaxation in triethylamine and related liquids. In Fig. 1 the relaxation frequencies, which we have measured in a series of halogenated ethanes, propanes and butanes, are seen to indicate an order of steric hindrance for combinations of halogens and alkyl groups on the two carbon atoms terminating the rotating bond.

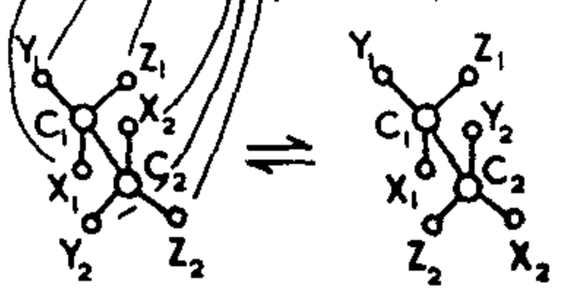
Category (*b*). The calculation of the change of free energy ΔG, of enthalpy ΔH, of entropy ΔS and of volume ΔV from compressional relaxation measurements is conveniently based on the formula[1]

$$\frac{2\mu_{max}}{\pi} = \frac{\gamma - 1}{C_p - \Delta C_p}\left\{1 - \frac{\Delta V}{\Delta H}\cdot\frac{C_p}{V\theta}\right\}^2 \Delta C_p \qquad (1)$$

where μ_{max} is the maximum absorption per cycle, $\gamma = C_p/C_v$ is the ratio of the specific heats, θ is the expansivity, and the relaxing specific heat ΔC_p will be some function

RELAXATION FREQUENCIES (Mc/s)

H R_1 H		68 X=I	Cl 151 Br 122 I 88	> 400 $R_1 = CH_2Br$
H R R				> 250
H R X			53 X=Br	
H X H		21 X=Br	Cl 61 Br 42 X=Br R=Et 41	Cl 74 Br 62 I 69
H X X	14* X=Br			
	X	X	X	α
	X	α	α	α
	H	α	H	H



H = HYDROGEN
R = METHYL UNLESS OTHERWISE STATED
X = Cl, Br, I
* Krebs + Lamb

Fig. 1. Rotational isomers of ethane-type molecules.

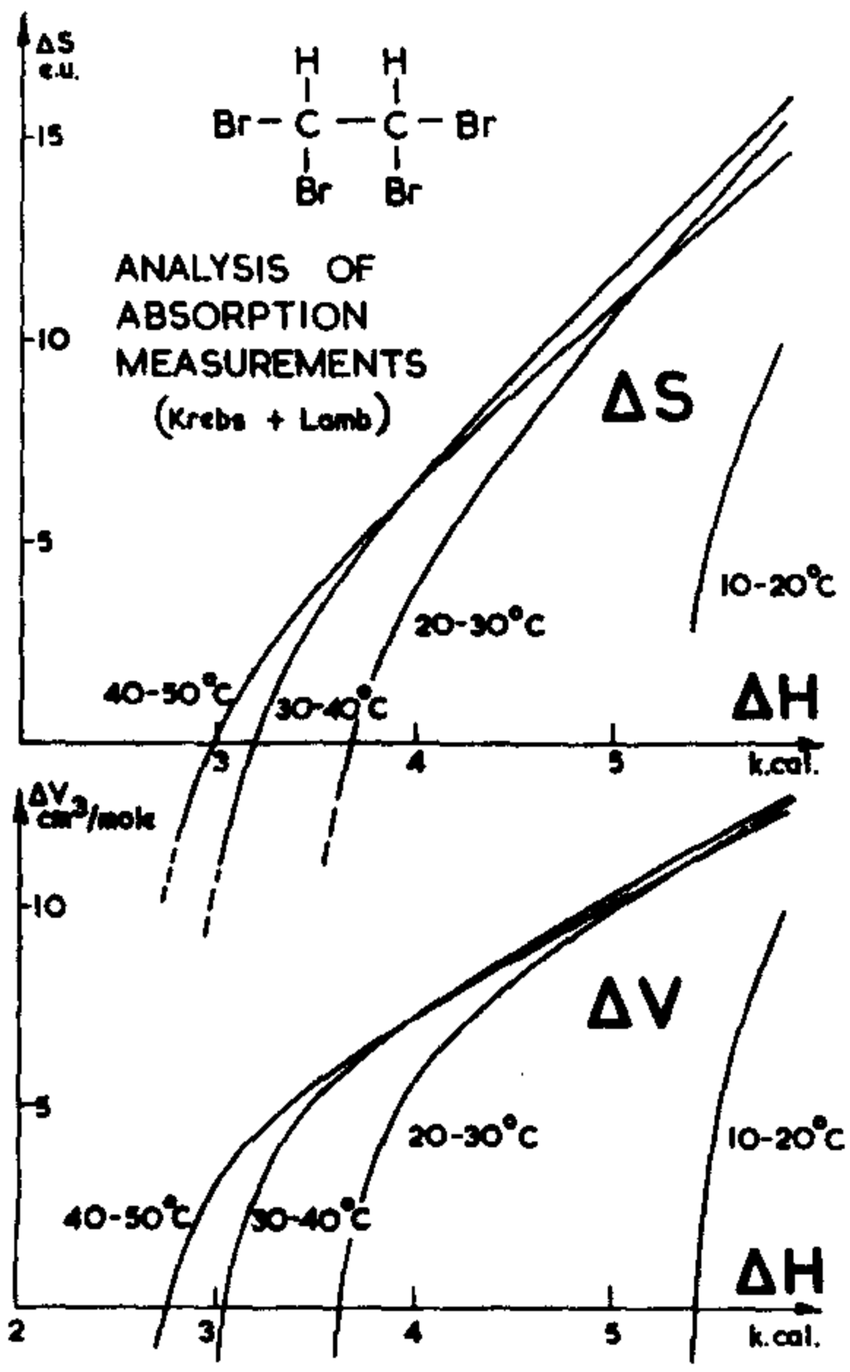


Fig. 2.

of ΔH, ΔS, ΔV and composition. When (1) this function is known, (2) the temperature and pressure dependence of μ_{max} are known, and (3) the assumption is made that ΔH, ΔS and ΔV change only slowly with temperature and pressure, we can solve Eq. (1) for these parameters.

In the past[2, 3], values of ΔH and ΔS have been obtained, when the pressure dependnce of μ_{max} is not known, by assuming $\Delta V = 0$. Equation (1) can, however, be exploited without making this assumption if the possible values of ΔS and ΔV are computed for a range of values of ΔH. In Fig. 2 the allowed values of these parameters are shown for the ultrasonic measurements[2] on $CHBr_2CHBr_2$; we are indebted to LAMB for giving us his numerical data. It will be seen that the curves in Fig. 2 are incompatible with the $\Delta H = 0.75$ kcal/mole from infrared measurements quoted by KREBS AND LAMB[2].

Category (*c*). The deduction of mechanisms of reactions has not been explored yet.

REFERENCES

1. E. L. HEASELL AND J. LAMB, *Proc. Roy. Soc. A*, 237 (1956) 241.
2. K. KREBS AND J. LAMB, *Proc. Roy. Soc. A*, 244 (1958) 558.
3. E. FREEDMAN, *J. Chem. Phys.*, 21 (1953) 1784.
4. J. H. ANDREAE AND P. D. EDMONDS, in L. CREMER (Ed.), *Proc. Third Intern. Congr. Acoust.*, Elsevier, Amsterdam, 1961, p. 556.

Untersuchung der Ultraschallwellenabsorption bei hoher Temperatur und hohem Druck

V. F. NOZDREV, B. I. KALYANOV UND M. G. SHIRKEVICH
Laboratorium für Molekularakustik am Krupskaja-Institut, Moskau (U.d.S.S.R)

In den meisten Fällen wird die Ultraschallabsorption in Flüssigkeiten gemessen, die mit ihrem eigenen Dampf koexistieren. In diesem Falle ist die theoretische Analyse der Gesetzmässigkeiten im Verhalten der Flüssigkeit kompliziert, weil sich gleichzeitig die Temperatur und Dichte ändern. Unserer Meinung nach ist es besser, nur eine Phase nach Isothermen und Isochoren bis zur Sättigungskurve zu untersuchen. Das geschieht durch die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Ultraschallparameter (Geschwindigkeit, Absorptionskoeffizient, Relaxationszeit) bei jeweils konstanten Dichten. Die gleichzeitige Messung des Druckes erlaubt, die Kompressibilität und Wärmekapazität zu berechnen.

In der Literatur gibt es auf diesem Gebiet einzelne Untersuchungen für die flüssige Phase[1, 4]. Hier werden die Ergebnisse folgender Untersuchungen gebracht: 1. der Temperaturabhängigkeit der Ultraschallgeschwindigkeit (c) und -absorption (α) in

der flüssigen Phase des Methylalkohols bei verschiedenen konstanten Dichten; 2. der Temperatur- und Frequenzabhängigkeit der Absorption in Äthylazetat bei $\varrho = \text{const}$.

Für die Messungen wird die akustische Impulsmethodik zweier fixierter Abstände[1] angewandt.

In verschiedenen Abständen l_1 und l_2 vom Quarz, der nach beiden Seiten Ultraschallimpulse gleicher Amplitude ausstrahlt, stellt man zwei Reflektoren auf, die den ausstrahlenden Flächen des Quarzes parallel sind. Auf dem Schirm eines Oszillographen beobachtet man dann zwei reflektierte Impulse; die jeweilige Verzögerung zwischen ihnen bestimmt die Geschwindigkeit, die Differenz ihrer Amplituden (in dB) den Ultraschallabsorptionskoeffizienten. Der benutzte Autoklav ist aus nichtrostendem diamagnetischem Stahl hergestellt. In ihm ist ein Quarzhalter mit zwei parallelen Reflektoren eingebaut. Die Hochfrequenzspannung geht durch einen in Spezialglas eingeschmolzenen Leiter; dieses Glas ist luftdicht mit dem Autoklav verbunden. Autoklaven[1] haben ein Ventil, das das Auspumpen der Luft, die Ausfüllung mit der zu untersuchenden Flüssigkeit und die Druckmessung erlaubt. Die Temperatur wurde mittels eines thermoelektrischen Elementenpaares nach der Kompensationsmethode mit einer Genauigkeit bis 0,05° C gemessen. Die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung liegt bei 3–5%, die der Absorptionsmessung bei 5–10%, je nach der Frequenz.

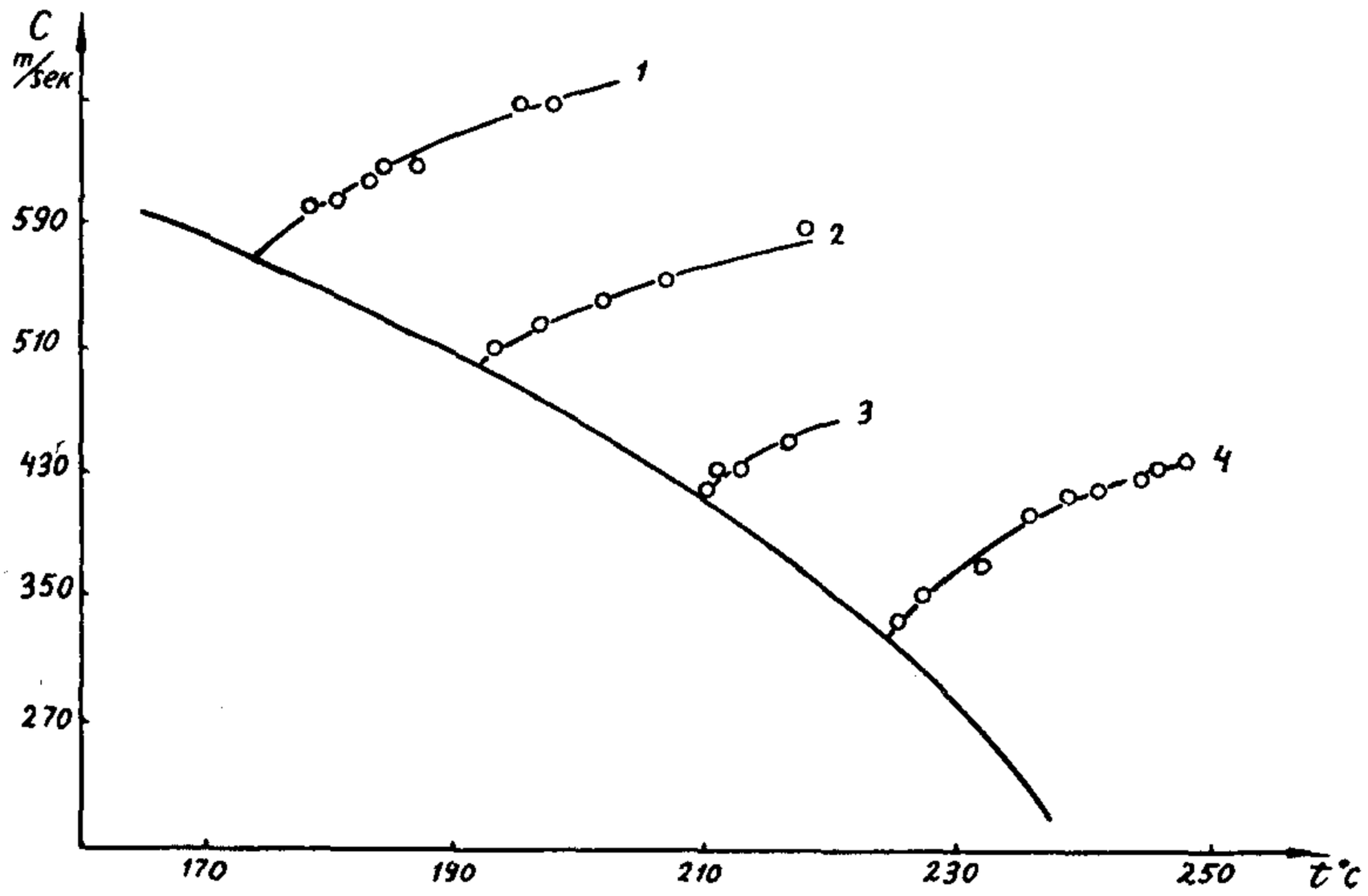


Abb. 1. Ultraschallgeschwindigkeit in der flüssigen Phase des Methylalkohols bei verschiedenen spezifischen Volumina und längs der Sättigungskurve:
1: $V = 1{,}665\ \text{cm}^3/\text{g}$
2: $V = 1{,}769\ \text{cm}^3/\text{g}$
3: $V = 1{,}900\ \text{cm}^3/\text{g}$
4: $V = 2{,}11\ \text{cm}^3/\text{g}$

Die Untersuchung der flüssigen Phase des Methylalkohols wurde für sechs spezifische Volumina durchgeführt. Abb. 1 stellt die Temperaturabhängigkeit der Ultraschallgeschwindigkeit in CH_3OH für die vier verschiedenen spezifischen Volumina 1,665 1,769 1,900 und 2,11 cm³/g und für die Temperaturabhängigkeit längs der Sättigungskurve dar. Für $V = 2{,}11\ \text{cm}^3/\text{g}$ ist die Untersuchung bis 250° C durchgeführt, was

die kritische Temperatur um 10 Grad übersteigt. Bei $V = \text{const.}$ hat die Geschwindigkeit also einen positiven Temperaturkoeffizienten. Nach vollkommener Ausfüllung des Autoklavs beobachtet man eine geringe Abnahme der Geschwindigkeit mit einem Durchgang durch ein Minimum, das einer um einige Grad höheren Temperatur als die Temperatur der vollkommenen Ausfüllung entspricht. Dieser Effekt tritt besonders deutlich bei grossen Dichten auf, was den Bedingungen des Experiments in Äthylazetat entspricht, wo dieses Minimum um einige Dutzend Grad verschoben ist. Mit der weiteren Steigerung der Temperatur erhält die Ultraschallgeschwindigkeit in Äthylazetat dann auch einen positiven Temperaturkoeffizienten. Die graphische Darstellung der Temperaturabhängigkeit der Geschwindigkeit in Äthylazetat wird hier aber nicht gebracht. Gleichzeitig wurde die Abhängigkeit $p = f(T)$ bei $\varrho = \text{const.}$ in den zu untersuchenden Flüssigkeiten gemessen.

Abb. 2 stellt die Abhängigkeit $\frac{\alpha}{\nu^2} \cdot 10^{17} = f(T)$ dar. Nach Abb. 2 vollzieht sich nach der Sättigung eine geringfügige Zunahme von $\frac{\alpha}{\nu^2}$ und diese Grösse geht durch ein Maximum. Das Maximum ist bei grösseren spezifischen Volumina deutlicher ausgeprägt. Der punktierten Kurve auf Abb. 2 entspricht die Temperaturabhängigkeit längs der Sättigungskurve. Alle Messungen in Methylalkohol sind bei einer Frequenz von 6 MHz und einem Druck bis 150 kg/cm² durchgeführt.

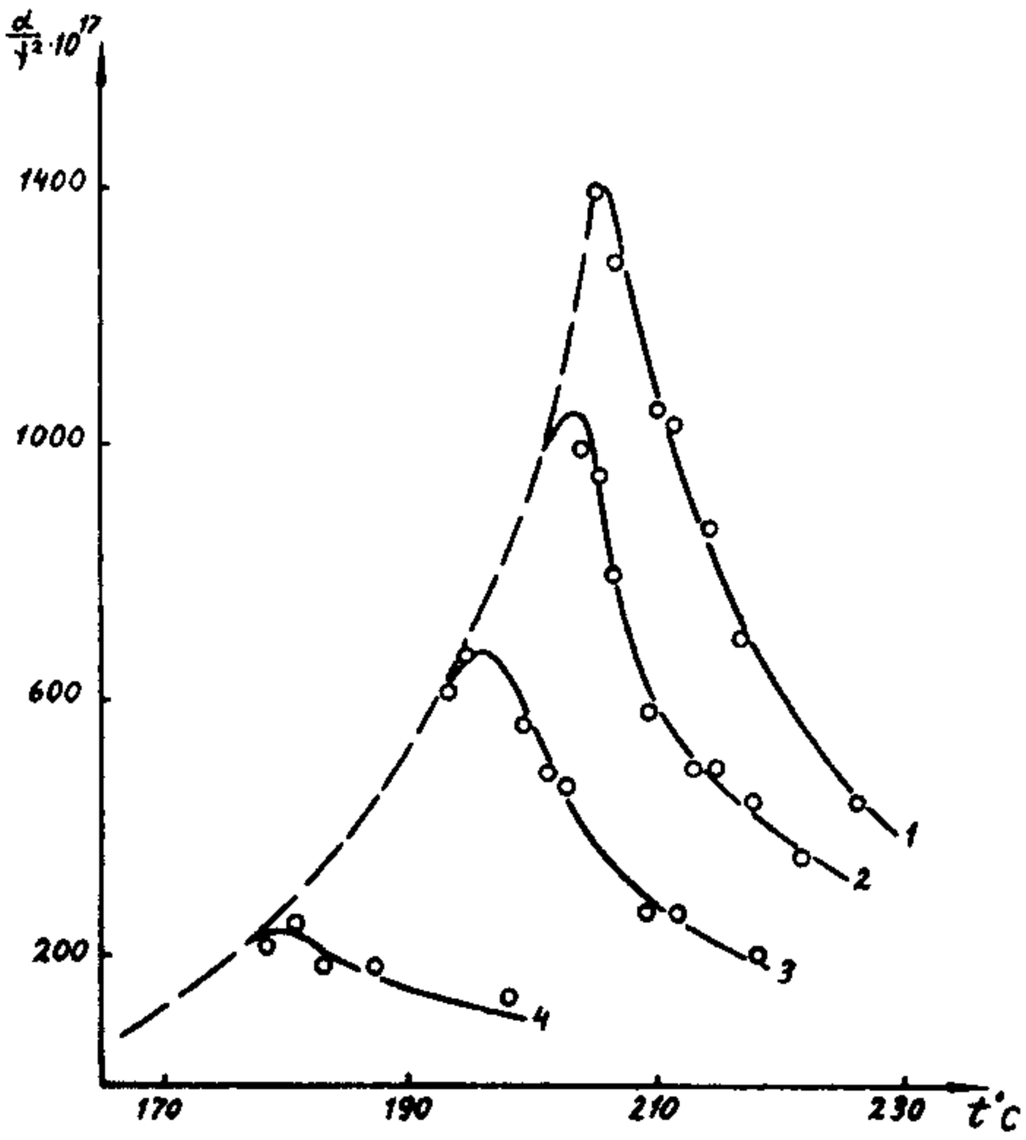


Abb. 2. Ultraschallabsorption in der flüssigen Phase des Methylalkohols bei verschiedenen spezifischen Volumina und längs der Sättigungskurve.
1: $V = 1{,}875\ \text{cm}^3/\text{g}$
2: $V = 1{,}834\ \text{cm}^3/\text{g}$
3: $V = 1{,}769\ \text{cm}^3/\text{g}$
4: $V = 1{,}665\ \text{cm}^3/\text{g}$

Die Messungen der Ultraschallgeschwindigkeit und -absorption in Äthylazetat sind bei $\varrho = 0{,}867\ \text{g/cm}^3$, im Intervall von 20° bis 160° C durchgeführt; der entsprechende Druck beträgt ca. 1000 kg/cm². Es wurde die Frequenzabhängigkeit für die sieben Frequenzen 10,02 12,77 18,12 19,75 23,55 26,9 und 33,2 MHz bestimmt. In Abb. 3 ist nur die Abhängigkeit bei 10,02 und 33,2 MHz dargestellt.

Die Temperaturabhängigkeiten bei den anderen Frequenzen nehmen eine Zwischenstellung ein. Nach der Abweichung von der Sättigungskurve (ca. 50° C) geht $\frac{\alpha}{\nu^2}$ ebenso

wie bei CH_3OH durch ein Maximum. Das Maximum ist nicht mehr so deutlich ausgeprägt, was mit den Angaben in Methylalkohol bei grossen Dichten übereinstimmt. Im ganzen Temperaturintervall beobachtet man mit der Zunahme der Frequenz eine Abhanme von $\frac{\alpha}{\nu^2}$. Das weist auf das Vorhandensein der Relaxationserscheinungen hin, die früher in diesem Frequenzintervall bei $T = 20°$ C festgestellt wurden[5].

Nach Abb. 1–3 hat die "echte" Temperaturabhängigkeit der Ultraschallgeschwindigkeit und -absorption in der flüssigen Phase bei $\varrho = \text{const.}$ das entgegengesetzte Vorzeichen wie die Temperaturabhängigkeit längs der Sättigungskurve, was von

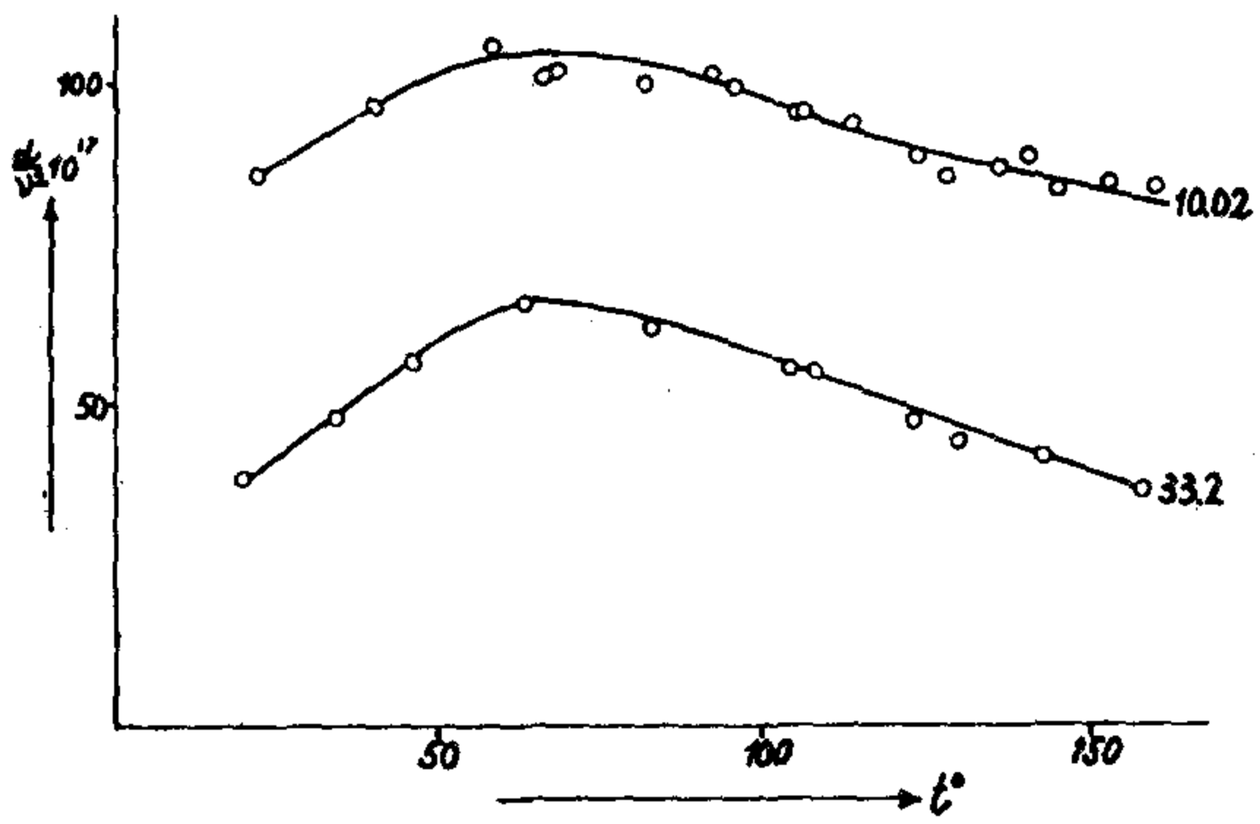


Abb. 3. Ultraschallabsorption in der flüssigen Phase des Äthylazetats bei $\varrho = 0{,}867$ g/cm³ und bei den Frequenzen 10,02 und 33,2 MHz.

einem bedeutenden Einfluss der Dichte auf die Ultraschallparameter zeugt. Bei $T = \text{const.}$ nimmt $\frac{\alpha}{\nu^2}$ zusammen mit der Zunahme des spezifischen Volumens zu. Das Verhältnis $\frac{\alpha}{\nu^2}$ erreicht seinen maximalen Wert längs der Sättigungskurve; die Geschwindigkeit weist eine reziproke Abhängigkeit auf. Auf diese Weise wirken das Steigen der Temperatur bei $\varrho = \text{const.}$ oder die Zunahme der Dichte bei $T = \text{const.}$ in qualitativ gleicher Weise auf die Ultraschallgeschwindigkeit und -absorption ein.

Vom molekular-kinetischen Standpunkt aus ist diese Temperaturabhängigkeit der Ultraschallgeschwindigkeit und -absorption ein Ergebnis der gleichzeitigen Wirkung von drei Faktoren:

1. der Vergrösserung der mittleren zwischenmolekularen Abstände,
2. des Zerfalls der quasikristallinen Struktur,
3. der Zunahme der kinetischen Energie der Moleküle.

Der letzte Faktor führt zum Anwachsen der Geschwindigkeit der Fortführung von Schallschwingungen; die Vergrösserung der zwischenmolekularen Abstände und der Zerfall der Struktur erzeugen wahrscheinlich einen reziproken Effekt und üben einen dominierenden Einfluss auf die Temperaturabhängigkeit der Ultraschallgeschwindigkeit und -absorption längs der Sättigungskurve bis zum kritischen Punkt hin aus. Bei $\varrho = \text{const.}$ wird der erste Faktor eliminiert, und mit dem Steigen der Temperatur beginnt der dritte Faktor die Hauptrolle zu spielen, was zur Zunahme der Ultraschallgeschwindigkeit führt. Von diesem Standpunkt aus ist die Zunahme der Ultraschall-

geschwindigkeit und die Abnahme der Ultraschallabsorption mit der Zunahme des Druckes (der Dichte) bei $T = \text{const.}$ gesetzmässig.

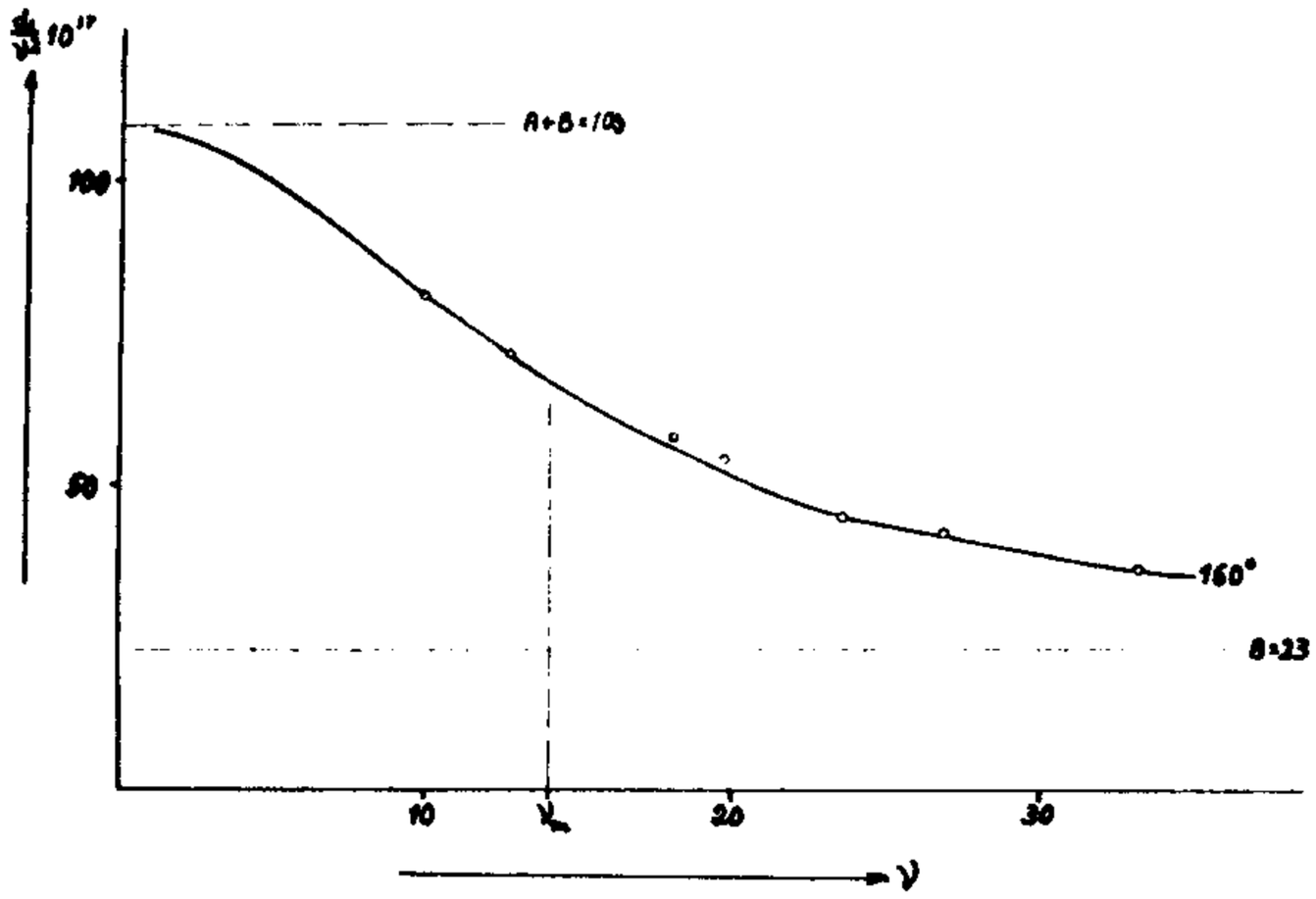


Abb. 4. Frequenzabhängigkeit der Absorption in der flüssigen Phase des Äthylazetats bei $\varrho = 0{,}867$ g/cm³ und $T = 160°$C.

Es ist festgestellt, dass die Frequenzabhängigkeit der Absorption in Äthylazetat bei $\varrho = \text{const.}$ einer bekannten Relaxationsformel entspricht

$$\frac{\alpha}{\nu^2} = B + \frac{A}{1 + \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^2}$$

Abb. 4 stellt die theoretische Kurve und die experimentellen Punkte $\frac{\alpha}{\nu^2} \cdot 10^{17}$ bei $T = 160°$ dar. Die Ergebnisse der Analyse im Rahmen der Relaxationstheorie sind für andere Isothermen analog. Bei $\varrho = 0{,}867$ g/cm³ sind die Relaxationsfrequenzen in Äthylazetat mit 14 ± 1 MHz gleich und hängen im Rahmen der Berechnungsgenauigkeit (10%) nicht von der Temperatur ab.

LITERATUR

1. V. F. NOZDREV, *Anwendung der Ultraakustik in der Molekularphysik*, Gostechisdat, Moskau, 1958.
2. E. H. CARNEVALE UND T. A. LITOVITZ, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30 (1958) 134.
3. L. F. VERESHCHAGIN UND N. A. JUSEFOVICH, *Zhur. Eksptl. Teoret. Fiz.*, 34 (1958) 534.
4. P. BIQUARD, *Rev. acoust.*, 8 (1939) 130.
5. L. BERGMANN, *Der Ultraschall*, Hirzel, Stuttgart, 1954, und Izdatel'stvo Literatury, Moskau, 1956.

Untersuchung des Systems Flüssigkeit–Polykristall mit ultraakustischen Methoden

V. F. NOZDREV, N. I. KOSHKIN UND M. A. GORBUNOV
Laboratorium für Molekularakustik am Krupskaja-Institut, Moskau (U.d.S.S.R.)

Im Laboratorium für Molekularakustik am Krupskaja-Institut, Moskau, wurde eine Impulsmethodik für ununterbrochene Absorptionsmessungen auf dem Übergangsgebiet Flüssigkeit – fester Körper ausgearbeitet[1]. Es wurde die Temperaturabhängigkeit der Absorption für den Kristallisationsbereich von Benzol, Ortho-xylol, Chlorbenzol, Benzylalkohol, Zyklohexan und Tetrachlorkohlenstoff untersucht. Teilweise wurde auch das Unterkühlungsgebiet erforscht. Betrachten wir die Messergebnisse in Benzol und Benzylalkohol:

Benzol. Es wurde eine Prüfsubstanz (für kryoskopische Zwecke) untersucht, die

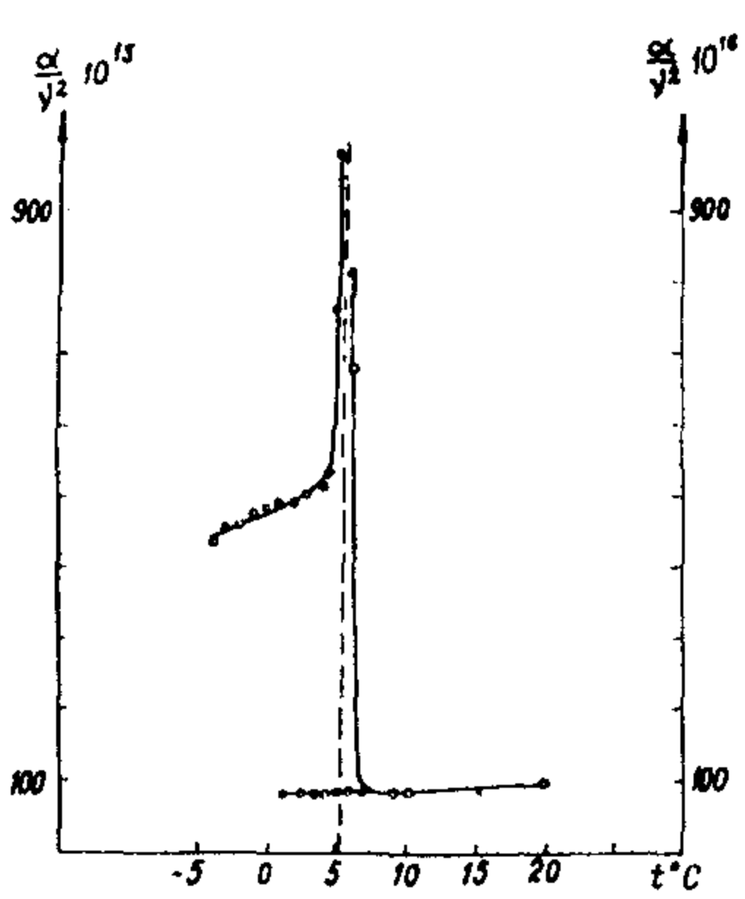


Abb. 1. Temperaturabhängigkeit der Absorption in Benzol am Erstarrungspunkt (Frequenz ν = 6.5 MHz).

leicht um 5–6 Grad unterkühlt war. Die Abb. 1 zeigt die Messergebnisse bei 6,5 MHz in den Werten $\frac{\alpha}{\nu^2} \cdot 10^{15}$ Sek.²/cm für Temperaturen, die tiefer als die Erstarrungstemperatur liegen, und in den Werten $\frac{\alpha}{\nu^2} \cdot 10^{16}$ Sek.²/cm für höhere Temperaturen. Die punktierte Linie entspricht der Erstarrungstemperatur (+5,5° C). Die graphisch dargestellten Werte sind ein Ergebnis der Mittelwertbildung aus 6–8 Messreihen, die unter verschiedenen Thermostatierungsbedingungen, bei verschiedener Abkühlungsgeschwindigkeit usw. durchgeführt wurden. Der grösste Fehler der Experimente übersteigt nicht 12%, was unserer Meinung nach im Rahmen der Versuchsgenauigkeit liegt. Die Abbildung zeigt, dass die Temperaturkurve der Absorption ein deutlich ausgeprägtes Maximum in der Nähe der Erstarrungstemperatur besitzt. Im polykristallinen Zu-

stand bleibt die Absorption (in der Nähe der Erstarrungstemperatur) ungefähr um zwei Ordnungen höher als in der Flüssigkeit.

Die Temperaturabhängigkeit der Absorption in Chlorbenzol, Ortho-xylol und Tetrachlorkohlenstoff unterscheidet sich wenig von der oben erwähnten. Die Kurven besitzen charakteristische Maxima im engen Temperaturintervall; im polykristallinen Zustand bleibt die Absorption in derselben Grössenordnung wie die Absorption in Benzol.

Benzylalkohol. Parameter des Probestückes: Dichte bei 20° C $\varrho = 1{,}0482$, $n_D^{20} = 1{,}5400$. Es ist leicht um 20–25° C zu unterkühlen. Bemerkenswert sind die Eigenschaften der Struktur dieser Substanz. 10–12° C unter der Schmelztemperatur beobachten wir die "Lockerung" der Struktur. Diese Eigenart der Struktur bedingt wahrscheinlich den eigenartigen Verlauf der Absorptionskurve bei 6,5 MHz (Abb. 2). Im Benzylalko-

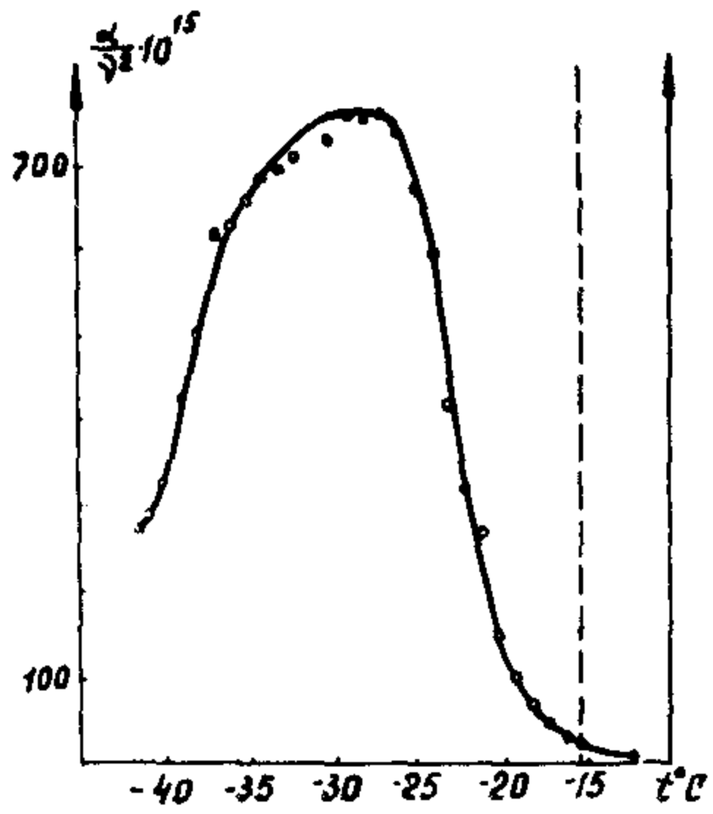


Abb. 2. Temperaturabhängigkeit der Absorption in Benzylalkohol unterhalb des Erstarrungspunktes (Frequenz $\nu = 6{,}5$ MHz).

hol tritt ein Absorptionsmaximum auf, das zum Unterschied von dem beim Benzol wesentlich tiefer als die Schmelztemperatur liegt; ausserdem nimmt das Maximum ein weites Temperaturintervall ein. Die Maximalgrösse der Absorption wird mit derselben Genauigkeit gemessen wie die Absorption bei anderen Temperaturen.

Eine analoge Abhängigkeit der Absorption von der Temperatur wurde in Zyklohexan mit folgenden physikalischen Konstanten ermittelt: Dichte bei 20° C $\varrho = 0{,}7790$, $n_D^{20} = 1{,}4280$, $T_s = 78°$ C.

Es ist wahrscheinlich, dass die Verschiebung des Absorptionsmaximums zu tieferen Temperaturen von der Temperatur der Kristallisationsweg für eine Flüssigkeitsklasse charakteristisch ist, zum Unterschied von der anderen Klasse (Benzol u.a.), bei denen das Absorptionsmaximum in der unmittelbaren Nähe der Temperatur des Phasenüberganges liegt. Aus der Analyse der experimentellen Angaben geht hervor, dass für alle untersuchten Substanzen ein Durchgang durch ein Maximum im Bereich der Temperaturen, die der Kristallisationstemperatur nahe sind, beobachtet wird. Das Vorhandensein von Maxima auf den Absorptionskurven bestätigt die Annahme von FRENKEL über das Vorhandensein von Übergangsgebieten mit stark ausgeprägten heterophasischen Fluktuationen. Die Spezifik der Struktur verschiedener Substanzen im Übergangsgebiet bedingt sowohl das Erscheinen des Maximums auf der Sättigungskurve als auch seine Breite und Lage in einem bestimmten Temperaturintervall. Die Strukturänderung geht nicht nur bei einer bestimmten Temperatur vor sich, sie

umfasst einen gewissen Temperaturbereich, dessen Grösse von der Eigenart der Substanz abhängt.

Aus unseren Untersuchungen der akustischen Eigenschaften von Substanzen im unterkühlten Zustand folgt, dass die Flüssigkeitsstruktur bei der Unterkühlung keine wesentlichen qualitativen Änderungen erleidet, was mit anderen Messergebnissen[3, 4] übereinstimmt.

Wir haben keine Änderungen des Temperaturskoeffizienten der Schallgeschwindigkeit im unterkühlten Benzylalkohol beobachtet. Auf den Kurven der Temperaturabhängigkeit der Absorption werden keine schroffen Übergänge bei der Unterkühlung beobachtet, was Abb. 1 und 3 für Benzol zeigen.

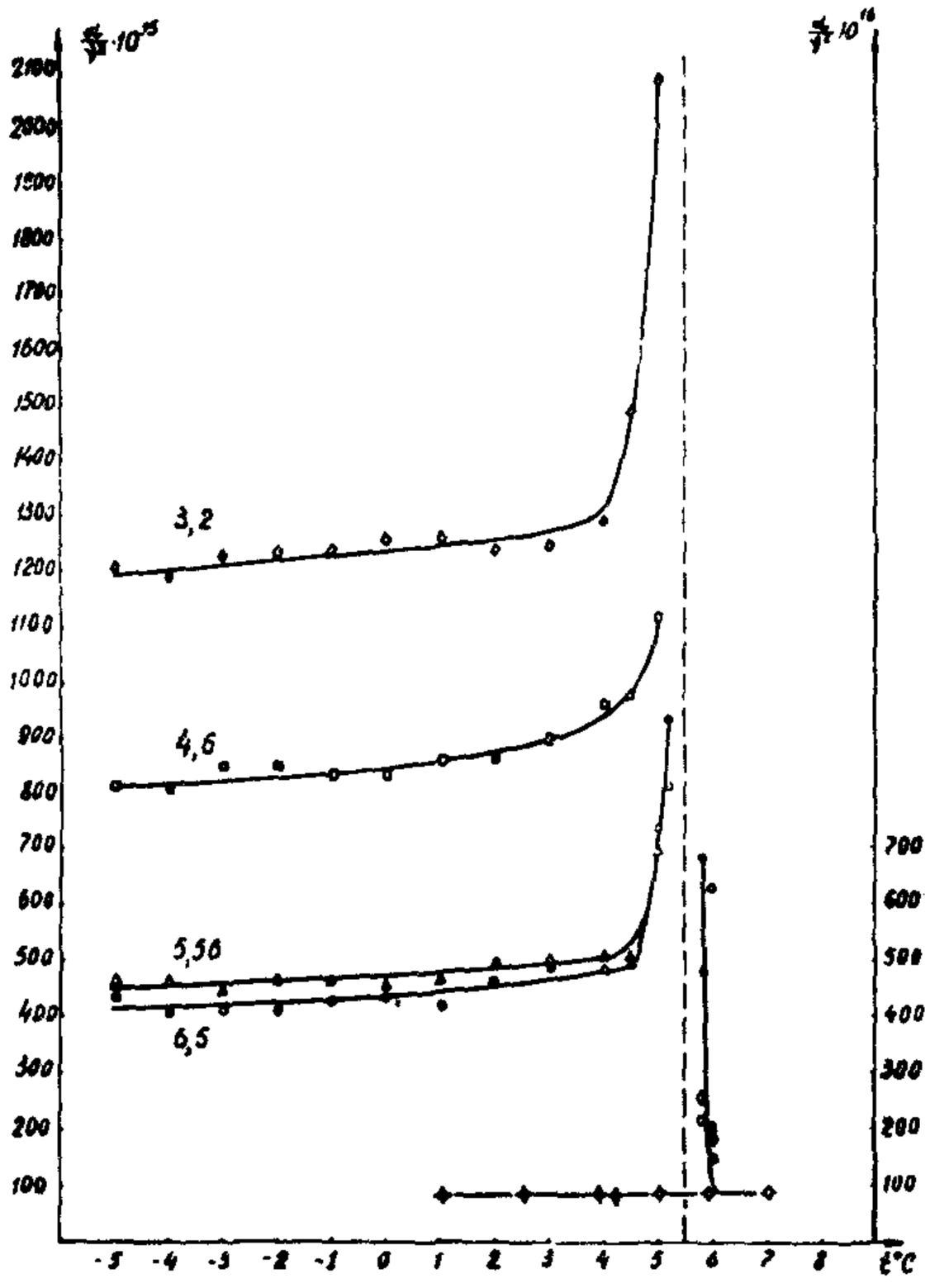


Abb. 3. Temperaturabhängigkeit der Absorption in Benzol bei verschiedenen Frequenzen (3,2 MHz, 4,6 MHz, 5,56 MHz und 6,5 MHz).

Weitere Untersuchungen sind der Frequenzabhängigkeit der Absorption im polykristallinen Zustand gewidmet.

Abb. 3 stellt die Messergebnisse für Benzol dar. Im Frequenzintervall 3 bis 7 MHz wird im polykristallinen Benzol die Stokessche Formel nicht erfüllt. Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten α von der Frequenz ν kann genau durch die lineare Funktion dargestellt werden. Daraus lassen sich einige Schlüsse ziehen.

1. Die Ultraschallabsorption im polykristallinen Benzol (im gegebenen Frequenz- und Temperaturintervall) wird durch diffuse Streuung nicht bedingt, weil die Absorption dabei von der Frequenz nicht abhängt[5, 6].

2. Die Absorption auf diesem Gebiet kann nicht durch das Überwiegen der Rayleighschen Streuung erklärt werden (unter den allgemeinen Verlusten), weil der Absorptionskoeffizient dabei der vierten Potenz der Frequenz proportional ist, d.h.

$$\alpha = k\bar{D}^3\nu^4$$

wo k die durch die elastischen Eigenschaften bedingte Konstante ist und $\bar{D}$ das mittlere Volumen der Kristallitkörner.

3. Auf diesem Gebiet kann die Absorption durch die Theorie von ISSAKOVICH[7] im Falle der mikroskopischen Absorption bei der Schallwellenlänge, die grösser als die mittlere Länge der Kristallitenkörner ist, nicht erklärt werden. ($\alpha \sim f^2$)

4. Wahrscheinlich wird die Absorption in den Benzolpolykristallen im allgemeinen durch elastische Hysteresisverluste bedingt. Die Absorptionskomponente, die der Ultraschallfrequenz proportional ist, wird in den meisten Metallen und festen Körpern in verschiedenen Frequenzintervallen je nach der Grösse einzelner Kristalliten-körper gefunden[5, 6]. Der überwiegende Teil der Hysteresisverluste bei der Ultraschallabsorption scheint verständlich zu sein, wenn man berücksichtigt, dass im Bereich der Temperaturen, die der Übergangstemperatur nahe sind, der Volumdilatationskoeffizient und die Wärmekapazität C_p anomal steigen[8–10]. T'ING-SUI-KÊ[11] meint, dass in den Polykristallen an der Korngrenze eine Übergangsschicht existiert. Das beseitigt die schroffen Übergänge zwischen den kristallographischen Richtungen der benachbarten Kristallkörner. Es ist möglich, dass die Hysteresisverluste durch die Verteilung der Übergangsschichtteilchen beim Durchgang der Schallwelle bedingt sind.

LITERATUR

1. N. I. KOSHKIN UND M. A. GORBUNOV, *Anwendung des Ultraschalls zur Werkstoffprüfung*, Krupskaja Institut, Moskau, Band 6, 1958.
2. YA. I. FRENKEL, *Kinetische Theorie der Flüssigkeiten*, Izdatel'stvo Akad. Nauk SSSR, Moskau, 1945.
3. I. V. RADCHENKO UND F. K. SHESTAKOVSKIJ, *Sammlung "Struktur und physikalische Eigenschaften der Substanz im flüssigen Zustand"*, Staatsuniversität, Kiew, 1954.
4. POLOTSKIJ I. G. UND Z. L. KHODOW, *Sammlung "Struktur und physikalische Eigenschaften der Substanz im flüssigen Zustand"*, Staatsuniversität, Kiew, 1954.
5. W. P. MASON, *Piezoelektrische Kristalle und ihre Anwendung im Ultraschall*, Izdatel'stvo Literatury, Moskau, 1952, S. 336.
6. L. G. MERKULOV, *Zhur. Tekh. Fiz.*, 26 (1956) 64; *Zhur. Tekh. Fiz.*, 27 (1957) 1045.
7. M. A. ISSAKOVICH, *Zhur. Eksptl. Teoret. Fiz.*, 18 (1948) 386.
8. G. M. BARTENYEV, *Zhur. Eksptl. Teoret. Fiz.*, 20 (1950) 218.
9. P. STRELKOV UND V. GACHKOVSKIJ, *Zhur. Eksptl. Teoret. Fiz.*, 6 (1937) 532.
10. A. UBBELOHDE, *Trans. Faraday Soc.*, 34 (1958) 292.
11. T'ING-SUI-KÊ, *Phys. Rev.*, 71 (1947) 533, 72 (1947) 41.

Ultrasonic Absorption in a Weakly Associated Liquid, Isobutyl Bromide

A. CLARK AND T. A. LITOVITZ

Catholic University of America, Washington, D.C. (U.S.A.)

Ultrasonic measurements of the longitudinal absorption and velocity were made on isobutyl bromide from 50° C to —166° C. The shear impedance was measured from —125° C to —162° C. The purpose of this work is to investigate a weakly associated liquid to see if the absorption mechanism typical of both strongly associated and non-associated liquids could be found to exist in measurable quantities. It is generally accepted that the main cause of the excess absorption in the non-associated liquids is a thermal relaxation phenomenon involving a transfer of energy from external to internal degrees of freedom, whereas in the associated liquids an isothermal structural relaxation, in which the isothermal compressibility relaxes, accounts for the loss. It would appear that the very intermolecular bonding which causes the "structure" in the associated liquids, makes the coupling between external and internal degrees of freedom quite good and consequently the thermal loss unimportant in these liquids. If this is true, one would expect the loss in isobutyl bromide to be intermediate between the

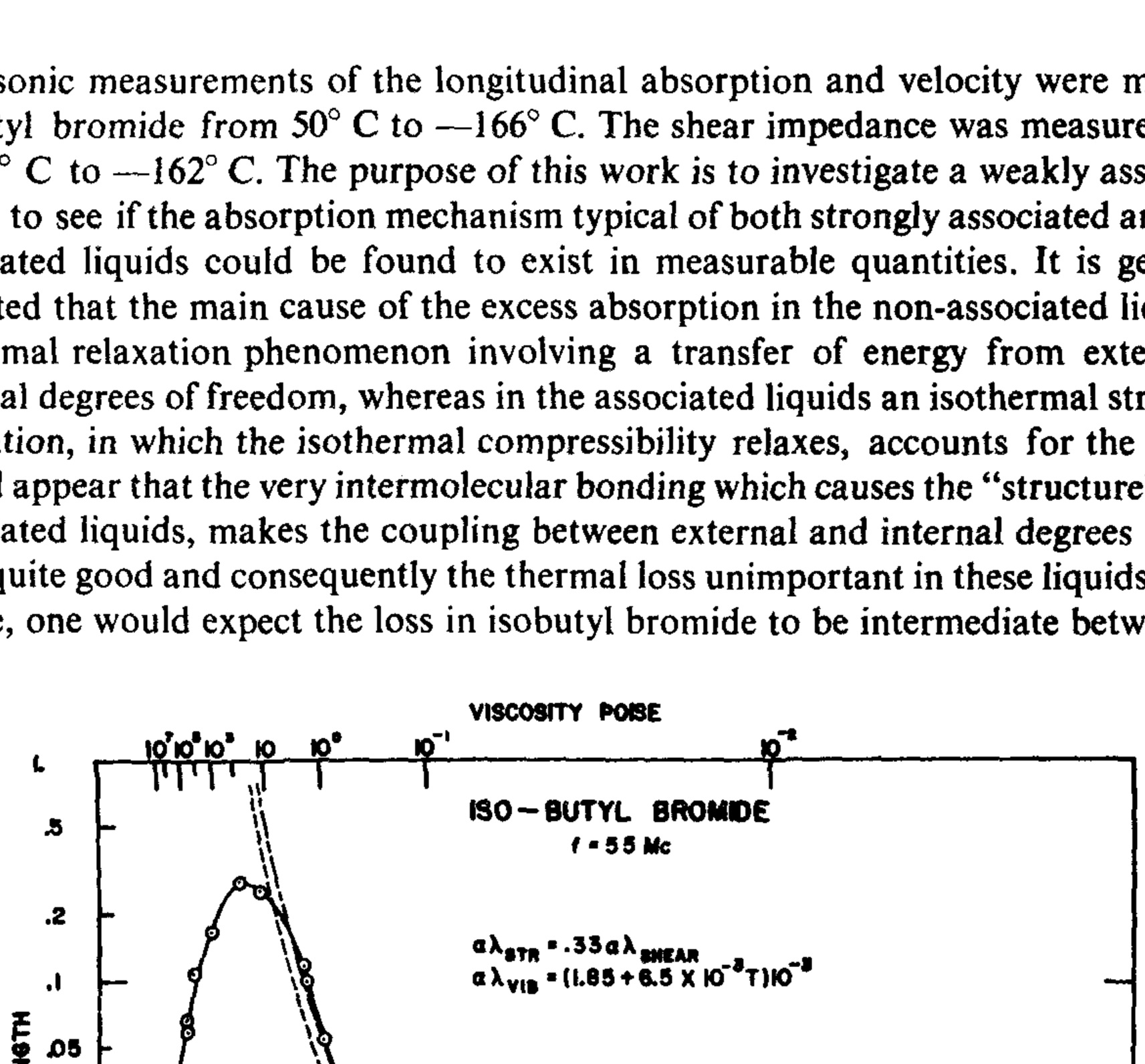


Fig. 1. Absorption per wavelength *vs* temperature.

large excess loss of the non-associated liquids ($\alpha_{observed}/\alpha_{stokes} \approx 3$ to 1500) and the small loss typical of the associated liquids ($\alpha_{observed}/\alpha_{stokes} \approx 1$ to 3). Also one would expect a part of this loss to be due to a thermal mechanism and a part due to the structure. In addition to this, isobutyl bromide possesses the property of rotational isomerism which could also be found in addition to the ones mentioned above.

Fig. 1 shows the absorption as a function of temperature and viscosity at a frequency of 55 Mc/s. It is obvious from the data that at least two relaxation processes are present, one peak in the absorption occurring at 20° C and the other at —145° C. The absorption near the upper peak was studied in detail as a function of frequency and temperature, the results showing that the data can be represented by

$$\alpha/f^2 = [A/(1 + f^2/f_0^2)] + B$$

i.e. by a single relaxation time process. From the values of f_0 *vs* T, the activation enthalpy is calculated to be $\Delta H^* = 4.7$ kcal/mole. It has been assumed that this relaxation mechanism is due to rotational isomerism. The value of ΔH^* is in reasonable agreement with that found for other rotational isomers.

The value of B and its temperature dependence give considerable information as to the loss mechanisms which have not yet relaxed out. Fig. 1 shows the observed loss minus the loss due to rotational isomerism. The remaining loss is over 4 times the Stokes value at 40° C. The temperature dependence of this unrelaxed loss clearly shows that it could not be explained by means of a thermal loss alone or a structural loss alone, but results from a combination of both. It was found that the structural absorption had a value of 33% of the Stokes absorption.

Subtracting α_{stokes}, $\alpha_{struct.}$ and $\alpha_{rot.}$ from the total loss, one finds a remaining loss whose temperature coefficient

$$\frac{1}{\alpha}\left(\frac{\delta\alpha}{\delta T}\right)$$

equals 0.008. This is very close to the dependence one finds for the vibrational absorption in methylene bromide, benzene, etc. Because of this, it seems quite reasonable to assume that this remaining part of the unrelaxed loss is due to vibrational relaxation.

In order to obtain more information about the relationship of the shear and structural relaxation in this liquid, detailed measurements were made in this low temperature, high viscosity region. From the magnitude of the dispersion found below —125° C one finds that $\varrho(v_\infty^2 - v_0^2) > 4/3 G_\infty$. Closer examination shows that the shear rigidity, G_∞, accounts for about 86% of the longitudinal dispersion. The extra 14% is presumed due to the presence of the structural mechanism mentioned above.

The experimental data clearly shows that the shear relaxation process is associated with a distribution of times rather than with a single relaxation time. Because of the small part played by the structural mechanism it is impossible to determine the same information in this case.

Fig. 2 shows an ultrasonic spectrogram which summarizes the different relaxation processes in isobutyl bromide. The vibrational relaxation time is approximate to within a factor of 3. The heights of the lines are proportional to the strength of the relaxation, *i.e.* the value of $\alpha\lambda$ at the peak of the absorption. At 0° C it can be seen that the vibrational, structural and shear relaxation frequencies cluster about 10^{10} c/s. The rotational isomeric relaxation is the only one where the dispersion region is within the ultrasonic range.

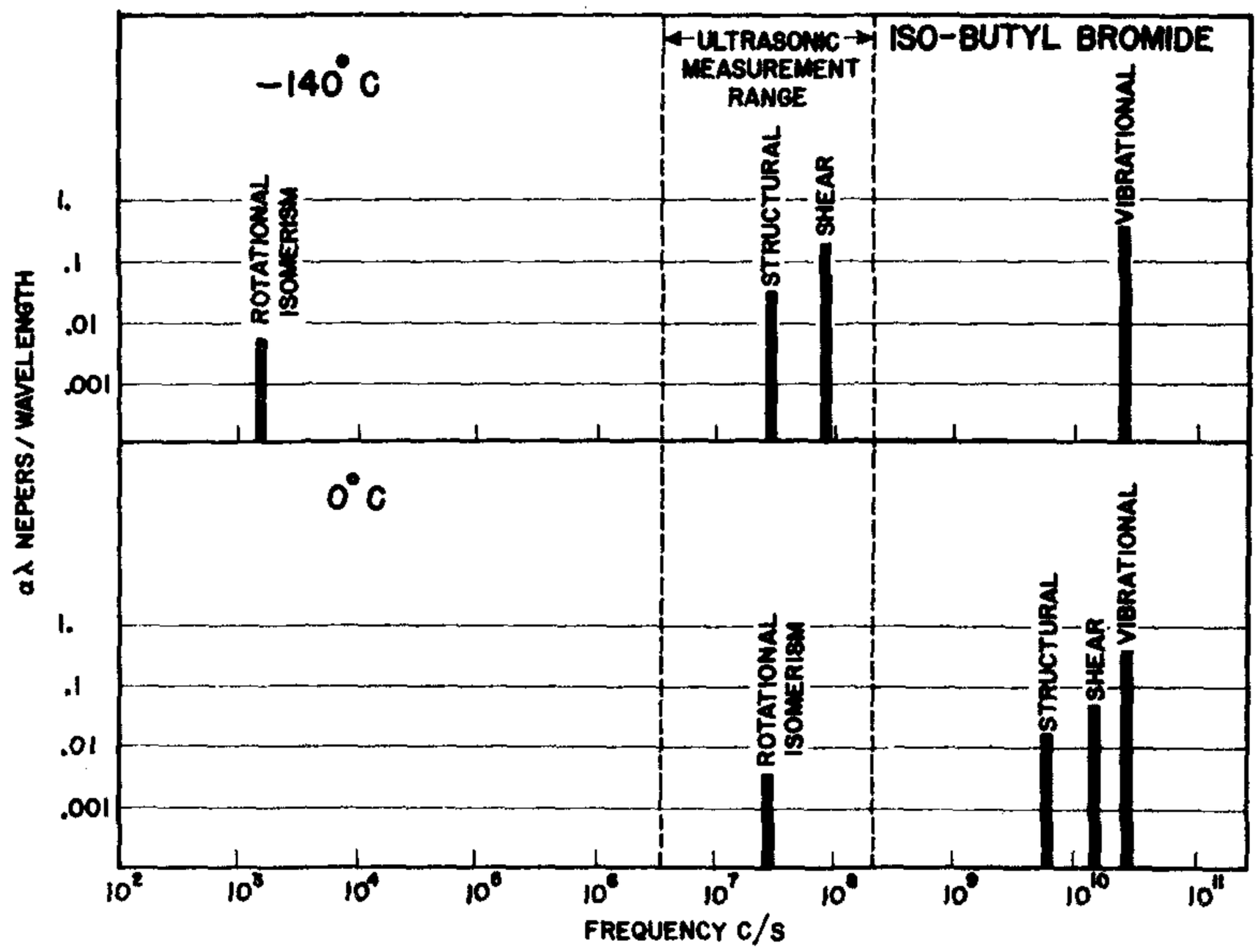


Fig. 2. Ultrasonic absorption spectrum of isobutyl bromide.

At —140° C the rotational isomeric and the shear and structural relaxation frequencies are lowered by several orders of magnitude. The vibrational mechanism is not too much dependent on temperature.

Developments in the Techniques for Measuring Ultrasonic Absorption in Liquids

J. H. ANDREAE AND P. D. EDMONDS

Imperial Chemical Industries Ltd., Welwyn, Herts. (Great Britain)

Some recent developments in techniques for extending the frequency range of ultrasonic methods of measuring the absorption coefficient of liquids are described. The objective is to be able to measure absorption coefficients at frequencies below those attained by conventional pulse techniques, that is, below 1 Mc/s. The work forms a part of our programme at I.C.I. for covering the frequency range from 10 to 10^9 c/s, the temperature range from —150° C to +100° C and the pressure range from 1 to 3000 atm.

Presumably many equilibrium reactions exist which are characterized by relaxation frequencies less than 1 Mc/s but greater than 1 c/s. Versatile experimental techniques for following comparatively fast reactions are very scarce and known examples of such reactions hardly less so [1, 2]. What sort of mechanism has a relaxation frequency of 500 c/s, say, and how does one measure it?

Two techniques have been described in the literature which have been used successfully at frequencies below 1 Mc/s[1, 3–6]. Developments in the spherical resonator technique and a new method for low frequencies, which we call the tuning-fork technique, are described.

The resonant sphere

For the majority of liquids of interest a half-litre is difficult to obtain. When small spheres of this capacity are used the measurements are greatly complicated by the occurrence of unexplained energy losses, thought to be associated with the suspension system, with absorption in the wall of the resonator and at the liquid–solid interface. Calculated losses in the thermal boundary layer and in the shell material are insufficient to explain the discrepancies observed. It has always been suspected that some loss might be caused by the fact that the shells were only approximately spherical, so that their motion might not be purely radial. If the wall displacement has other than radial components then energy loss will occur in a viscous boundary layer at the interface.

An experiment has been carried out with an accurately spherical and concentric shell of fused quartz, which was made from a blown bulb by external and internal grinding. It had an external diameter of 7 cm and a wall thickness of about 1.4 mm. Fig. 1 shows measurements made with a microscope before and after grinding. The maximum variation in wall thickness was finally ± 0.04 mm. When this sphere was completely filled with degassed, distilled water and sealed, it had a decay-time of 400 ms at the fundamental radial resonant frequency of 26.4 kc/s. This decay-time

was one hundreth of the value predicted by calculation. We conclude that the unexplained energy loss cannot be attributed solely to lack of spherical symmetry in the resonator.

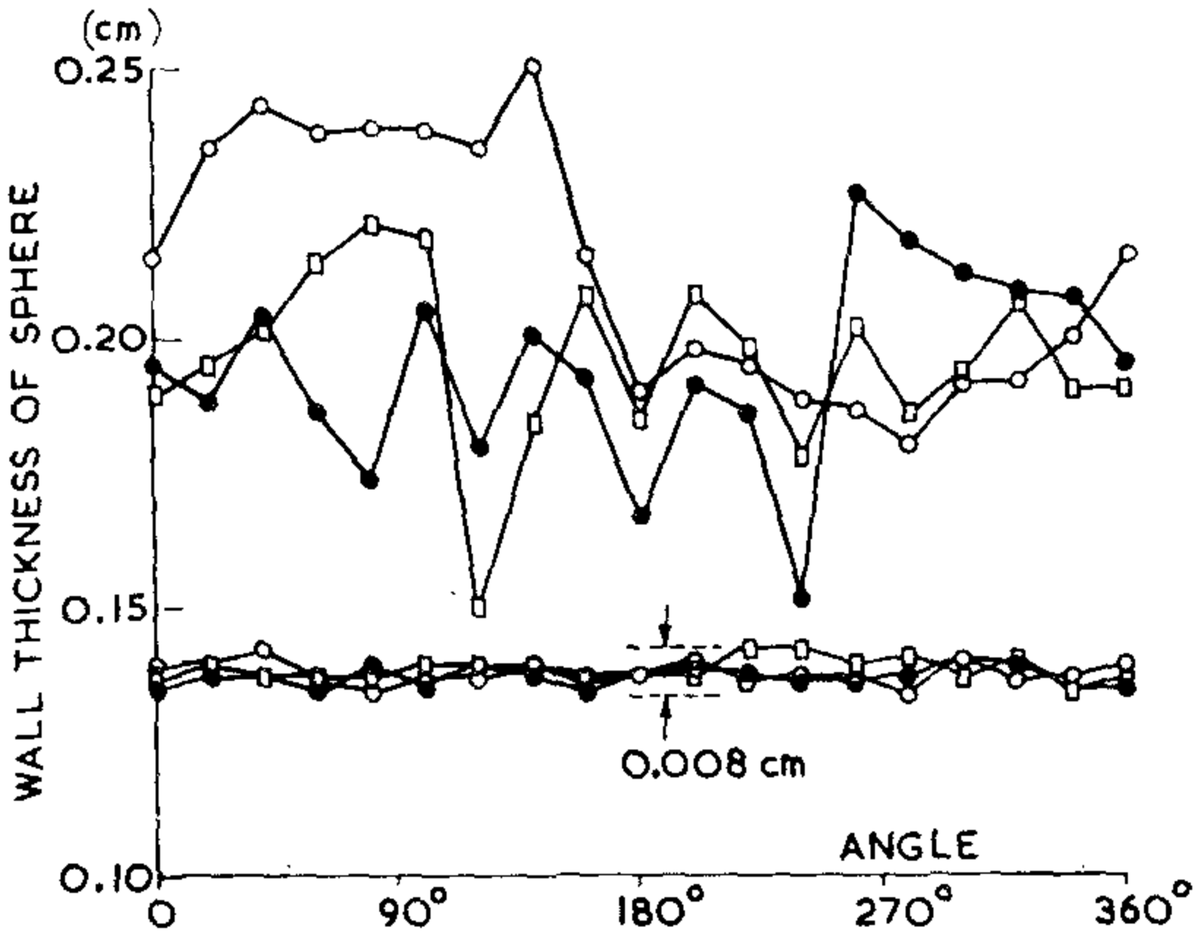


Fig. 1. Grinding a spherical shell of quartz. Measurements on 3 great circles; above: before grinding; below: after grinding.

The experiment was carried out with the sphere supported on an air bearing and inside a chamber which was being continuously evacuated. The mean air pressure in the chamber was 5 mm Hg. The air bearing was adopted as a result of experiments with a solid resonator of fused quartz, 4.3 cm in diameter and accurately spherical to 10 wavelengths of light. The resonant frequencies of this sphere for the torsional,

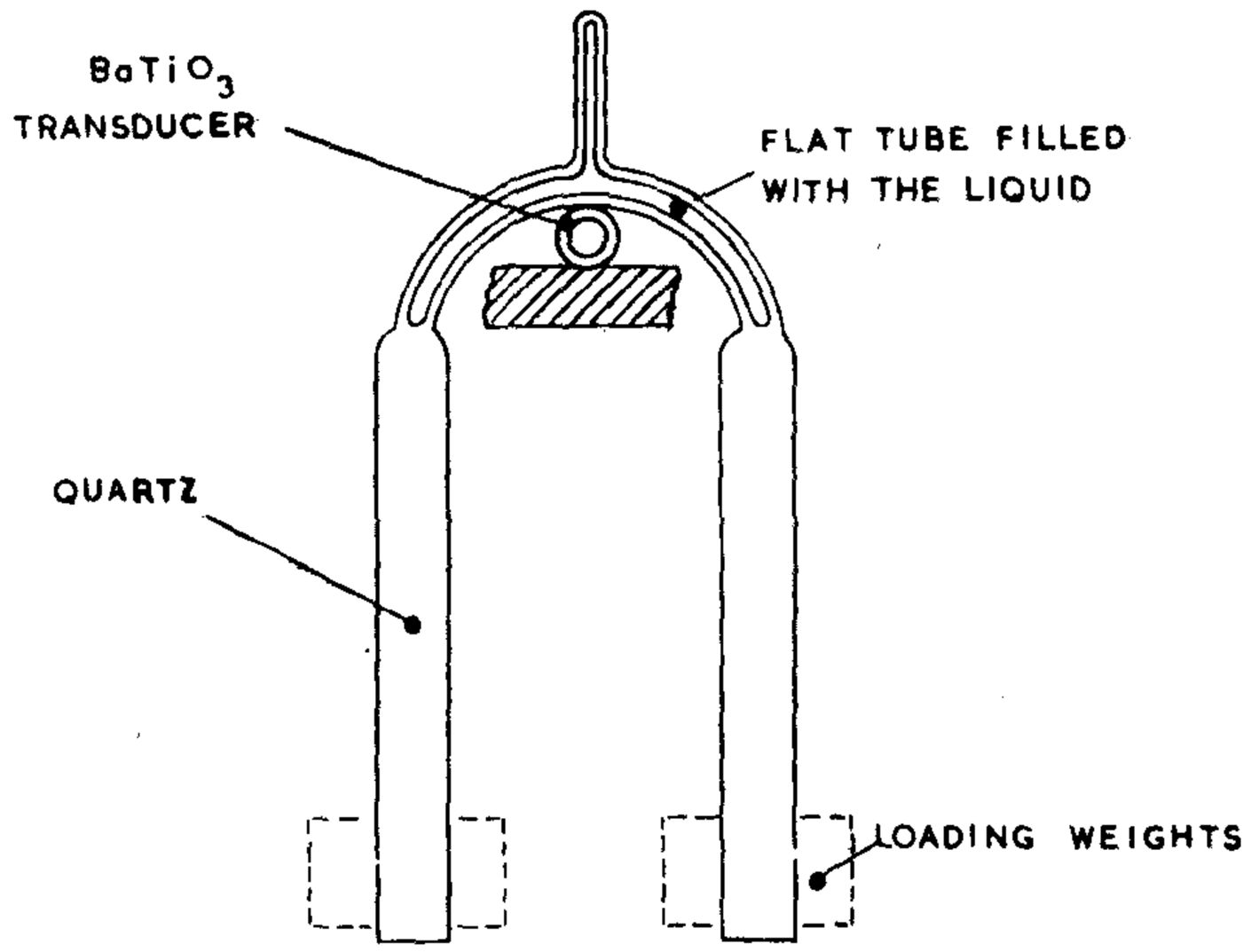


Fig. 2. Tuning fork.

radial and shear–compressional modes of vibration were calculated and agreement with measured frequencies obtained. The air bearing was the only form of suspension for which a resonance was detected at the fundamental radial resonant frequency. We conclude that it is unusually difficult to excite a spherical resonator into the radial

resonant mode of vibration. This result raises the doubt in our minds, whether any previous workers, who have used small liquid-filled spheres of about ½-litre capacity and various types of suspensions, have in fact employed the radial resonant mode of vibration.

Tuning fork technique

At even lower frequencies, of the order of 100 c/s, an experiment with a "tuning fork" has shown promising results (see Fig. 2). The fork is made from fused quartz; it has solid arms and a hollow bridge, consisting of a flattened quartz tube. The fork is supported under the bridge by a tubular barium titanate transducer, which also detects the vibrations. The fork is excited into vibration and its decay-time *in vacuo* is measured. Such a fork, when empty, had a Q of 100,000 at 115 c/s.

The hollow bridge is next filled with the liquid to be studied by distillation through a capillary tube, which is then sealed off. By adjusting the ambient temperature the residual vapour bubble is made to disappear and the bridge is then completely filled with liquid. When the fork is again set in vibration, pressure variations are produced in the liquid, since the bridge corresponds to a Bourdon tube in forced vibration. The same fork, filled with distilled water, had a Q of 55,000 at 127 c/s. A comparison can therefore be made of the effective adiabatic compressibility of liquids by measuring the frequency shifts which they produce. When used in this way the apparatus requires calibration.

By attaching weights to the arms a known accession to the inertia of the arms is introduced. Measurement of three resonant frequencies, when the fork is empty, filled with liquid and also loaded by weights, provides sufficient information to estimate the compressibility of a single liquid. One apparatus constant, relating the angular deflection of the arms to the volume change, is required from a measurement on a liquid of known compressibility.

The change in the Q-value can be related to the relaxational absorption of the liquid, provided this is very much greater than the viscous absorption. We estimate that the Q of the liquid should be measurable if it is less than 5000.

REFERENCES

1. K. Tamm, *Nachr. Akad. Wiss., Göttingen, Math.-Physik. Kl.*, IIa (1952) 81.
2. R. O. Davies and J. Lamb, *Quart. Rev. Chem. Soc.*, 11 (1957) 134.
3. J. E. Piercy and J. Lamb, *Proc. Roy. Soc.*, (*London*), A 226 (1954) 43.
4. D. N. Hall and J. Lamb, *Proc. Phys. Soc.*, (*London*), 73 (1959) 354.
5. R. W. Leonard, *J. Acoust. Soc. Am.*, 20 (1948) 224.
6. J. Karpovich, *J. Acoust. Soc. Am.*, 26 (1954) 819.

Ultrasonic Absorption in Toluene*

G. S. VERMA** AND E. YEAGER

Ultrasonics Research Laboratory, Western Reserve University, Cleveland, Ohio (U.S.A.)

Ultrasonic absorption measurements have been made by the resonator method at frequencies from 30 to 240 kc/s in reagent grade toluene at 25° C. The procedure has involved exciting a radial mode of vibration in a spherical glass vessel containing the liquid by means of piezoelectric transducers coupled to the glass vessel with a drop of oil between the transducer and the vessel wall for efficient transmission of sound into the bulk of the liquid. Upon switching off the sound source, the decay of the sound energy within the resonator has been followed with a high speed sound level recorder. Measurements have been made with both a double crystal method in which one A.D.P. crystal stack is used as a sound source and a second stack as the receiver, as well as with the single crystal method in which the same crystal is used as a source and receiver with the help of suitable relays.

With the excitation of radial modes of vibration for a spherical resonator, the tangential velocity in the liquid at the glass surface is zero and wall losses are at a minimum. Extraneous losses have been further reduced particularly at the lower frequencies by mounting the spheres in a vacuum and using supports for the vessel of low loss, *e.g.* suspending the spheres on steel wire. Since any bubbles of air within the liquid produce substantial losses, the liquid has been thoroughly degassed with a magnetostrictive ultrasonic generator while maintaining only the vapor pressure of the liquid above the liquid. Measurements have been made with both 12- and 50-liter pyrex glass vessels. The necks of commercially available vessels have been redrawn so as to have an internal diameter of approximately 0.5 in. with an attempt to maintain the spherical shape of the vessel in the proximity of the neck. In general the apparatus is similar to that developed by LEONARD[1]. In recording the decay rates, the slowest decay rates have been assumed to correspond to the radial modes. The sound absorption has been obtained from the decay rates by dividing by the velocity of sound which was taken as 1.32×10^5 cm/sec for toluene at 25° C.

The performance of the equipment has been checked by measurements on degassed distilled water. The results are in good agreement with the extrapolated values for α/f^2 (α = absorption coefficient, f = frequency) obtained from high frequency data for frequencies higher than 100 kc/s. Boundary losses, which are difficult to eliminate completely, become important at frequencies less than 80 kc/s. In the present work the correction to be applied in the measurements with toluene at each frequency has been determined from the difference between the observed decay rate for water and that calculated from the value for α/f^2 at high frequencies. This procedure is open to question

* Research supported by the U.S. Office of Naval Research.

** On leave of absence from the University of Allahabad (India) on the U.S. Fulbright Exchange Program.

because it assumes that the decay of the sound energy associated with extraneous losses does not vary substantially with the acoustical impedance of the liquid within the vessel but it is difficult to suggest a better procedure.

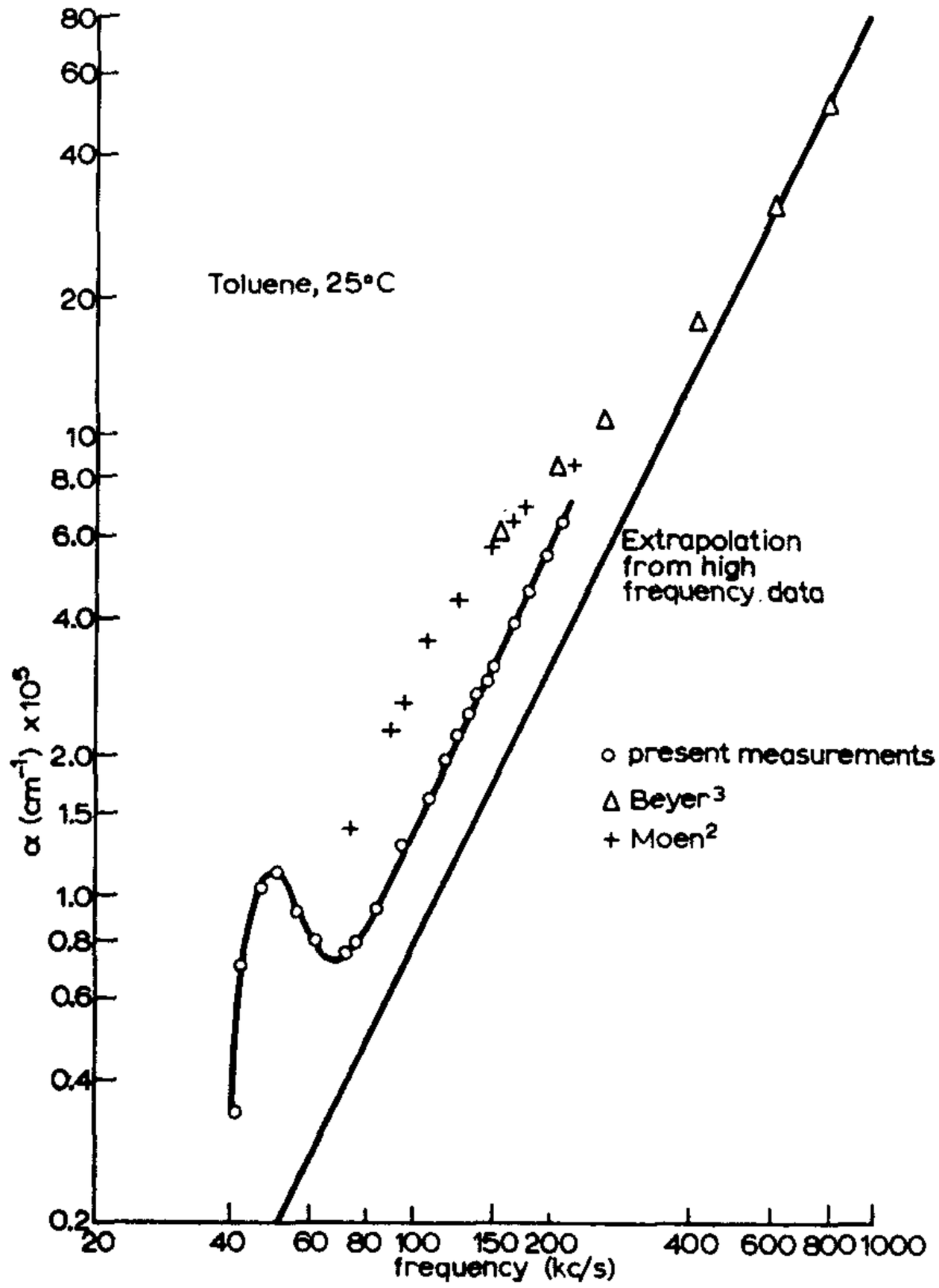


Fig. 1. Absorption coefficients for toluene by the resonator method.

In Fig. 1 are plotted the absorption coefficients determined for toluene by measurements with the 12-liter resonator. Also shown are the results of MOEN[2] and BEYER[3]. The present results are quite amazing if not somewhat alarming. The data of MOEN and BEYER, obtained by the resonator method, support the existence of ultrasonic relaxation in toluene with a relaxation frequency of 160 kc/s. The present measurements do not show any relaxation in the frequency range from 70 to 230 kc/s. In this range, α/f^2 is a constant with a value of 1.7×10^{-15} sec^2/cm. The possibility of a relaxation frequency beyond 250 kc/s, however, is evident.

The peak at 50 kc/s in the absorption curve in Fig. 1 raises serious questions. Such a peak can not be explained on the basis of relaxational processes, even with a careful manipulation of coupled relaxation processes. It is resonance-like in its form but resonance absorption is without any theoretical justification in liquids at such frequencies. One may, therefore, question whether this peak is an experimental artifact. To check this point, a comparison has been made between data obtained with 12- and 50-liter resonators. The results shown in Fig. 2 are without correction for wall losses.

In order to give a more adequate representation of the method, all the decay rates recorded in one series of measurements have been plotted. Only the lowest points correspond to radial modes, and therefore, the curves have been drawn only through the lowest points, a procedure which appears quite valid. Wall losses for the radial modes are relatively small, particularly for the 50-liter resonator. It is evident that the absorption peak is substantially the same for both the 12- and 50-liter resonators. Furthermore, the absorption peak at 50 kc/s has been observed with 12-liter vessels with different neck sizes and with A.D.P. crystal transducers of different dimensions.

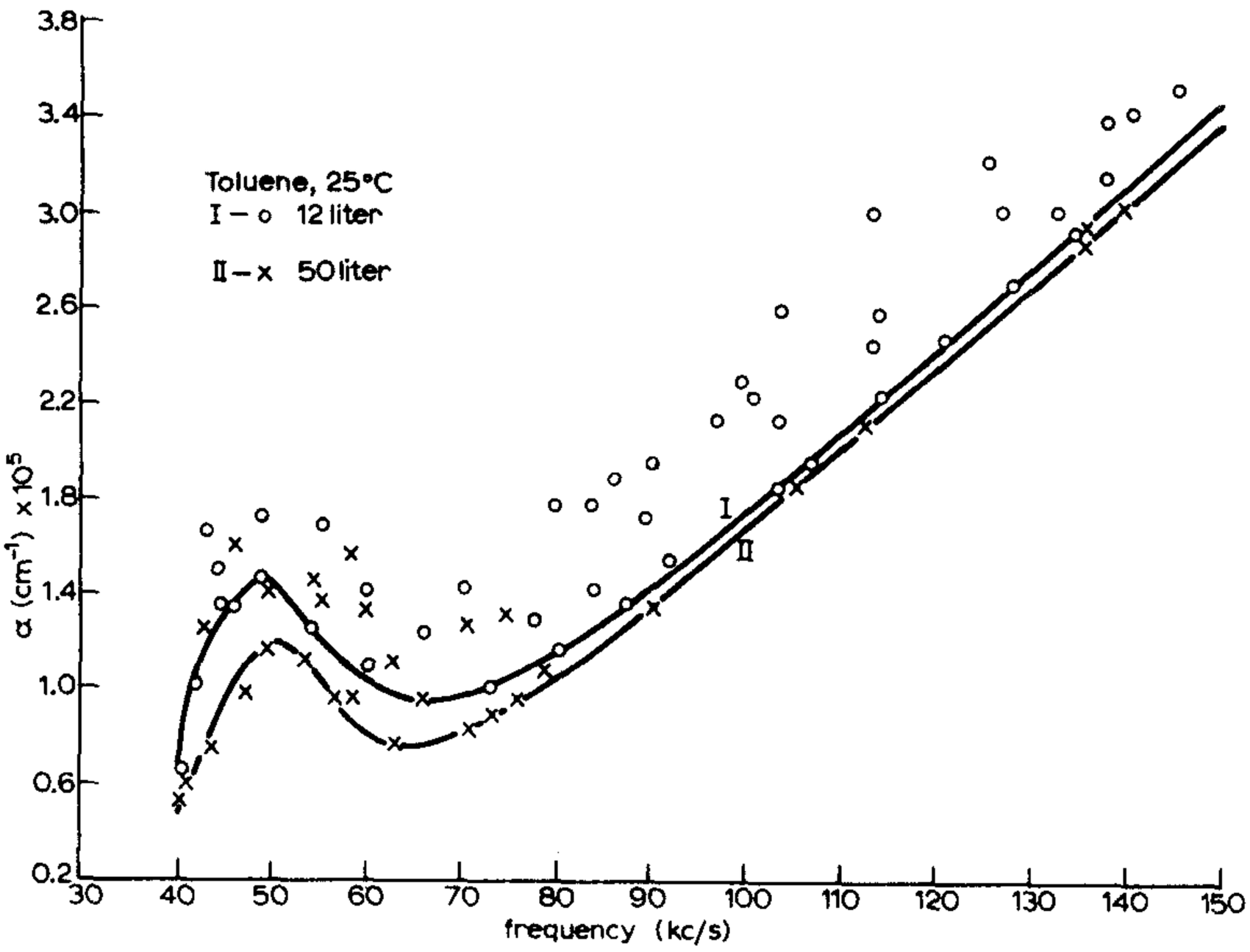


Fig. 2. Comparison of measurements for 12- and 50-liter resonators without wall corrections.

No such peaks or any abnormal deviations have been observed with the same apparatus in extensive measurements with aqueous solutions over the same range of frequencies. Thus it is not possible to dismiss the peak in the absorption curve for toluene on the basis of any immediately evident shortcomings in the experimental method.

It is somewhat difficult to confirm this absorption peak by an independent method. The authors hope to check any possible temperature dependence as well as for velocity dispersion in the near future.

REFERENCES

1. R. LEONARD, *Univ. Calif. Los Angeles Tech. Rept.* No. 1, (June 1) 1950.
2. C. MOEN, *J. Acoust. Soc. Am.*, 23 (1951) 62.
3. R. BEYER, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 1.

The Absorption of Ultrasonic Waves in Liquids at High Frequencies

V. F. NOZDREV, L. G. BELINSKAJA AND B. A. BELINSKIJ

Laboratory of Molecular Acoustics at the Krupskaja Institute, Moscow (U.S.S.R.)

The lack of a general theory of the liquid state makes it rather difficult to find out the nature of ultrasonic absorption in liquids. Therefore it is necessary to widen experimental investigations for the further development of the theory.

One of the problems of modern ultrasonics is the broadening of the frequency range during the measurement of absorption coefficients in liquids.

Measurements of the absorption coefficient in a number of liquids[1] at frequencies between 1 and 30 Mc/s showed the existence of dispersion of the absorption coefficient and hence also of dispersion of the ultrasonic velocity in the given liquids.

It was of considerable interest to find out if dispersion occurred at higher frequencies in these liquids.

We have carried out measurements of the temperature dependence of the ultrasonic absorption coefficient in some liquid esters of acetic acid (ethyl acetate, propyl acetate) over a broad range of frequencies.

The physical–chemical data of these substances are as follows:

Ethyl acetate: $t_b = 75.5 - 76.5°$ C; $\varrho = 0.900$ g/cm^3; $n_D^{20} = 1.37259$.

Propyl acetate: $t_b = 101.5°$ C; $\varrho = 0.8743$ g/cm^3; $n_D^{20} = 1.3747$.

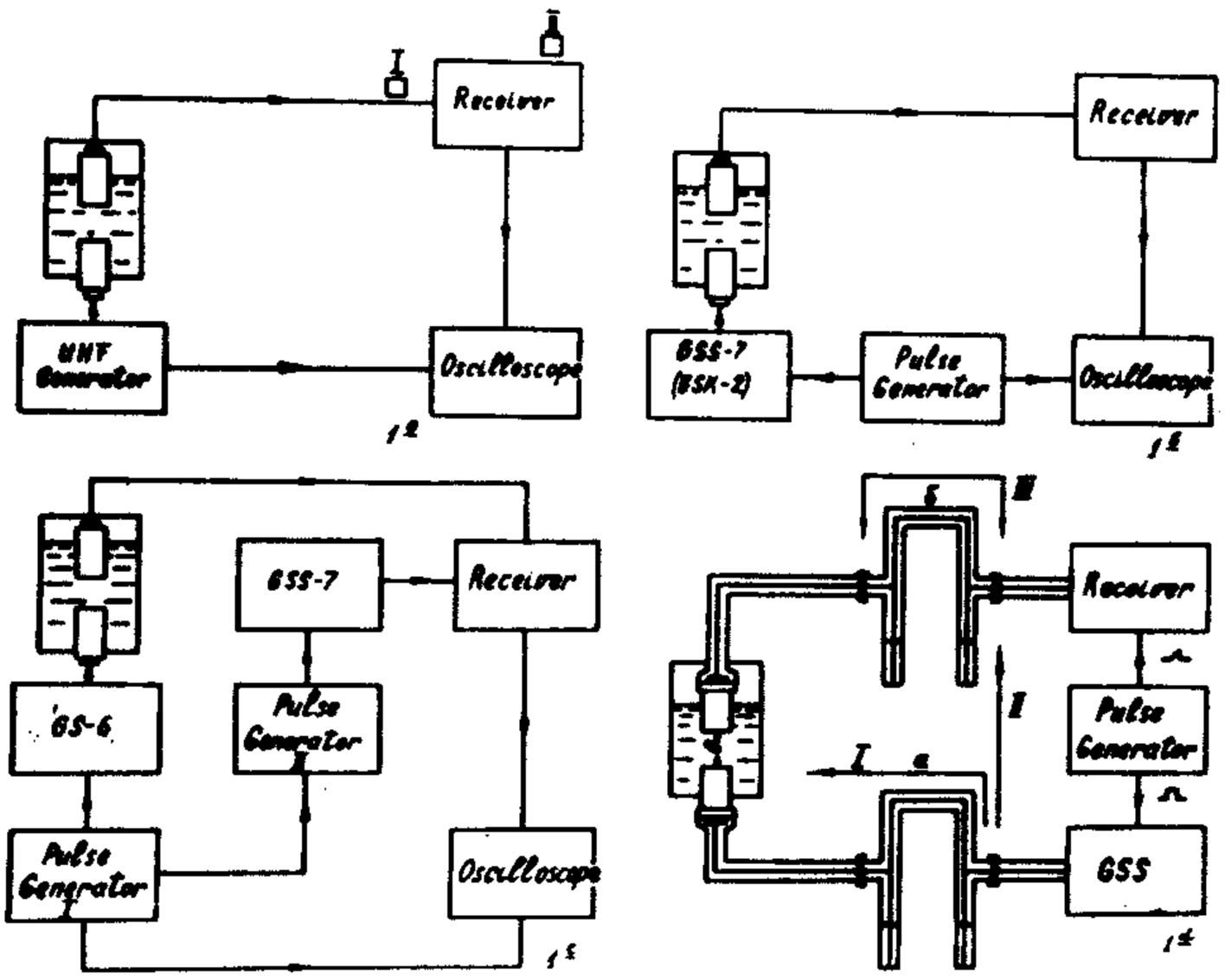


Fig. 1. Block scheme of apparatus for ultrasonic pulses.

Experimental Methods

For the measurements of the coefficient of ultrasonic absorption we used the pulse method of alternating paths with two fused-quartz delay lines.

The block scheme of the ultrasound apparatus shown in Fig. 1 was constructed in the Laboratory of Molecular Acoustics at the Moscow Regional Pedagogical Institute[2, 3].

The apparatus allowed measurements of the ultrasonic absorption coefficient and velocity to be carried out over the frequency range of a few Mc/s to 215 Mc/s in the temperature range —40° C to + 60° C.

The pulse generator working in the region of pulse automodulation produces rectangular pulses of the required width and also the synchronizing pulses.

Radio pulses are sent to the X-cut plate of piezo-quartz and are transformed into acoustical pulses. The ultrasonic pulses travel through the fused-quartz delay line and though the liquid which is poured between the rods of fused quartz.

The reflected pulses are transformed into electrical ones and are received by the receiver, amplified and displayed on the oscilloscope.

Measurements of ultrasonic absorption have been carried out by different methods[3].

1. a) By means of an attenuator placed at the input of the receiver which was graduated for each frequency separately.

b) By means of an attenuator placed in the circuit of the intermediate frequency amplifier.

2. By means of an attenuator placed in the circuit of a standard generator which attenuated the voltage feeding the quartz. This method was used in measurements using up to 100 Mc/s when the voltage for feeding the quartz was not greater than 0.01 V.

3. By means of a comparison of the amplitudes of the probe and calibrated pulses. The amplitude of the calibrated pulse was established by means of an G.S.S.-7 attenuator.

Pulses received from the quartz plate and also calibrated pulses from the output of the generator progressively reach the input of the receiver where they are amplified and afterwards displayed on the oscilloscope.

The voltage feeding the emitter was not higher than 10–12 V.

It was possible to carry out measurements at high frequencies using comparatively low voltage for feeding the emitter (in contradistinction to HEASELL AND LAMB[4]) due to the highest possible matching of the resistance in the whole of the electrical circuit including the piezo-quartz plates and the acoustical line.

Coaxial matching transformers were used for the matching of the circuits: the generator – the emitting quartz, the receiving quartz – the receiver. In the acoustical line the losses were reduced by diminishing the thickness of the oil film between the piezo-quartz and the fused quartz and also by improving the quality of the silver, covering the fused quartz and the piezo-quartz.

The absorption coefficient was calculated by one of these formulas

$$\alpha = \frac{\lg \frac{V_2}{V_1}}{\Delta X \lg e} \qquad \alpha = 0.115 \frac{\Delta A}{\Delta X}$$

where $\Delta A = 20 \lg \frac{V_2}{V_1}$; ΔX is the alteration of the acoustical path and V_1 and V_2 are the

amplitudes of the voltage being sent to the emitter and to the input of the receiver.

In all the cases a measurement cell of small dimensions (30–35 cm³) with circulating thermostatic liquid from a thermostat of type "Wobzer U–8" was used.

The relative error of the measurements at high frequencies is 2–3% and it rises to 10% at low frequencies.

Results

The results of measurements in ethyl acetate are shown in Fig. 2. The value $\frac{\alpha}{\nu^2}$ increases with increasing temperature. Note the absence of dispersion of the absorption coefficient at all temperatures in ethyl acetate.

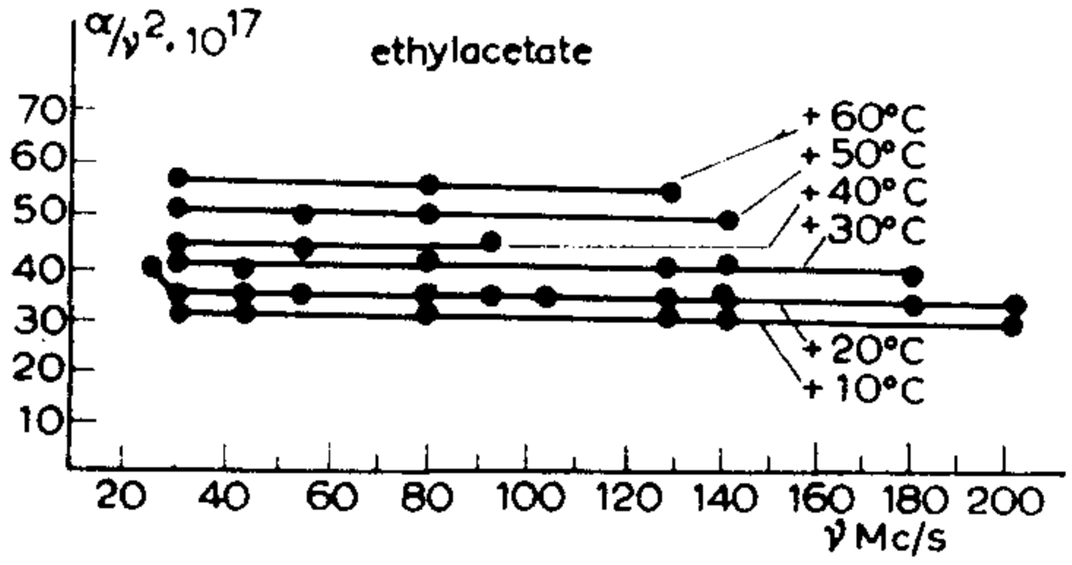


Fig. 2. Ultrasonic absorption *vs* frequency in ethylacetate.

In a range from 30 Mc/s to 200 Mc/s dispersion of the absorption coefficient is not observed, but below 30 Mc/s a sharp increase in α/ν^2 occurs.

Thus these results are in qualitative agreement with the classical theory of Stokes and Kirchhoff, based on the shift of viscosity and thermoconductivity. This theory predicts $\frac{\alpha}{\nu^2}$ = const. *vs* the frequency. These results, however, are much larger (4–5 times) than the values calculated from the classical theory.

Therefore taking the classical theory into account one can say that the surplus absorption is due to the bulk viscosity.

In the range from 30– 100 Mc/s the shape of curve $\frac{\alpha}{\nu^2}$ versus frequency in propyl acetate shows a continuous decline of $\frac{\alpha}{\nu^2}$. At higher frequencies up to 200 Mc/s the law is observed but the values of $\frac{\alpha}{\nu^2}$ are again higher than those obtained from the theory of Stokes and Kirchhoff.

The investigation of $\frac{\alpha}{\nu^2}$ *vs* frequency in ethyl acetate and in propyl acetate shows that the relaxation region in ethyl acetate is apparently situated at frequencies higher than 200 Mc/s. Evidently this region of relaxation will be displaced in the higher members of the homologous series of the ethers in the direction of the lower frequencies and thus the relaxation region for methyl acetate will occur at a frequency higher than that of ethyl acetate.

The results obtained do not allow for acetic ethers a quantitative analysis of the processes of ultrasonic absorption in the investigated regions of frequency and temperature.

All these results make it possible to draw the conclusion that as a result of measurements over a broader frequency region (up to the value of the absorption coefficient of Stokes) it will be possible to make a quantitative analysis. I will also be possible to make a more complete analysis as a result of investigation of other members of this homologous series.

REFERENCES

1. V. P. NOZDREV AND A. M. SULTANOV, *Symposium: Use of ultrasonics in the examination of materials*, 3 (1956) 117.
2. B. A. BELINSKIJ, *Symposium: Use of ultrasonics in the examination of materials*, 5 (1957) 29.
3. L. G. BELINSKAJA, *Akust. Zhur.*, in the press.
4. E. L. HEASELL AND J. LAMB., *Proc. Phys. Soc. (London) B*, 69 (1956) 869.

The Visco-Elastic Properties of Lubricating Oils and Other Liquids at High Frequencies

A. J. BARLOW AND J. LAMB
Electrical Engineering Department, Imperial College, London (Great Britain)

We have adopted methods developed originally by MASON *et al.*[1] and MCSKIMIN[2] to measure the shear mechanical impedance of lubricating oils over the frequency range 6 to 78 Mc/s. Our aim has been to study the linear visco-elastic behaviour of the oils as a fundamental investigation and with relationship to the practical problems of lubrication in high speed gears.

The complex shear mechanical impedance of a liquid, Z_L, is related to the complex shear modulus, G^*, by

$$Z_L^2 = (R_L + jX_L)^2 = \varrho G^* = \varrho\,(G' + jG'') \tag{1}$$

where ϱ is the density.

We express the stress–strain relationship for a liquid under sinusoidally alternating stress in terms of a continuous distribution of relaxation frequencies as

$$G' = \int_{-\infty}^{+\infty} G_\infty \, g\,(\log p)\, \frac{f^2}{(p^2 f_s^2 + f^2)}\, \mathrm{d}\,(\log p) \tag{2}$$

$$G'' = \int_{-\infty}^{+\infty} G_\infty \, g\,(\log p)\, \frac{p f f_s}{(p^2 f_s^2 + f^2)}\, \mathrm{d}\,(\log p) \tag{3}$$

where $g\,(\log p) \cdot \mathrm{d}\,(\log p)$ represents the fractional number of relaxation frequencies which are multiples p of f_s in the interval $\mathrm{d}\,(\log p)$, G_∞ is the limiting shear rigidity at high frequencies. We define the reference frequency f_s by $2\pi f_s = G_\infty/\eta_s$, where η_s is the static viscosity.

In Fig. 1 we give measured values of R_L and X_L for an oil of medium viscosity index for three temperatures. We find that we can include all these results for R_L or

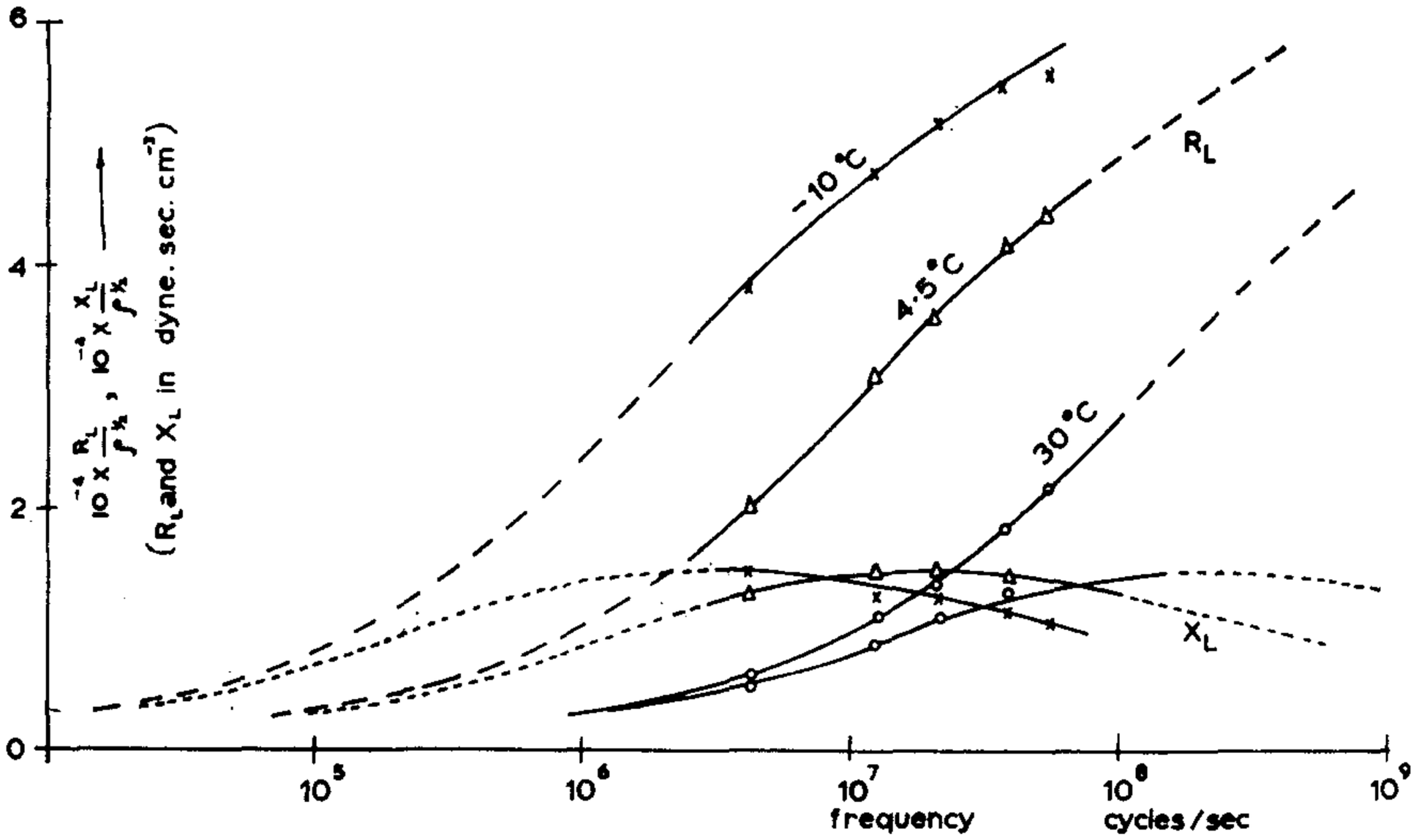


Fig. 1. Mechanical impedance of M.V.I. oil.

X_L on a single universal curve (Fig. 2) by plotting against log αf as abscissa where α is the ratio of η_s at temperature T to the value at the reference temperature T_0, $\alpha = (\eta_s)_T/(\eta_s)_{T_0}$.

Moreover, the same procedure can be applied to results at high pressure, and included on the universal curves of Fig. 2 are the points corresponding to a pressure of 1000 atm. At this pressure (P) and a temperature of 30° C: $\alpha = (\eta_s)_P/(\eta_s)_{P_0} = 16.7$. The components of the shear modulus calculated from Fig. 2 are shown on Fig. 3. As a first approximation in equation (2) replace the factor $[f^2/(p^2 f_s^2 + f^2)]$ by a step function, equal to unity for $p < f/f_s$ and to zero for $p > f/f_s$.
Equation (2) can then be written

$$G'\,(\log f) = \int_{-\infty}^{\log\,(f/f_s)} G_\infty \, g\,(\log p) \cdot \mathrm{d}\,(\log p) \tag{4}$$

Differentiating with respect to the upper limit gives

$$\frac{\partial G' (\log f)}{\partial (\log f)} = G_\infty \, g (\log p) \tag{5}$$

The distribution function $G_\infty \, g (\log p)$ is therefore given approximately by the slope of the experimental curve of G' versus $\log f$, which we determine numerically at suitable intervals of frequency. We then recalculate the G' curve from equation (2) and plot the difference curve and add it to the original distribution. In practice this has been sufficient to reconstitute both the G' and G'' curves within experimental error (Fig. 3).

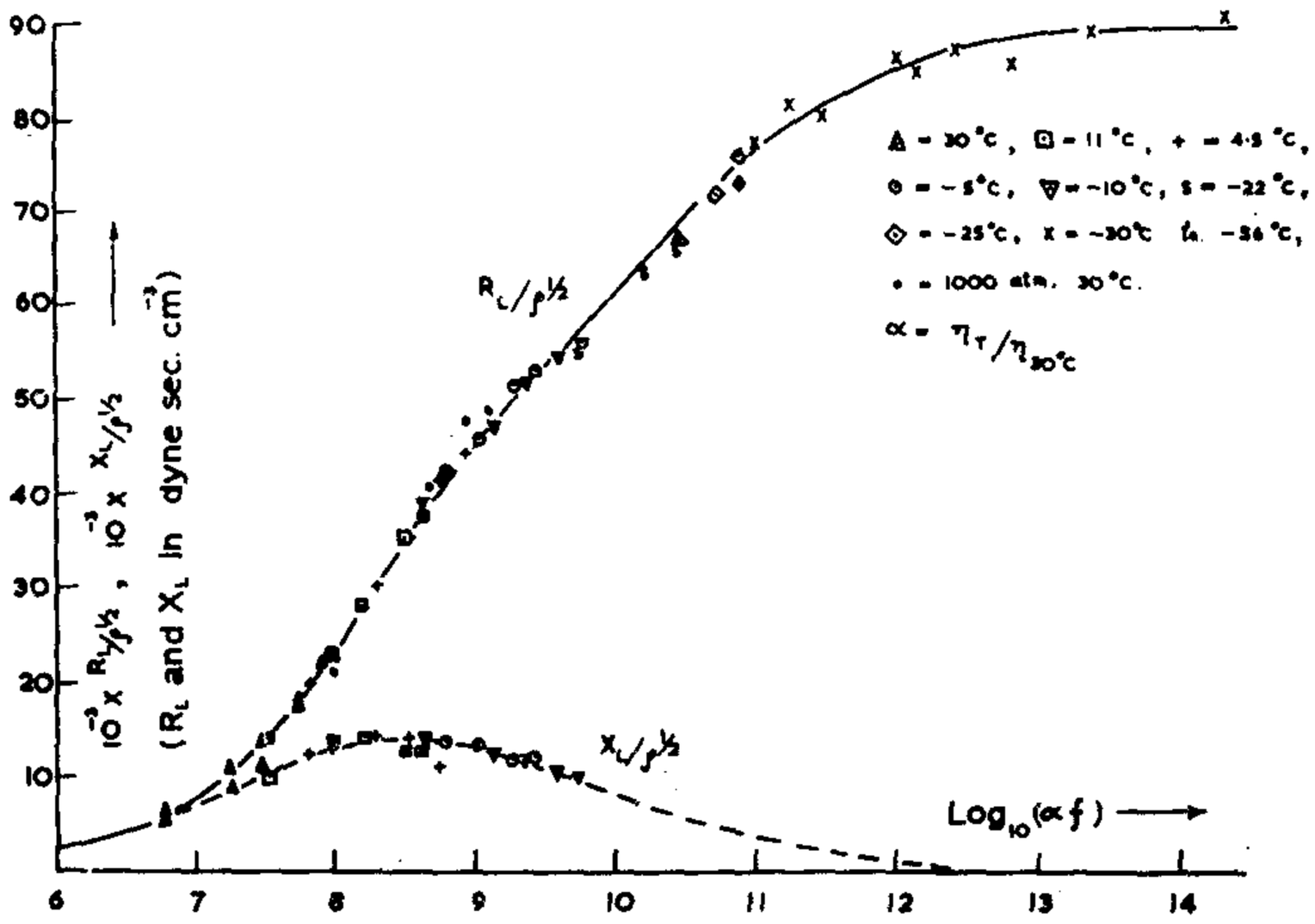


Fig. 2. M.V.I. oil. Resistive and reactive components of the shear mechanical impedance.

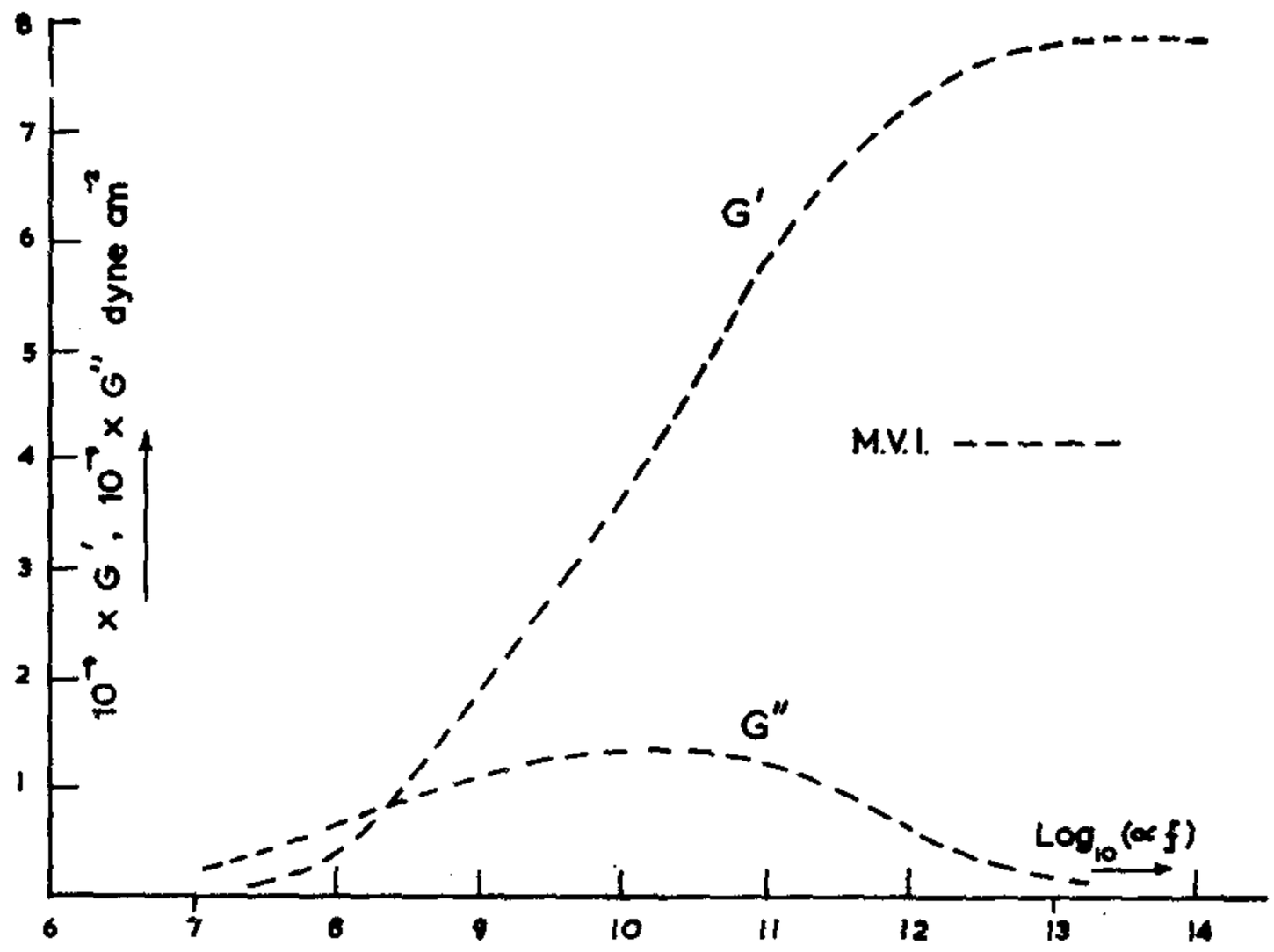


Fig. 3. Components of the shear modulus calculated from measured values of R_L and X_L for M.V.I. oil.

The relaxation spectrum evaluated in this way for three base stock lubricating oils is given in Fig. 4, together with the hydrocarbon type distribution. Comparing these we conclude that the principal contributions of the hydrocarbon types to the

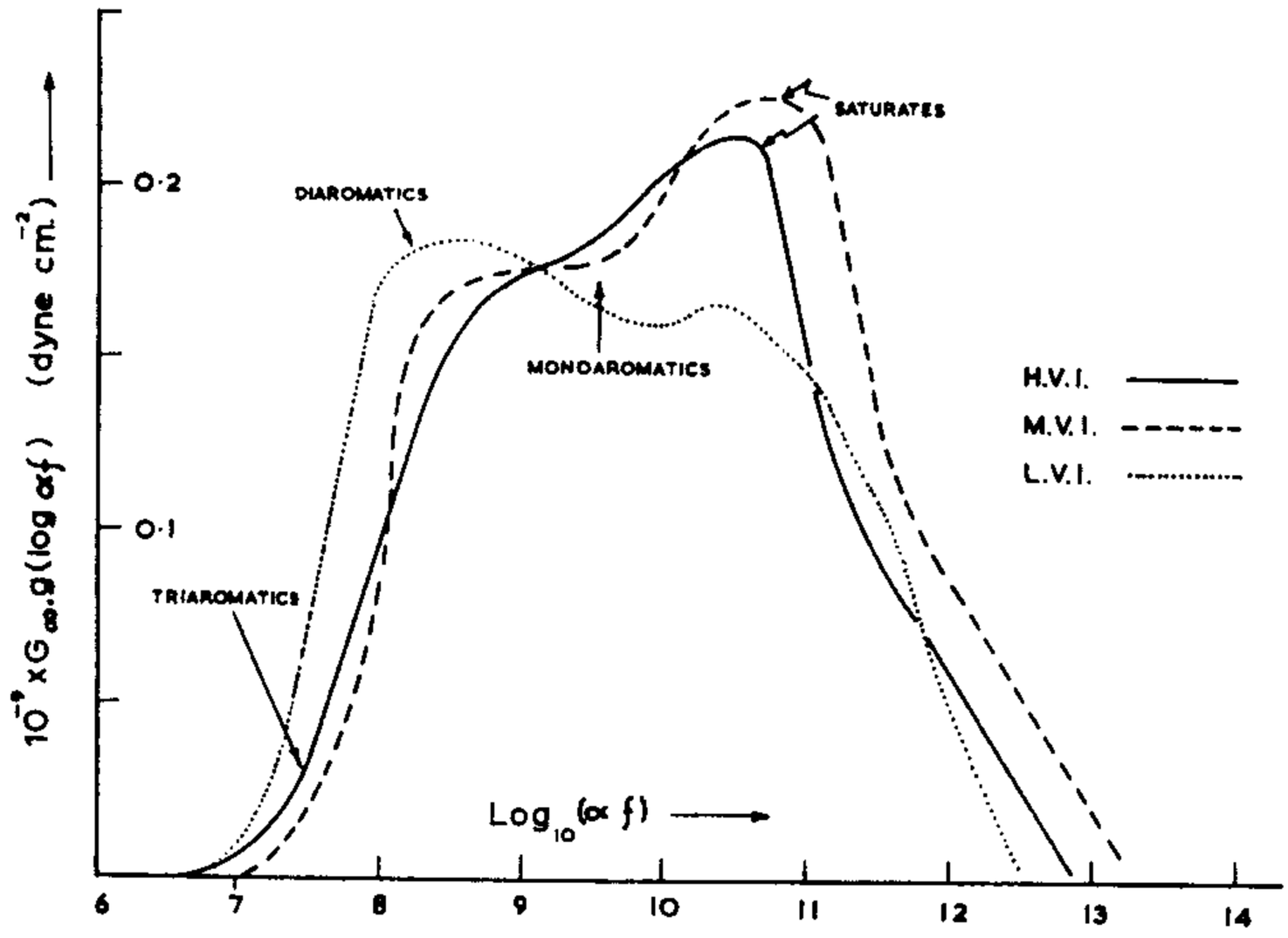


Fig. 4. Relaxation spectrum and hydrocarbon type distribution.

Oil type	*Saturates*	*Mono-aromatics*	*Di-aromatics*	*Tri-aromatics*
L.V.I.	42%	17%	30%	11%
M.V.I.	66%	22%	9%	3%
H.V.I.	66%	20%	9%	5%

M.V.I. Saturates were more naphtenic than H.V.I. Saturates.

relaxation spectrum are, in ascending order of frequency: tri-aromatics, di-aromatics, mono-aromatics and saturates. This also has been found to correspond to the relative order in descending magnitude of viscosity.

We wish to thank the National Engineering Laboratory for supporting this work by a research contract and the Thornton Research Centre for supplying and analysing the oils.

REFERENCES

1. W. P. Mason, W. O. Baker, H. J. Mc Skimin and J. H. Heiss, *Phys. Rev.*, 75 (1949) 936.
2. H. J. McSkimin, *J. Acoust. Soc. Am.*, 24 (1952) 355.

Ultrasonic Relaxation in Some Substituted Ethanes

E. L. HEASELL, R. A. PADMANABHAN AND J. LAMB
Electrical Engineering Department, Imperial College, London (Great Britain)

Previous work has shown that anomalous sound absorption occurs in a liquid, the molecules of which can assume stable isomeric configurations due to restricted rotation about an internal bond. Classical examples of such rotational isomers are

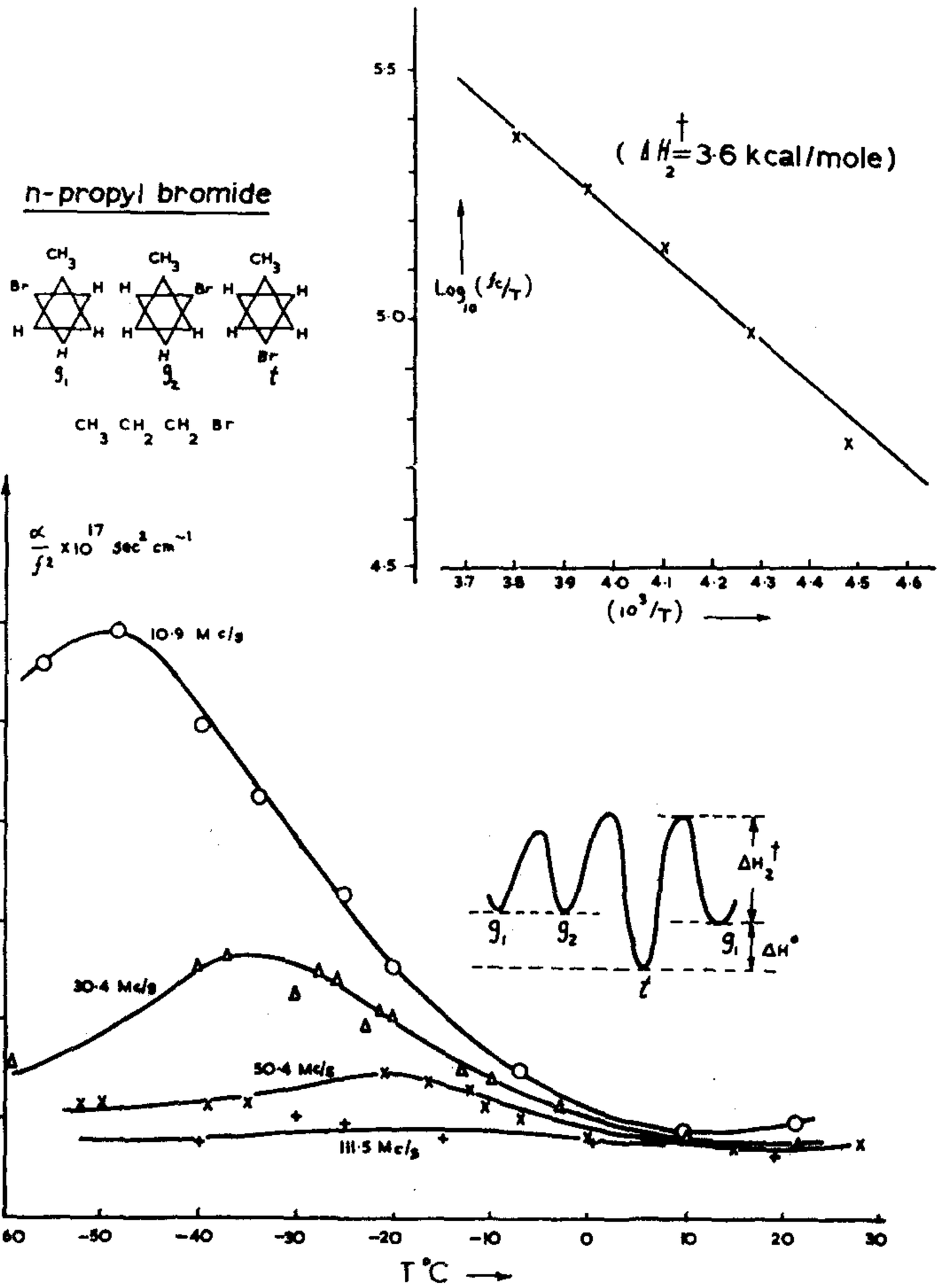


Fig. 1. Ultrasonic absorption and relaxation in 1-bromopropane.

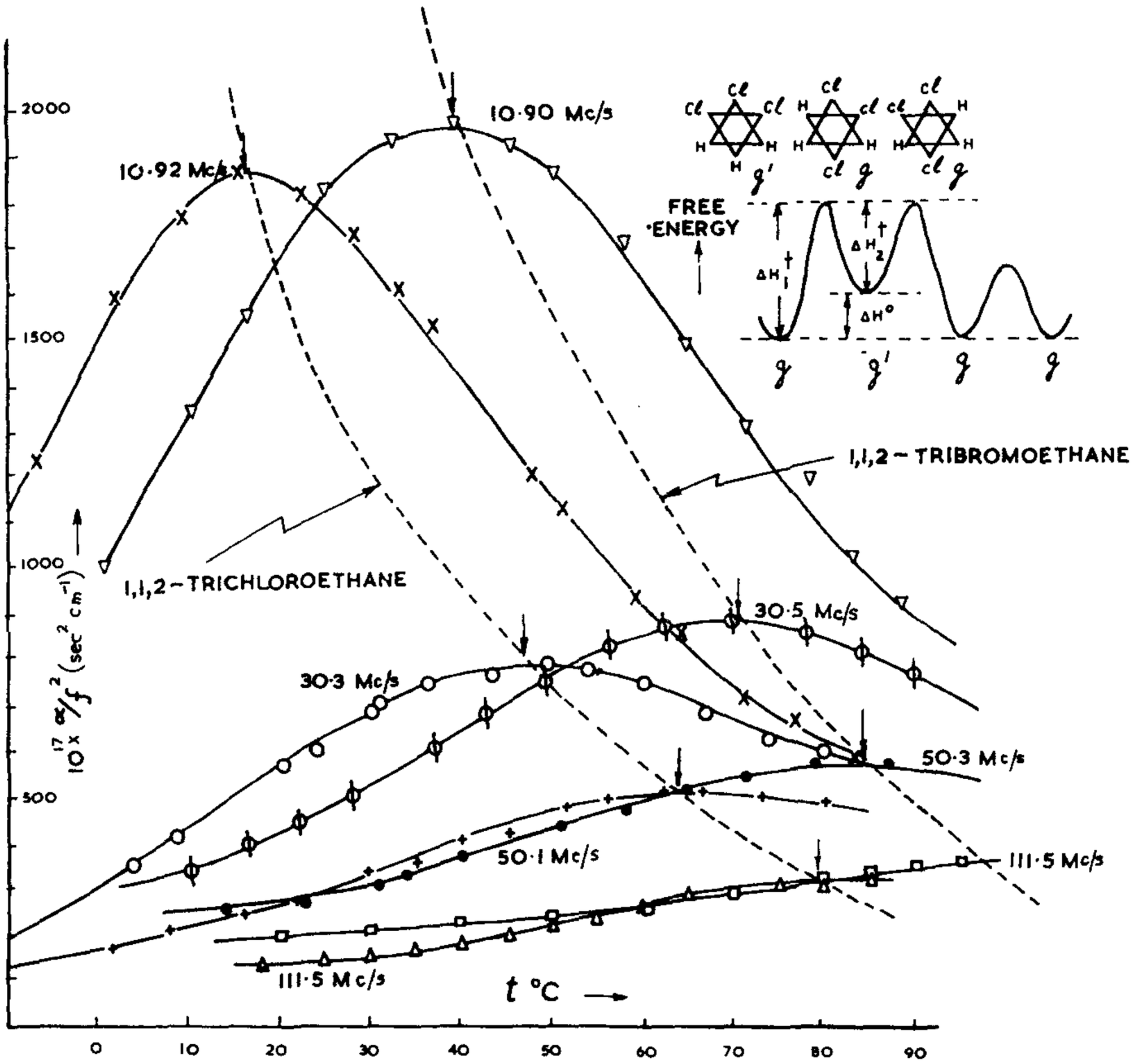


Fig. 2. Ultrasonic absorption and relaxation in 1,1,2-trichloroethane and 1,1,2-tribromoethane.

in ethane and its derivatives, but ultrasonic relaxation occurs only when there is an energy difference between the equilibrium positions.

We have measured the absorption through this relaxation region in 1-bromopropane, 1,1,2-trichloroethane, 1,1,2-tribromoethane, 1,2-dichloropropane and 1,2-dibromopropane (Fig. 1, 2 and 3). In each case we can represent the absorption at any temperature by an equation of the form

$$\alpha/f^2 = B + A/[1 + (f/f_c)^2]$$

where A, B and f_c are parameters of the relaxation. There are three alternative isomeric forms in each of the above molecules, but in the case of the first three, two positions are of equal energy and differ from the third. We treat the absorption results in the di-substituted ethanes, which have three different energy positions, in terms of a 2-state reaction since the absorption results fit the above equation. We obtain the activation energy of the backward reaction ΔH_2^+ from the slope of the plot of $\log(f_c/T)$ *vs* $1/T$ (Fig. 4). The energy difference between the stable configurations, ΔH°, is given from the slope of the plot of $\log(T\mu_m/v^2)$ *vs* $1/T$ (Fig. 5). The results of the calculations are given in Table I.

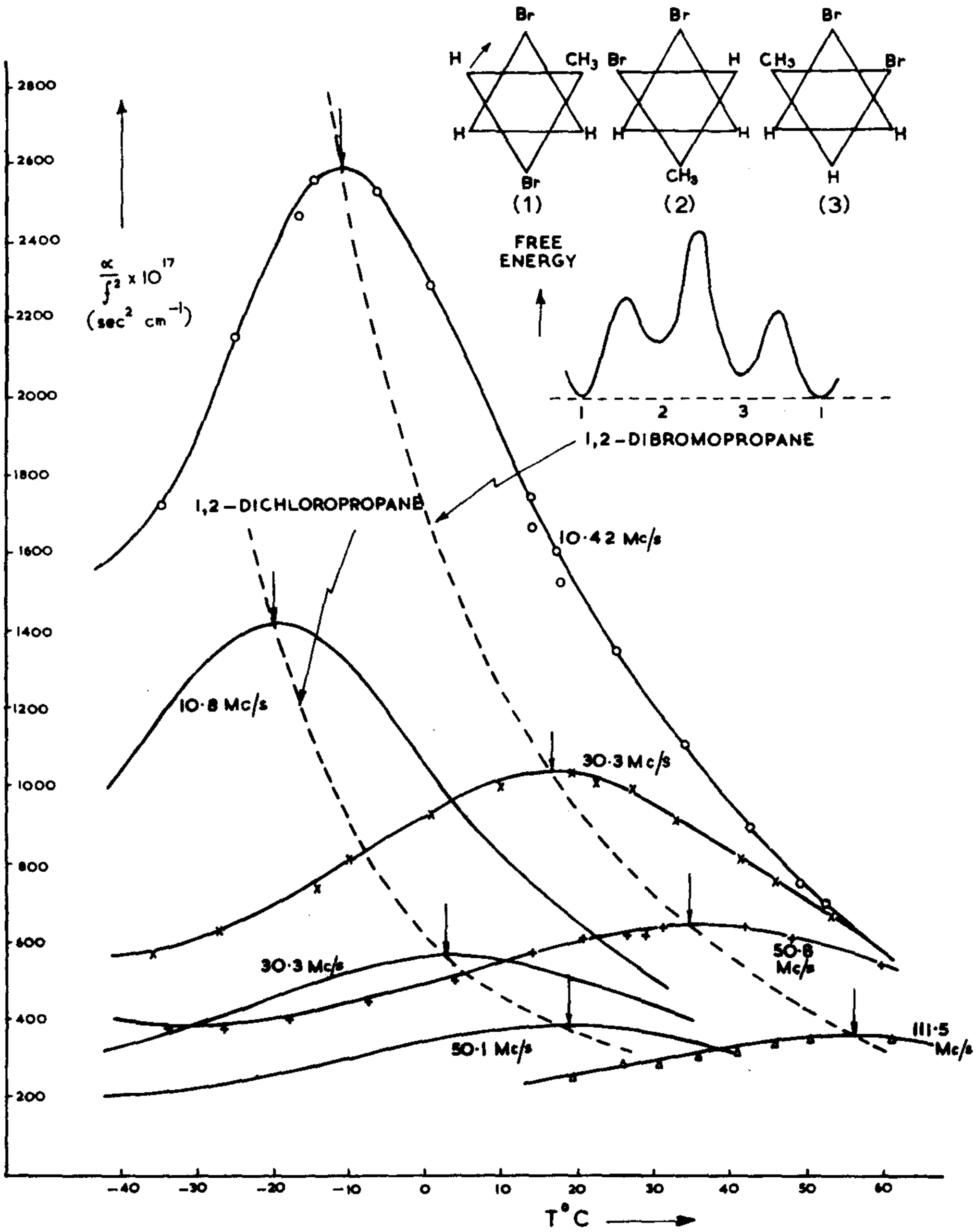


Fig. 3. Ultrasonic absorption and relaxation in 1,2-dibromopropane and 1,2-dichloropropane.

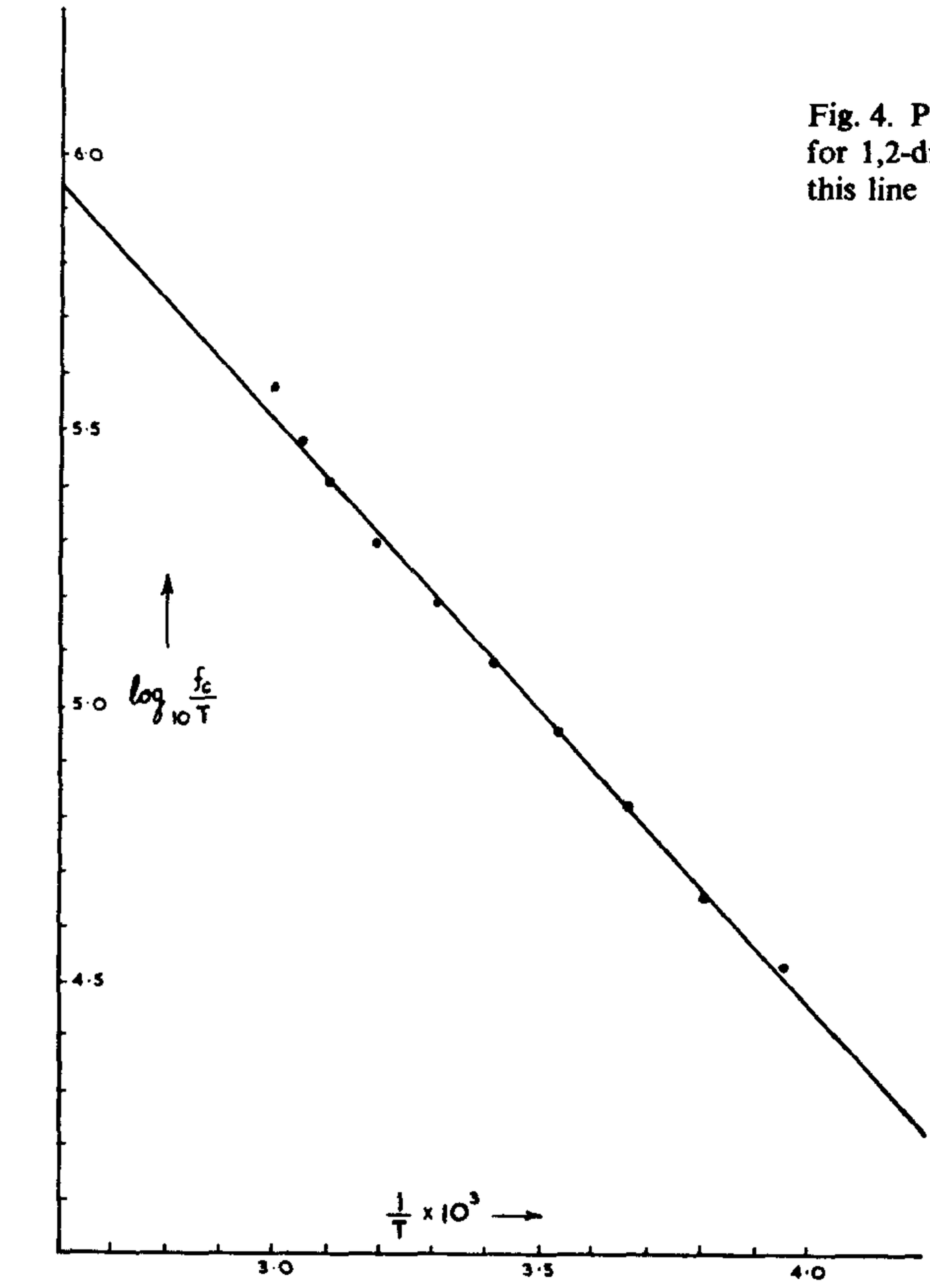


Fig. 4. Plot of $\log(f_c/T)$ against $(1/T)$ for 1,2-dibromopropane. The slope of this line gives $\Delta H_2^+ = 4.9$ kcal/mole.

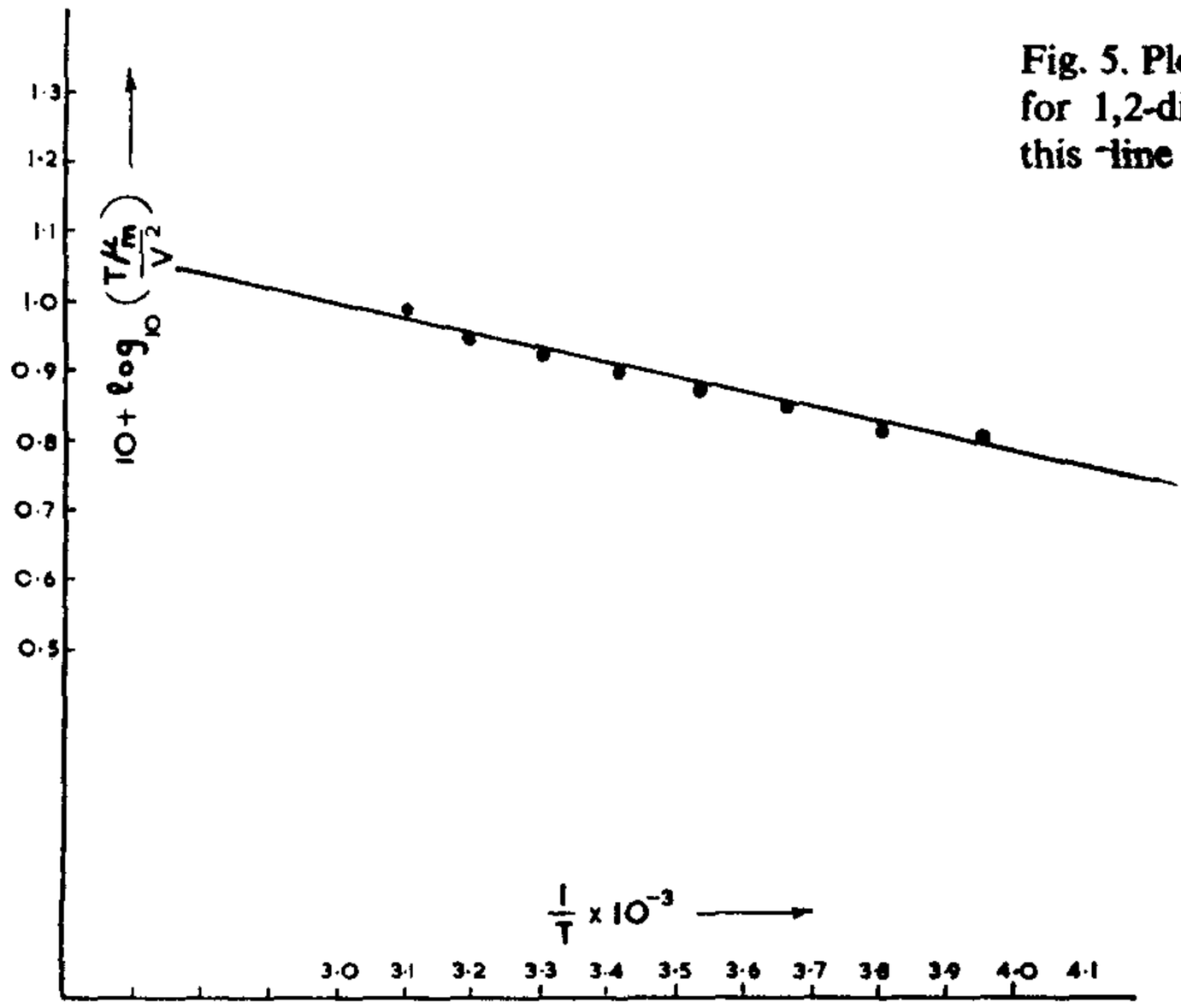


Fig. 5. Plot of $\log(T\mu_m/v^2)$ against $(1/T)$ for 1,2-dibromopropane. The slope of this line gives $\Delta H^\circ = 0.9$ kcal/mole.

ΔH_2^+ is slightly higher and ΔH° somewhat lower for the bromo-substituted compounds compared with the chloro-substituted ones.

TABLE I

ENERGY PARAMETERS FOR SUBSTITUTED ETHANES

Liquid	ΔH° [*kcal/mole*]	ΔH_2^+ [*kcal/mole*]
1-Bromopropane	1.3	3.6
1,1,2-Trichloroethane	2.2	5.8
1,1,2-Tribromoethane	1.6	6.4
1,2-Dichloropropane	1.1	4.7
1,2-Dibromopropane	0.9	4.9

Acknowledgement

The authors gratefully acknowledge the financial assistance by the Worshipful Company of Clothworkers in support of this work.

Ultrasonic Absorption in Non-Associated Organic Liquids

M. MOKHTAR AND K. SALAMA

Physics Department, Faculty of Science, University of Cairo (U.A.R.)

The paper deals with an experimental study of ultrasonic absorption and velocity in four non-associated organic polar liquids, namely, chloroform, toluene, chlorobenzene and nitrobenzene. The measurements are carried out using a pulse technique with some modifications to suit the range of absorption dealt with, and to increase the accuracy of the velocity measurements. The absorption and velocity are measured at various temperatures ranging from 20° C up to near the boiling point of the liquid investigated, and at frequencies ranging from 1 to 8 Mc/s.

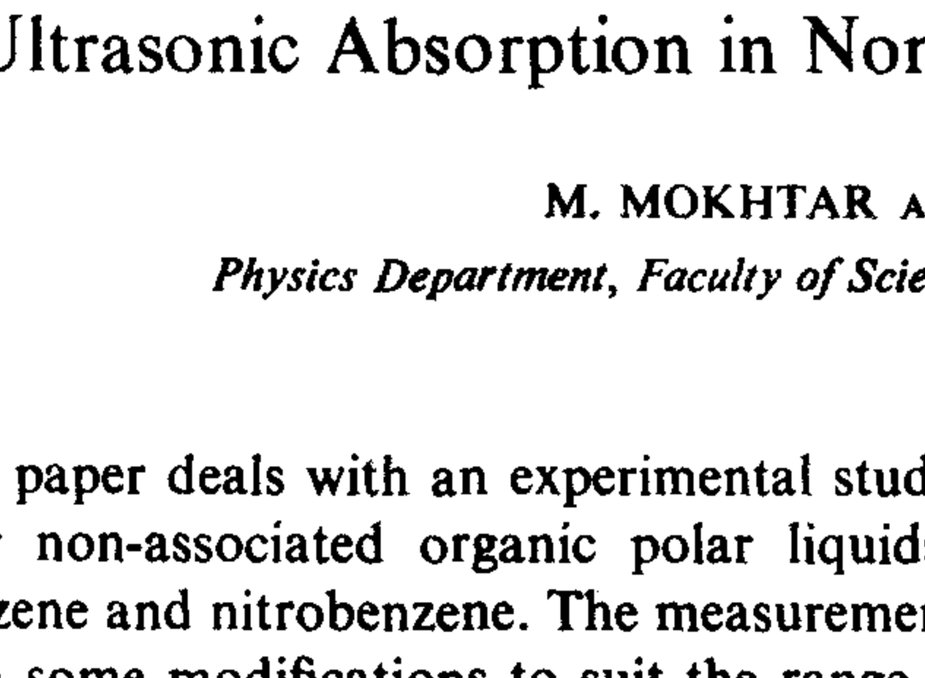


Fig. 1. Normal variation of a/f^2 with temperature for nitrobenzene.

The results show that the velocity of sound in the liquids investigated varies linearly with temperature and that it is nearly constant throughout the range of frequencies used. The usual positive thermal coefficient of α/f^2 often observed in non-

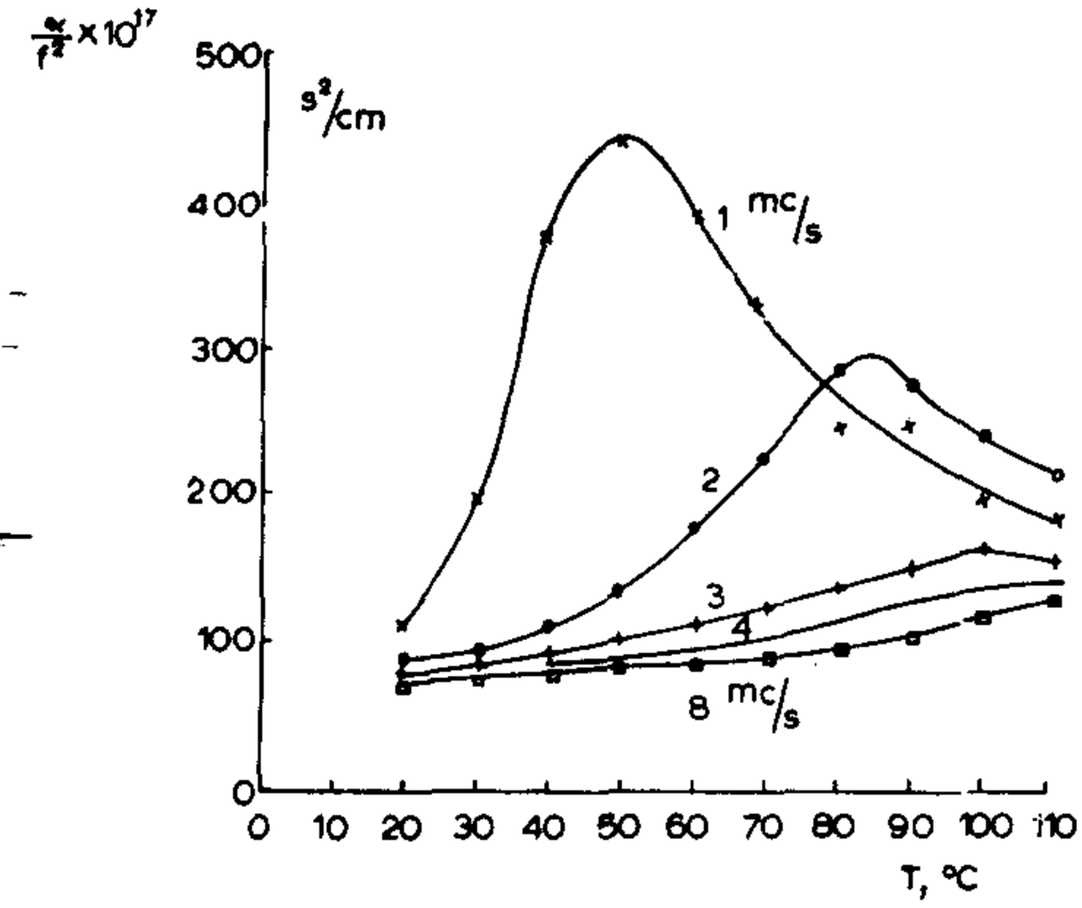


Fig. 2. Anomulous variation of α/f^2 with temperature for toluene.

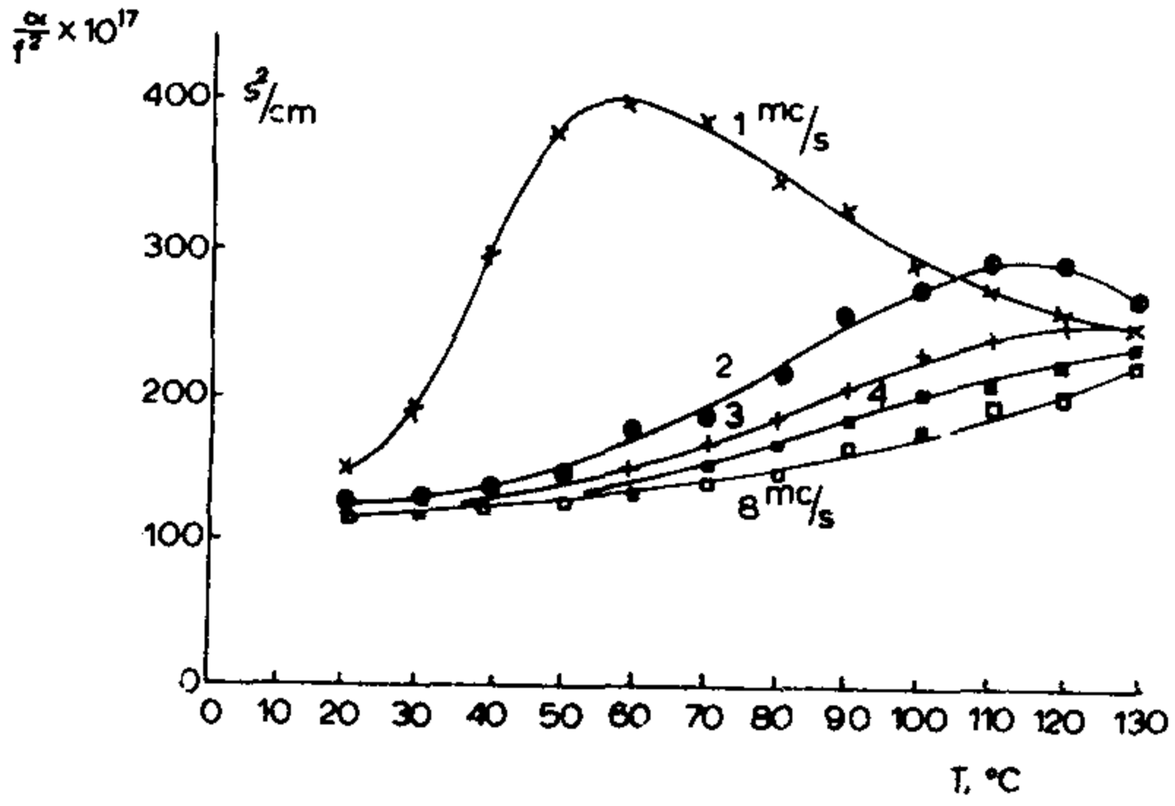


Fig. 3. Anomalous variation of α/f^2 with temperature for chlorobenzene.

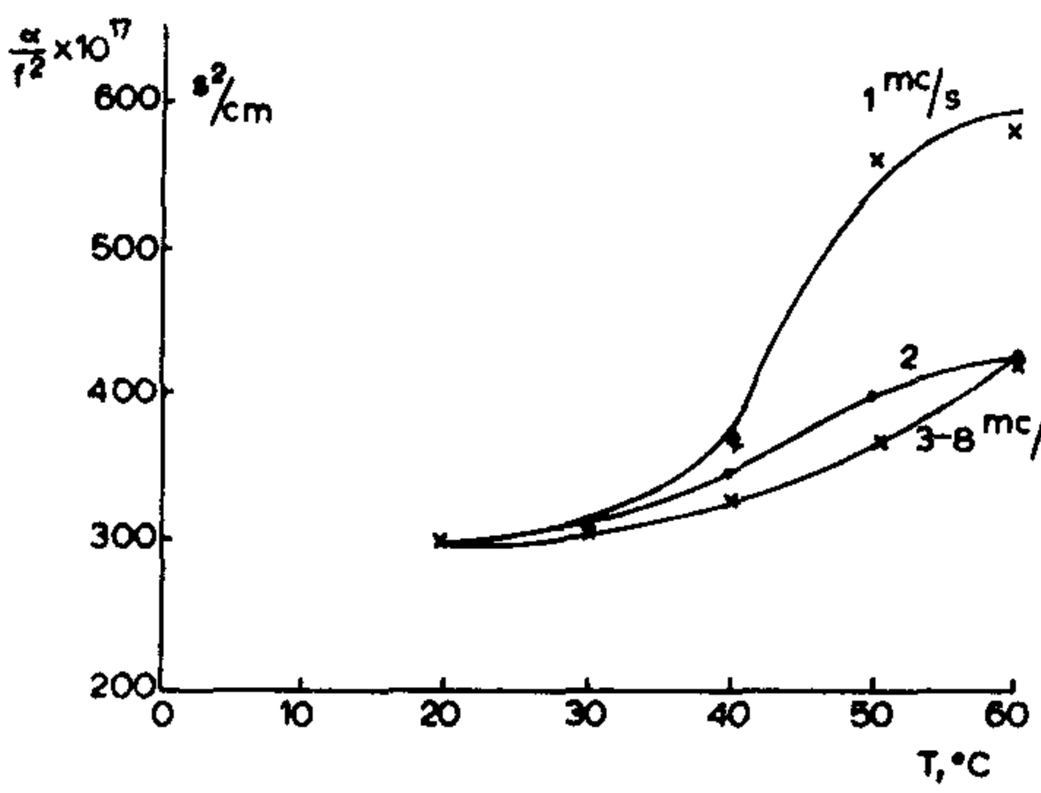


Fig. 4. Anomalous variations of α/f^2 with temperature for chloroform.

associated liquids, when the temperature is varied, is verified only in nitrobenzene, (Fig. 1). For the three other liquids the values of α/f^2 exhibit an anomalous behaviour particularly in the frequency range near 1 Mc/s (Figs 2, 3 and 4). Although this anomaly is not quite obvious in the case of chloroform, yet for toluene and chloro-

benzene peaky curves are very distinct at frequencies in the vicinity of 1 Mc/s. For these two liquids, as the frequency increases the peaks become less and less distinct and the graphs tend to take the usual positive rising form.

The anomalous behaviour of the ultrasonic absorption in the three liquids, toluene, chlorobenzene and chloroform can be attributed to structural effects. A structural model previously assumed by MIFSUD AND NOLLE[1], making use of the hole theory of FRENKEL[2] is adopted. In consequence with it, it is found that the heat of activation for such a process in any of these liquids, at a temperature close to its boiling point is nearly equal to the molecular latent heat of the liquid or nearly equal to the activation energy of vaporization. This is in conformity with the hole theory, as large holes filled with vapour actually exist in the liquid near its boiling point. It is then concluded that the motion of a molecule in a sound field, at relatively high temperatures, means the passing of the molecule from a liquid state to a gaseous state and back again to a liquid state and so on. Therefore the motion of the molecule is considered as successive processes of evaporation and condensation. Whether the evaporation is complete or not, this depends upon the temperature existing. In addition, the anomalous behaviour observed could not be attributed to vibrational effects, though these may be partly responsible for the classical values of absorption.

In the full text of this paper (which will appear in *Acustica*) a theoretical discussion is given to explain the excess absorption in these four liquids over the classical values on the basis of a theory which combines the structural relaxation effects with the rotational effects due to the local molecular fields. The calculation of $(\alpha/f^2)_{excess}$ added to the Stokes classical values gives values consistent with the experimental results for the three liquids nitrobenzene, toluene and chloroform. In the case of chlorobenzene, the calculated value is less than the experimental value, which implies the possible existence of a number of relaxation times each of which is concerned with one value of activation energy.

REFERENCES

1. J. F. MIFSUD AND A. W. NOLLE, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 (1956) 469.
2. J. FRENKEL, *Kinetic theory of liquids*, Dover, New York, 1955.

Mesures d'Absorption dans les Liquides par Interférométrie Ultrasonore

R. LITZLER ET R. CERF

Centre de Recherches sur les Macromolécules, Strasbourg (France)

L'interféromètre ultrasonore, couramment employé pour les mesures de vitesse de propagation dans les gaz et les liquides, ainsi que pour les mesures d'absorption dans les gaz, était resté d'un maniement difficile pour les mesures d'absorption dans les liquides.

Des calculs récents ont conduit à une méthode de mesure simple du coefficient d'absorption des liquides[1]. Nous rappellerons tout d'abord, brièvement, le principe de cette méthode; nous donnerons ensuite des exemples de mesures.

1. Pour mesurer l'absorption d'un liquide nous procédons de la manière suivante: nous mesurons à l'aide d'un voltmètre électronique la tension V aux bornes du quartz émetteur, à courant constant I, pour une série de valeurs de l'épaisseur d du liquide fournissant une résonance. Soit V_r la valeur de V à la résonance (V_r est un minimum minimorum obtenu par ajustage simultané de la fréquence excitatrice et de l'épaisseur du liquide). Deux cas sont à distinguer:

(a) $\alpha d < 10^{-2}$ (α désigne le coefficient d'absorption du liquide pour l'amplitude de l'onde). Dans ce cas V_r est une fonction linéaire de d, et la pente de la droite donnant V_r en fonction de d est proportionnelle à α. Ajoutons que l'on peut procéder à une mesure absolue de α en déterminant, pour la valeur de I considérée ci-dessus, la tension V_0 que l'on aurait aux bornes d'un condensateur identique au quartz mais dont le diélectrique serait non piezoélectrique; la pente de la droite donnant V_r/V_0 en fonction de d fournit alors[1] directement α.

(b) $\alpha d > 10^{-2}$. Dans ce cas V_r n'est plus une fonction linéaire de d. Toutefois, d'après le calcul mentionné ci-dessus [1], en portant $(V_r/V_0)\,[1 + (V_r/V_0)^2]$ en fonction de d, on doit à nouveau obtenir sensiblement une droite (pourvu que αd reste inférieur à 10^{-1}); on pourra donc déterminer α avec autant de facilité que dans le cas (a).

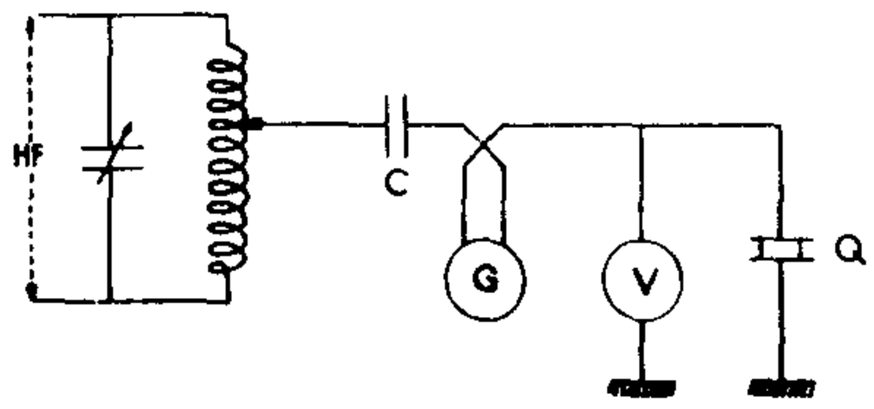


Fig. 1. Schéma du montage électrique.

2. Le montage, représenté de façon schématique sur la Fig. 1, est analogue à celui de CERF ET MAYER[2]. V est le voltmètre électronique monté aux bornes du quartz Q; le galvanomètre G monté aux bornes d'un couple thermoélectrique fournit l'inten-

sité du courant traversant le quartz; enfin nous avons ajouté ici un condensateur de liaison c de faible capacité dont le rôle est de limiter les variations du courant traversant le quartz lorsqu'on s'approche d'une résonance, et que, par suite, l'impédance de ce dernier subit des variations très grandes.

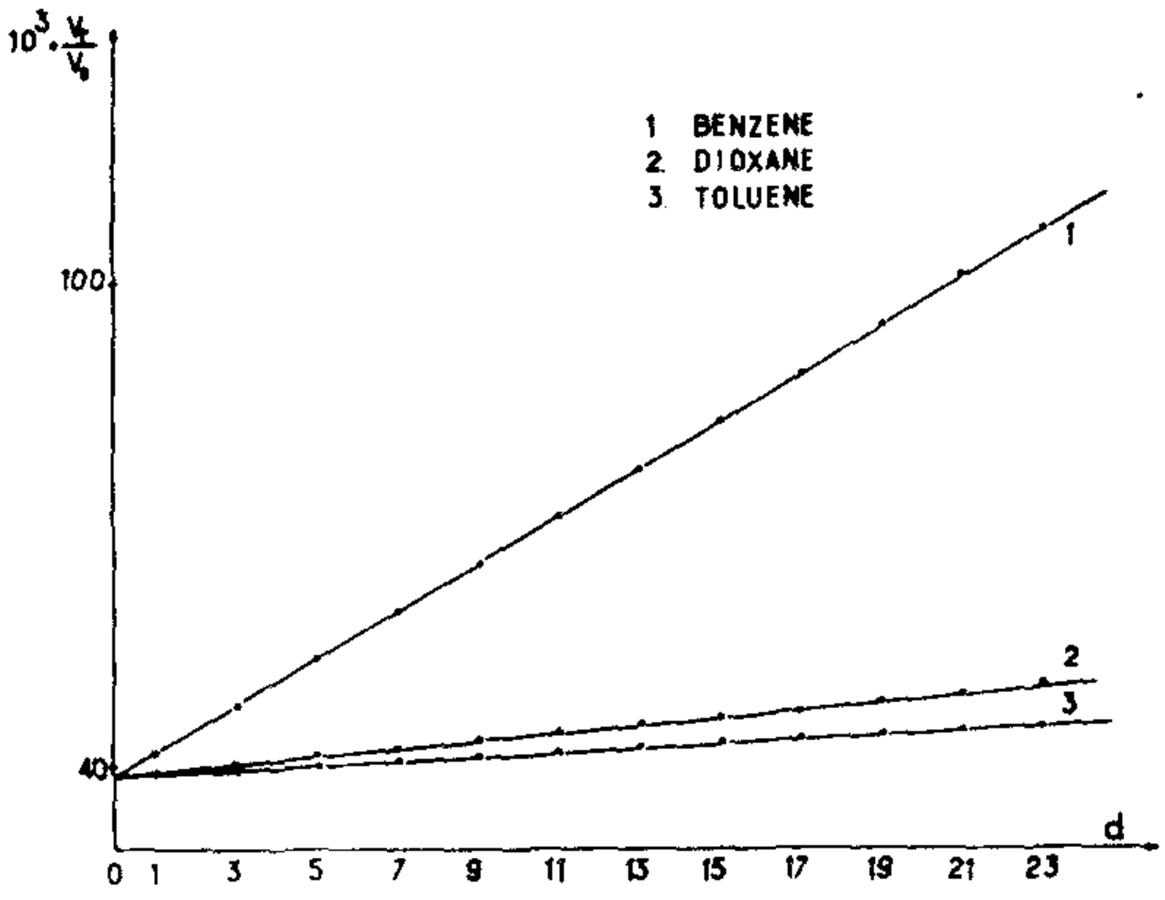


Fig. 2. V_r/V_0 en fonction de d (exprimé en demi-longueurs d'onde) pour le toluène, le dioxane et le benzène [cas (a)].

La Fig. 2 [cas (a)] représente les variations de V_r/V_0 en fonction de d jusqu'à la douzième résonance pour le toluène, le dioxane et la benzène à 1 Mc/s. On obtient effectivement des droites. On notera que le rapport des pentes pour le benzène et le toluène est voisin de 10, ce qui est bien le rapport connu des absorptions de ces liquides à la fréquence considérée. On ne discutera pas ici les différentes corrections qu'il conviendrait d'effectuer pour tenir compte des effets de bord ainsi que de la non planéité des ondes; par suite on ne donnera pas, pour le moment, de valeurs absolues des coefficients d'absorption.

La Fig. 3 [cas (b)] représente pour le sulfure de carbone, à la même fréquence, d'une part les variations de V_r/V_0 et d'autre part celles de $(V_r/V_0)\,[1 + (V_r/V_0)^2]$ en fonction de d, jusqu'à la dizième résonance. On voit que la première courbe présente une courbure prononcée, tandis que la seconde peut être assimilée à une droite jusqu'à la huitième résonance.

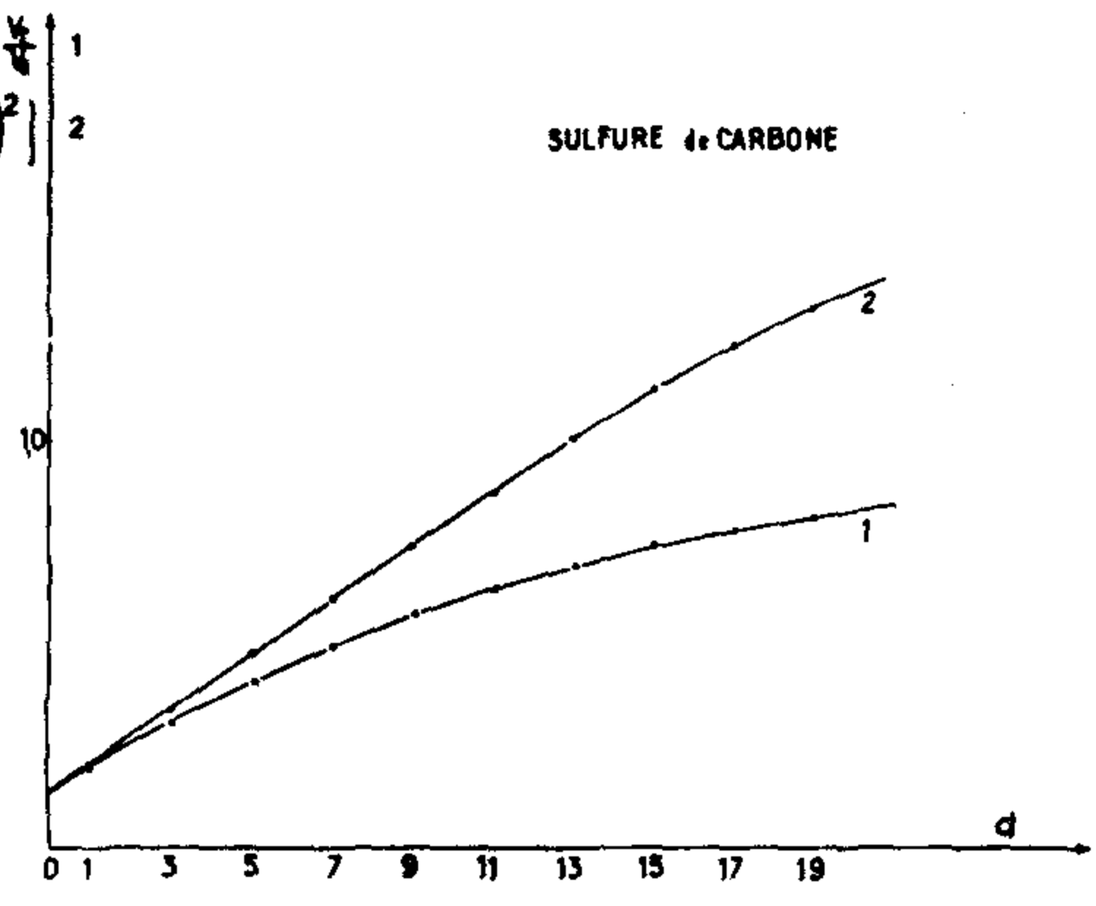


Fig. 3. V_r/V_0 [courbe 1] et $(V_r/V_0)\,\{1 + (V_r/V_0)^2\}$ [courbe 2] en fonction de d (exprimé en demi-longueurs d'onde) pour le sulfure de carbone [cas (b)].

Nous n'avons donné ici que des résultats concernant des liquides purs, essentiellement pour illustrer la simplicité de la méthode. Nous ferons connaître prochainement les résultats que nous avons obtenus pour les solutions de macromolécules.

BIBLIOGRAPHIE

1. R. CERF, *Compt. rend.*, 248 (1959) 3536.
2. R. CERF ET E. MAYER, *Compt. rend.*, 243 (1956) 148.

The Electronic Structure of Tin Investigated by Ultrasonic Attenuation*

T. OLSEN**
Department of Physics, Brown University, Providence, R.I. (U.S.A.)

Recent investigations[1, 2] have shown that ultrasound is a powerful tool in the study of the electronic properties of metals. The ultrasonic method has the obvious advantage of using externally imposed lattice vibrations of known frequency and polarization *i.e.* sound, and it measures the interaction with the conduction electrons directly as an attenuation. In order that the electrons will interact with the soundwave, is it necessary for the electron mean free path to be comparable to the wavelength. This is obtained in very pure metals at liquid helium temperatures.

The possibility of studying the Fermi surface, or the momentum distribution of the electrons, rests upon what happens when a magnetic field is applied. The magnetic field will cause the electrons to move in arcs, or if the mean free path is long, in closed orbits. The orbit diameter ($2r$) will be proportional to the electron momentum component ($k_\perp$) perpendicular to the direction of the field and proportional to $1/H$ where H is the field strength. Thus $2r \sim k_\perp/H$. These orbits will pass through maxima and minima in the electrical fields set up by the sound wave, and when the orbit diameter changes with the field, oscillations occur in the attenuation corresponding to changes in the orbit diameter equal to the wavelength of the sound. The periodicity of the attenuation, therefore, should yield information about the Fermi surface.

At Brown University two metals have been investigated thoroughly so far using this technique. Copper was studied with considerable success [3] and it was felt that the method should be tried on the more complicated structure of tin.

* Supported in part by the U.S. Air Force Office of Scientific Research.
** On leave from the University of Oslo, Norway.

Tin has a tetragonal crystal structure, and four sets of experiments[4] have been done on high purity single crystals. Longitudinal waves, and transverse waves when this was possible, have been propagated along the tetragonal axis, along the [100]- and [110]-axis as well as at an arbitrary angle in the plane perpendicular to the tetragonal axis. In all four cases the attenuation was measured as a function of the field for

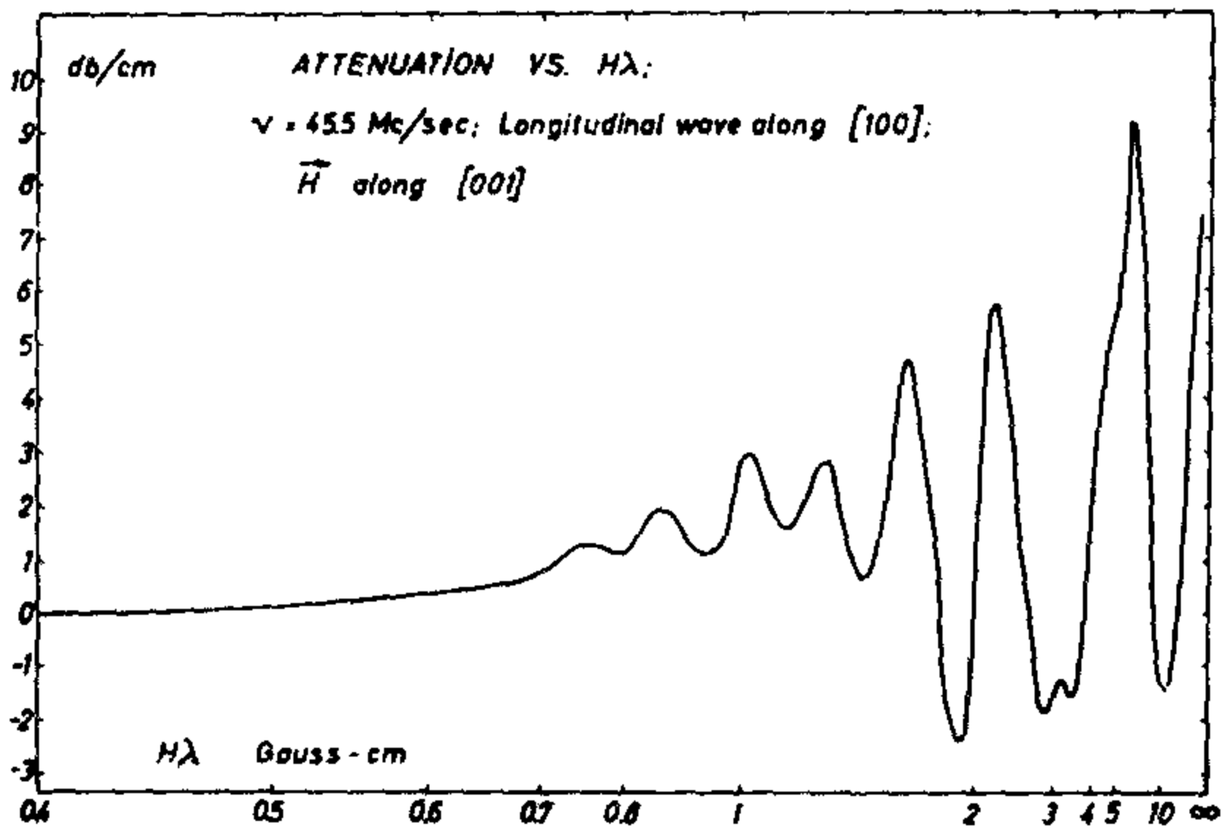


Fig. 1. Attenuation *vs* field times wavelength plotted on a reciprocal scale for a longitudinal wave with the propagation vector along the [100] -axis and the field along the tetragonal axis.

different directions of the field. Fig. 1 shows a typical curve of the observed attenuation plotted *vs* field times wavelength (λ) on a reciprocal scale. A number of oscillations can be seen which are, as expected, periodic in $1/H\lambda$. Besides the main period two more can also be distinguished. Each of these periods represents a different momentum $k_\perp$.

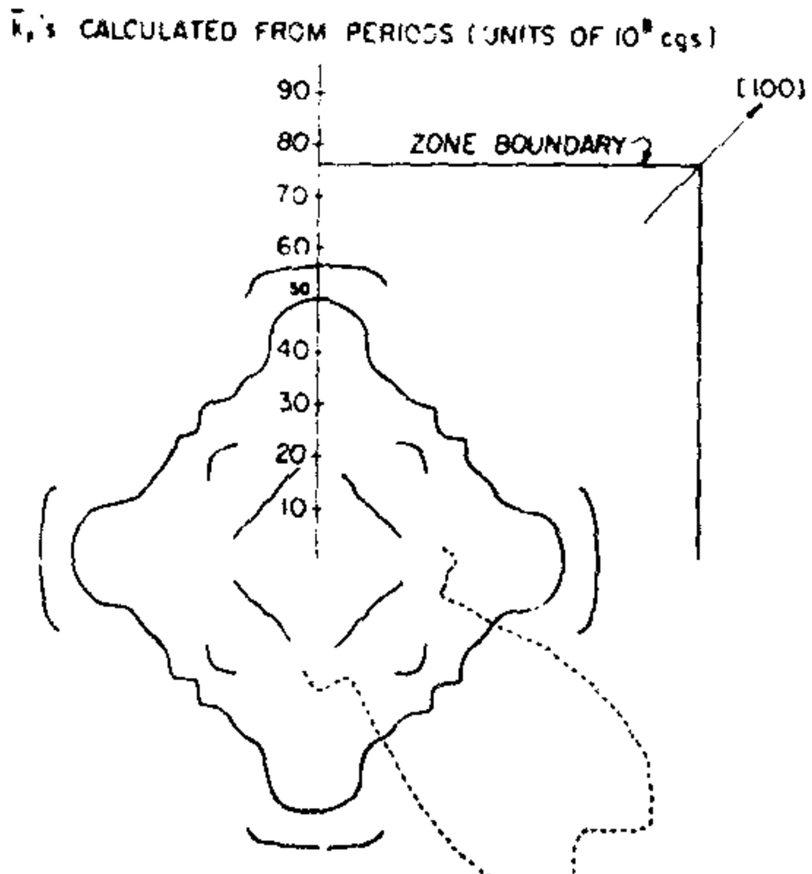


Fig. 2. Polar plot of the momenta, in units of 10^8 cgs, as calculated from the oscillations and the high field attenuation, in arbitrary units, for the direction of propagation along the tetragonal axis.

By observing the movements of the peaks when the field is rotated, we can trace the variation of the momentum as a function of the field direction. Fig. 2 shows such a polar plot of the momenta calculated from the periods in the case where the sound was propagated along the tetragonal axis.

Relating the momenta to the actual Fermi surface is difficult. Due to the obviously complex surface in tin, the electrons will experience the electrical field through very complicated orbits, and it is hard to realize what kind af apparent momentum this will lead to. Furthermore, since we possibly get contributions from all planes through

the electron distribution perpendicular to the field, this pattern will represent a projection of the average momentum for the extremities of the surface. It should be said, however, that recent theories, all assuming a spherical Fermi surface, find the period to depend upon the outer orbit momentum only.

At about 1000 gauss the attenuation starts to increase and seems to saturate at a value usually higher than the zero field value. A number of measurements were taken with the highest field we could obtain (6500 gauss) for different temperatures, frequencies and orientations of the field. Since tin is a superconductor, the total electronic part of the attenuation could be found, and this was shown to increase proportionally to the relaxation time and the square of the frequency in the high field region. Fig. 2 also shows the high field attenuation (the broken line). If we assume that a high value of the attenuation at high fields means that a greater density of electrons can move around the surface without touching the zone boundaries, we are led to the conclusion that the surface touches the (110)-faces over a large area, corresponding to the broad minima in these directions, and the (110)-faces over a small area, corresponding to the smaller minima in those directions. This means that the double lines in the momentum plot might result from touching and a possible overlap.

A detailed study of these data is now in progress and will be published elsewhere.

REFERENCES

1. R. W. MORSE AND J. D. GAVENDA, *Phys. Rev. Letters*, 2 (1959) 250.
2. R. W. MORSE, T. OLSEN AND J. D. GAVENDA, *Phys. Rev. Letters*, 3 (1959) 15.
3. J. D. GAVENDA, *Ph. D. Thesis*, Brown University, 1959.
4. R. W. MORSE, in L. CREMER (ed.), *Proc. Third Intern. Congr. Acoust.*, Elsevier, Amsterdam 1961, p. 436.

Low Temperature Acoustic Attenuation in Aluminum

D. H. FILSON* AND E. LAX**

Department of Physics, University of California, Los Angeles, Calif. (U.S.A.)

The attenuation of sound in pure metals at low temperatures, first measured by BÖMMEL[1] in lead, has been attributed to an interaction of the free electrons with the vibrating lattice. For an ideal metal, the attenuation at low frequencies has been

* Now at United States Naval Postgraduate School, Monterey, Calif.
** Now at Ultrasonics Corporation, Los Angeles, Calif.

predicted[2-4] to be proportional to the electrical conductivity σ according to the relationship

$$\alpha_y = \frac{2}{15}\frac{f^2}{\varrho c_y^3}(1+\nu)^2\frac{h^2}{e^2}(3\pi^2 N)^{2/3}\sigma$$

for Young's modulus waves, and

$$\alpha_t = \frac{1}{10}\frac{f^2}{\varrho c_t^3}\frac{h^2}{e^2}(3\pi^2 N)^{2/3}\sigma$$

for torsional waves, where f is the frequency, ϱ the density, c_y and c_t the Young's modulus and torsional wave velocities respectively, h Planck's constant, e the electronic charge, N the number of free electrons per unit volume and ν Poisson's ratio.

This attenuation and the electrical conductivity have been measured in polycrystalline 99.995% Alcoa aluminum specimens over a temperature range from 3 to 70 °K. For frequencies from 25 to 130 kc/s the attenuation was obtained by measuring the decays of the first five harmonics of a longitudinally resonating cylinder. Electrostatic drive and pickup were used. At higher frequencies a pulse-echo technique was used with a coiled wire sample one meter long and 2 mm in diameter. Appropriately polarized barium titanate transducers in the form of short cylinders produced and received Young's modulus or torsional waves. All the specimens were annealed in vacuum to reduce attenuation due to dislocations. The electrical conductivities of these samples were measured by the four terminal potentiometer method.

Figs. 1 and 2 show typical attenuation *vs* temperature data with the measured electrical conductivity superimposed. It is quite evident that the attenuation is proportional to the conductivity both in the residual and in the intrinsic scattering regions. The apparent discrepancy between the attenuation and conductivity data above 30° K is due to the increasing dislocation loss.

The ratios of experimental to theoretical attenuation for the frequencies measured are compiled in Table I. A comparison of the ratios shows that the measurements follow an f^2-law within the accuracy of the experiment. The average ratio, however, is 1.5 despite the maximum theoretical value obtained by assuming 3 electrons per atom.

All the theories are equivalent to assigning a shear viscosity to the electron gas. It has been suggested[4] that excess longitudinal wave attenuation may occur in multi-band

TABLE I

RATIOS OF EXPERIMENTAL TO THEORETICAL ATTENUATION

Frequency [kc/s]	*Type of Wave*	*Method of Measurement*	$\alpha_{exp.}/\alpha_{theor.}$
26.5	Young's modulus	Reverberation-decay	1.48
52.9	Young's modulus	Reverberation-decay	1.51
79.1	Young's modulus	Reverberation-decay	1.50
104.9	Young's modulus	Reverberation-decay	1.56
130.1	Young's modulus	Reverberation-decay	1.55
540	Young's modulus	Pulse-echo	1.61
1070	Young's modulus	Pulse-echo	1.31
566	Torsional	Pulse-echo	1.5

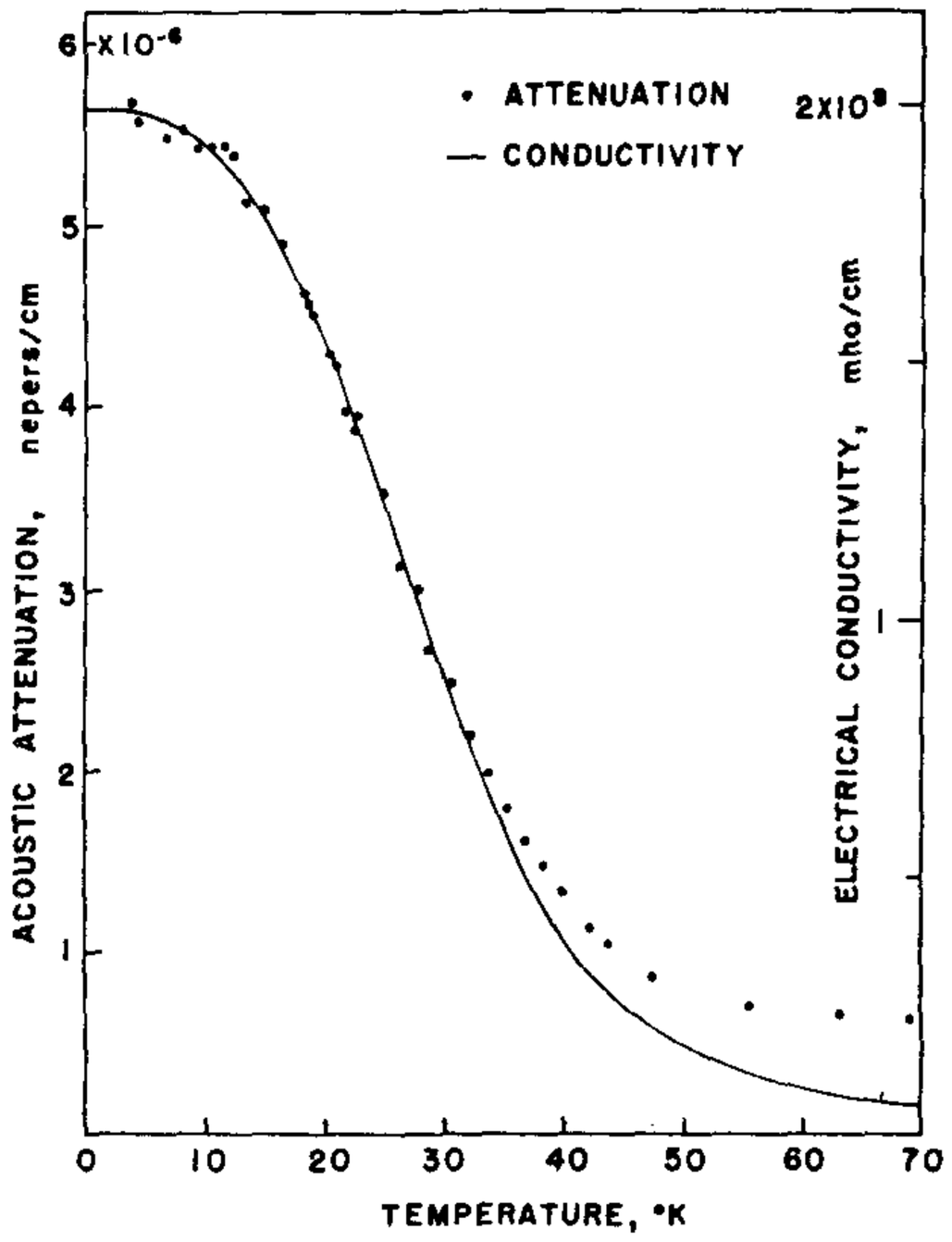


Fig. 1. Electron lattice attenuation of the third harmonic (79.1 kc/s) of a 99.995% aluminum rod, superimposed on the electrical conductivity curve.

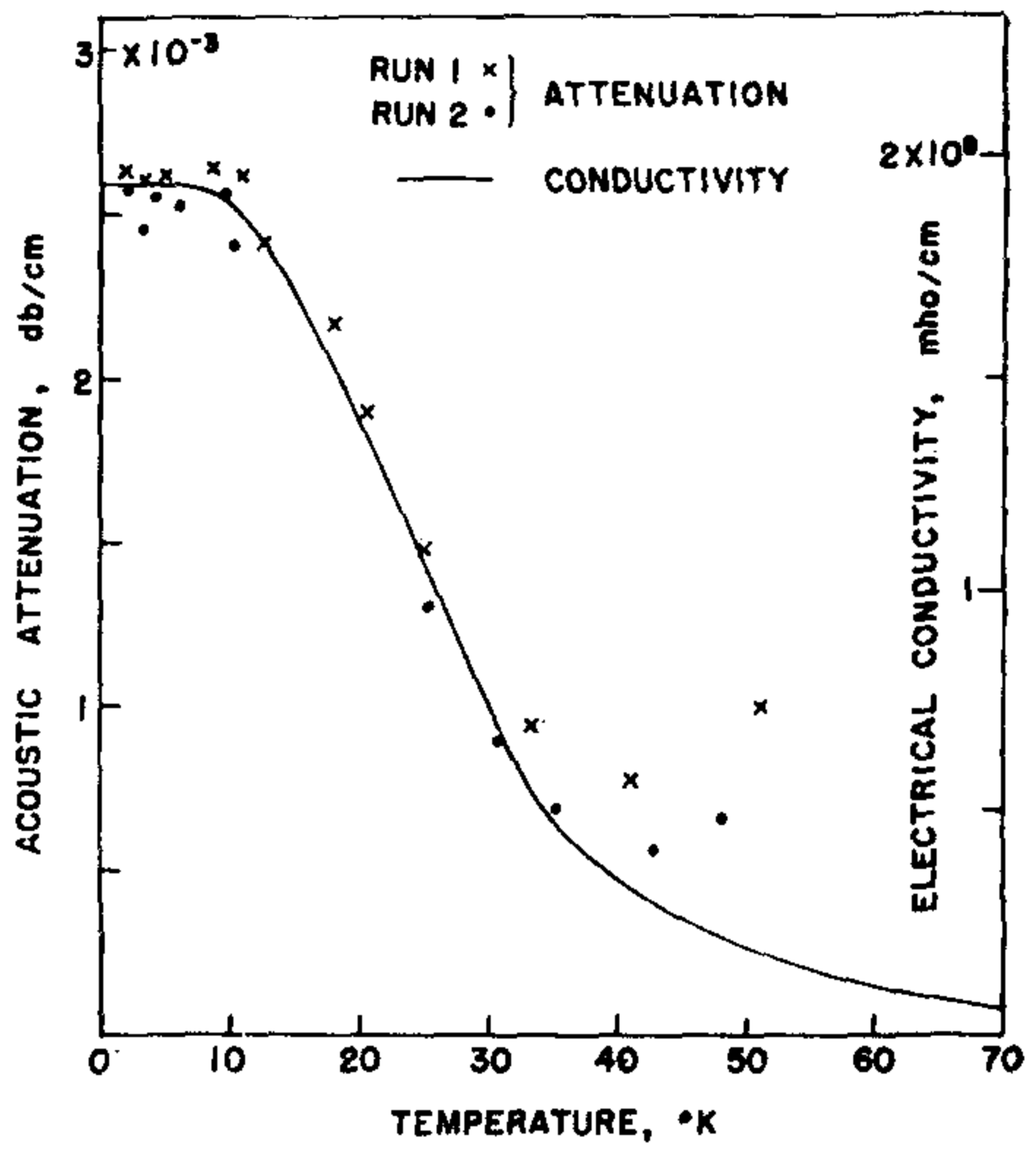


Fig. 2. Electron lattice attenuation at 540 kc/s in a 99.995% aluminum wire, superimposed on the electrical conductivity curve.

metals due to a bulk viscosity. However, the torsional wave measurement is also 1.5 times too large, indicating that the contribution to the loss from bulk effects is negligible. The absence of bulk viscosity has also been demonstrated in lead and tin by BÖMMEL[1] and MASON[2].

The theoretical values refer to a free electron metal. The lack of agreement between theory and experiment may be due to the inadequacy of the present theories for a metal with band structure.

REFERENCES

1. H. E. BÖMMEL, *Phys. Rev.*, 96 (1954) 220.
2. W. P. MASON, *Phys. Rev.*, 97 (1955) 557.
3. R. W. MORSE, *Phys. Rev.*, 97 (1955) 1716.
4. A. B. PIPPARD. *Phil. Mag.*, 46 (1955) 1104.

Relaxation of Dislocations in Cubic Face-Centered Metals*

P. G. BORDONI, M. NUOVO AND L. VERDINI

University of Pisa (Italy) and National Institute of Ultrasonics, Rome (Italy)

The attenuation peak due to dislocations was originally noticed in lead, copper and aluminum[1] and its existence has been successively confirmed by a number of investigations on the same metals [2–12]. Some evidence of an attenuation maximum due to the same cause was also found in silver[1] and quartz[12, 13].

In the present paper the investigation has been extended to other non-magnetic metals with a cubic face-centered lattice, in order to verify the existence of the peak and to evaluate the fundamental parameters associated with the relaxation effect.

TABLE I

CHARACTERISTICS OF THE SAMPLES

Sample	*Purity*	*Mechanical and Heat Treatments*	*Diameter [mm]*	*Thickness [mm]*
Silver	0.9980	Cold-rolled from 10 mm to 7.5 mm		
		Annealed at 600° C, one hour, cold-rolled from 7.5 mm to 5 mm	36.0*	4.55
		Machined		
Gold	0.9988	Machined from the casting	25.0	3.02
Palladium	0.9991	Strained at room temperature from 2.98 mm to 2.95 mm	25.2	2.95
Platinum	0.9989	Machined from the casting	36.0*	3.0

* With a thin ring of 44.0 mm external diameter and 0.6 mm thickness.

The measurements have been made on chemically pure samples of silver, gold. palladium and platinum in the shape of thin circular plates (Table I). The frequency range of their flexural and longitudinal vibrations is wide enough to allow an accurate evaluation of the activation energy W and of the limiting angular frequency ω_A related to the actual angular frequency ω of the dislocations at the temperature T by means of the Arrhenius equation

$$\omega = \omega_A \, e^{-\frac{W}{kT}}$$

The vibrations are excited by means of an electrostatic drive. In the low frequency range their amplitude is measured with the frequency modulation technique[14–16] whilst the tuned capacitive detector is employed for the higher frequencies[17].

The attenuation peak is clearly exhibited by all the above metals, even when the pre-

* This work was supported by the Comitato Nazionale per la Fisica of the C.N.R. who granted a special contribution for the experimental apparatus.

strain is only that due to the machining of the sample from the casting (Fig. 1). The frequency f_m and the temperature T_m of the peaks are listed in Table II together with the maximum damping Q_m^{-1}. Cold-work increases Q_m^{-1} whilst it has little effect upon T_m as has already been found in copper and aluminum[1, 4, 9, 11].

TABLE II

EXPERIMENTAL DATA ON THE RELAXATION PEAKS

Sample	*Frequency* [*kc/s*]	*Temperature* T_m [^0K]	Q_m^{-1}
Silver	18.58	75.8	$228 \cdot 10^{-5}$
	50.55	81.0	254
	421.4	91.0	285
	820.4	93.0	258
Gold	15.99	117.7	$202 \cdot 10^{-5}$
	55.60	127.7	221
	561.0	153.0	284
Palladium	24.92	170.0	$50 \cdot 10^{-5}$
	88.35	186.5	60
	387.9	200.0	75
Platinum	9.60	173.2	$90 \cdot 10^{-5}$
	42.41	201.0	116
	111.8	213.0	138

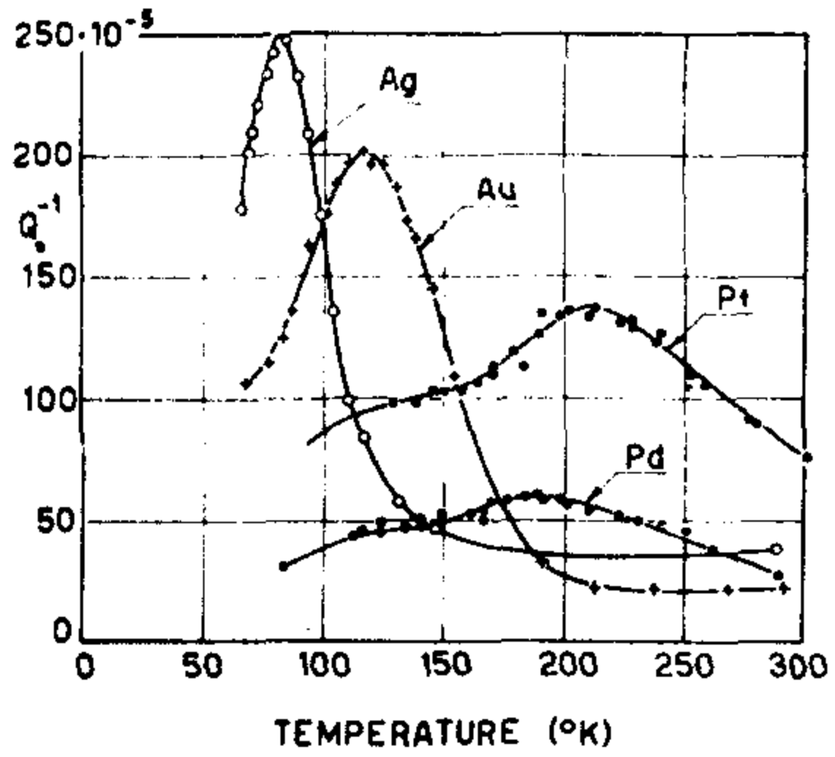


Fig. 1. Attenuation curves for
silver ($f_m = 50.55$ kc/s)
gold ($f_m = 15.99$ kc/s)
palladium ($f_m = 88.35$ kc/s)
platinum ($f_m = 111.8$ kc/s).

When ($k \ln f_m$) is plotted against T_m^{-1} the experimental points for each metal lie close to a straight line (Fig. 2); its slope gives W, and the intercept with the frequency axis gives $\left(k \ln \frac{\omega_A}{2\pi}\right)$ (Table III). The differences between the activation energies of dislocations for the different metals are rather small; the largest value measured is that of palladium (0.26 eV/atom), whilst the smallest is that given in the literature for aluminum[13] (0.11 eV/atom). The frequency $\omega_A/2\pi$ is rather close to the Debye frequency for silver, whilst in the other metals it may be even three decades lower.

From the experimental values of W, the ratio of the Peierls stress τ_p° to the shear modulus μ has been computed by means of Seeger's equation

$$\frac{\tau_p^\circ}{\mu} = \left(\frac{W}{\mu}\frac{\pi}{b^3}\right)^2$$

where b is the length of the Burgers vector. All the above ratios are larger than is usually assumed in the dislocation theory. However, as has been pointed out by SEEGER[18], this depends upon the orientation of the dislocations with respect to the directions of closest packing.

TABLE III

FUNDAMENTAL PARAMETERS OF THE RELAXATION EFFECT

Sample	W [*eV/atom*]	$\frac{\omega_A}{2\pi}$ [s^{-1}]	*Debye frequency* [s^{-1}]	$\frac{\tau_p^\circ}{\mu}$	$\frac{2\pi c_t W}{\omega_A b^4 \mu}$
Silver	0.124 ($\pm$0.005)	$40 \cdot 10^{11}$	$45 \cdot 10^{11}$	$6.0 \cdot 10^{-4}$	0.04
Gold	0.158 ($\pm$0.02)	$0.7 \cdot 10^{11}$	$35 \cdot 10^{11}$	$8.6 \cdot 10^{-4}$	2.2
Palladium	0.260 ($\pm$0.013)	$12.0 \cdot 10^{11}$	$57 \cdot 10^{11}$	$10.3 \cdot 10^{-4}$	0.3
Platinum	0.192 ($\pm$0.006)	$0.06 \cdot 10^{11}$	$47 \cdot 10^{11}$	$3.2 \cdot 10^{-4}$	23
Copper	0.122 ($\pm$0.005)	$3.8 \cdot 10^{11}$	$67 \cdot 10^{11}$	$4.2 \cdot 10^{-4}$	0.6
Aluminum	0.110	$0.13 \cdot 10^{11}$	$82 \cdot 10^{11}$	$5.0 \cdot 10^{-4}$	24

The present theories of the motion of dislocations show that the ratio $\frac{2\pi c_t W}{\omega_A b^4 \mu}$ $(2\pi c_t W)/$ must be a constant of the order of unity for every solid, c_t being the velocity of the shear waves. The last column of Table III shows that the values computed from the experimental data, may differ from unity by a factor of $(25)^{\pm 1}$, which is somewhat too large to be due only to experimental errors.

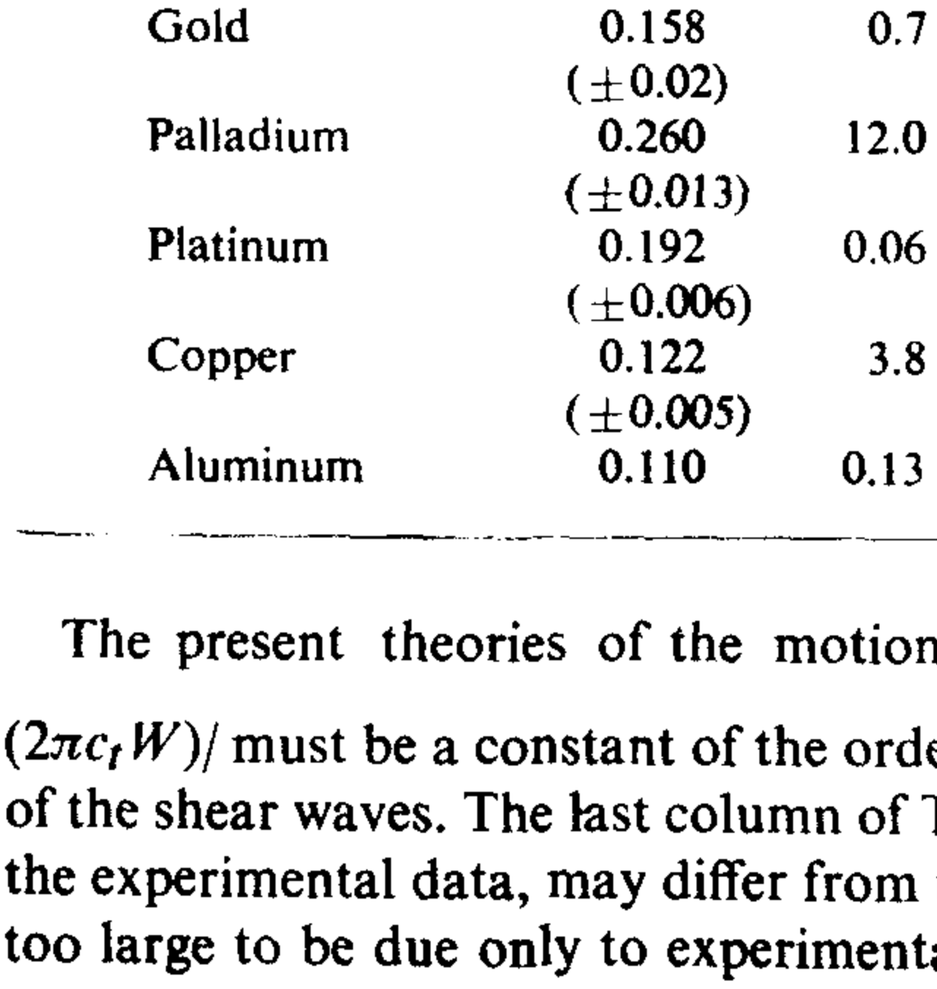


Fig. 2. Frequency dependence of the temperature T_m of the attenuation peaks.

Once the activation energy is known, the relaxation spectrum can be found for each metal by plotting the ratio Q^{-1}/Q_m^{-1} as a function of $W \cdot k^{-1} \cdot (T_m^{-1} - T^{-1})$ and fitting the experimental points to the curve: sech $[\alpha \cdot W \cdot k^{-1} (T_m^{-1} - T^{-1})]$ (Fig. 3).

TABLE IV

RELAXATION SPECTRA

Sample	*Silver*	*Gold*	*Palladium*	*Platinum*	*Copper*
α	0.297	0.345	0.284	0.350	0.390
ω_2/ω_1	335	57	205	18	28

The values of the parameter α are listed in Table IV, together with the ratios ω_2/ω_1 of the angular relaxation frequencies corresponding to the value $1/\sqrt{2}$ of the maximum ordinate of the spectrum. Broader spectra have been found in the samples which had been strained at room temperature.

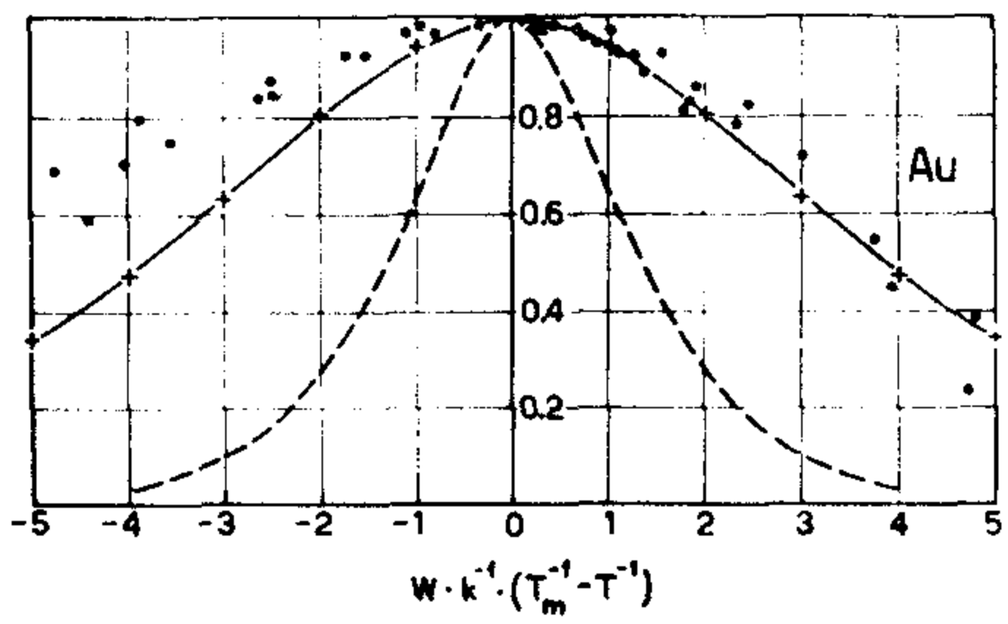


Fig. 3. Values of $Q^{-1}/Q_m{}^{-1}$ as a function of $W \cdot k^{-1} \cdot (T_m{}^{-1} - T^{-1})$ for gold. Dotted line: Zener attenuation curve for a single relaxation frequency. Heavy line: sech $[0.345\ W \cdot k^{-1} \cdot (T_m{}^{-1} - T^{-1})]$.

It may be added that asymmetry of the experimental curve was observed in every case. This seems to indicate the existence of a small additional attenuation below the temperature of the main peak of the same type as that found by NIBLETT AND WILKS[4, 9] in copper.

REFERENCES

1. P. G. BORDONI, *J. Acoust. Soc. Am.*, 26 (1954) 495.
2. H. E. BÖMMEL, *Phys. Rev.*, 96 (1954) 220.
3. W. P. MASON, *J. Acoust. Soc. Am.*, 27 (1955) 643.
4. D. H. NIBLETT AND J. WILKS, *Proceeding of the International Conference on Low Temperature Physics*, Paris, 1955.
5. W. P. MASON, *Phys, Rev.*, 98 (1955) 1136.
6. W. P. MASON, *Bell System Tech. J.*, 34 (1955) 903.
7. T. S. HUTCHISON AND G. J. HUTTON, *Can. J. Phys.*, 36 (1956) 1498.
8. T. S. HUTCHISON AND A. J. FILMER, *Can. J. Phys.*, 34 (1956) 159.
9. D. H. NIBLETT AND J. WILKS, *Phil. Mag.*, 1 (1956) 415.
10. P. G. BORDONI, M. NUOVO AND L. VERDINI, *Phys. Rev. Letters*, 2 (1959) 200.
11. P. G. BORDONI, M. NUOVO AND L. VERDINI, *Nuovo cimento*, 14 (1959) 273.
12. H. E. BÖMMEL, W. P. MASON AND A. W. WARNER, *Phys. Rev.*, 102 (1956) 64.
13. W. P. MASON, *Physical Acoustics and the Properties of Solids*, Van Nostrand, New York, 1958.
14. P. G. BORDONI, *Nuovo cimento*, 4 (1947) 177.
15. P. G. BORDONI AND M. NUOVO, *Acustica*, 4 (1954) 184, *Ricerca sci.*, 24 (1954) 560.
16. P. G. BORDONI AND M. NOUVO, *Acustica*, 7 (1957) 1, *Ricerca sci.*, 27 (1957) 695.
17. P. G. BORDONI AND M. NUOVO, *Acustica*, 8 (1958) 351.
18. A. SEEGER, *Phil. Mag.*, 1 (1956) 651.

Bordoni Peak in Ag–Au Alloys

I. BARDUCCI, M. NUOVO AND L. VERDINI
National Institute of Ultrasonics, Rome (Italy)

The attenuation peak due to dislocations, which is usually called the "Bordoni peak", has been found up to now in chemically pure lead, aluminum, copper, silver, gold, palladium and platinum, or in samples of these materials containing small amounts of impurities[1].

In the present paper the investigation has been extended to binary alloys. The system silver–gold was chosen since the ratio of their interatomic distances is nearer to unity than the same ratio for any other system. This property minimizes lattice distortion due to the presence of foreign atoms, giving rise to complete solubility in the solid phase.

The measurements were made on thin prismatic rods whose fundamental extensional mode is excited by means of an electrostatic drive, while the vibration amplitude is measured by the frequency modulation technique[2]. The main characteristics of the samples are given in the Table I.

TABLE I

MAIN CHARACTERISTICS OF THE SAMPLES*

For all samples: *Cross section:* 2.0 × 7.0 mm. *Mechanical and heat treatments*[3]*:* Casting in vacuum of cylindrical ingot 10 mm diameter; drawing a square cross section 6 mm × 6 mm; 1 hour annealing at 600° C; cold rolling to a cross section 2. 4 mm × 7.7 mm; drawing to a cross section 2.0 mm × 7.0 mm.

Gold, atomic percentage	*Length [mm]*	*Fundamental extensional frequency [kc/s] at 293° K*	*Extensional velocity of sound [m/s] at 293° K*	$\beta = -\frac{\partial \ln c_e}{\partial T}$
0.0	59.9	22.368	2,679.7	$1.964 \cdot 10^{-4}$
0.7	59.9	22.390	2,682.3	$1.940 \cdot 10^{-4}$
1.0	60.0	22.235	2,668.2	$1.957 \cdot 10^{-4}$
2.0	60.0	22.064	2,647.7	$1.997 \cdot 10^{-4}$
5.0	60.1	22.133	2.660,4	$1.971 \cdot 10^{-4}$
10.0	59.1	22.394	2,647.0	$1.921 \cdot 10^{-4}$
20.0	58.0	22.560	2,617.0	$1.816 \cdot 10^{-4}$
40.0	56.5	22.379	2,529.0	$1.678 \cdot 10^{-4}$
60.0	54.9	21.961	2,411.3	$1.570 \cdot 10^{-4}$
80.0	52.9	21.378	2,261.8	$1.516 \cdot 10^{-4}$
100.0	52.0	19.490	2,026.9	$1.442 \cdot 10^{-4}$

* The samples have been kindly prepared in their final form by the Metalli Preziosi, S.p.A., Milan, Italy.

The experimental values of the attenuation Q^{-1} are plotted in Fig. 1 as a function of the absolute temperature. In addition to the curves corresponding to pure gold and pure silver, the behaviour of alloys containing three different atomic concentrations of gold is shown. The Bordoni peak is clearly exhibited by systems with a small

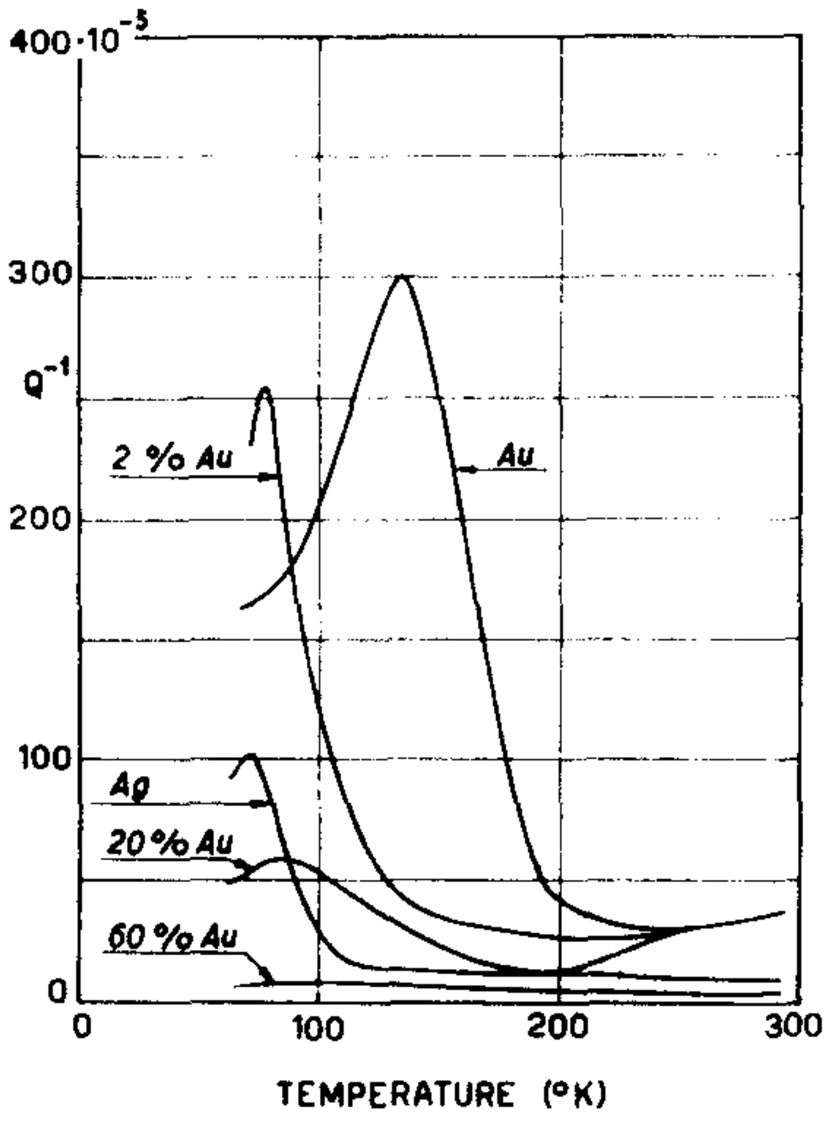


Fig. 1. Experimental values of attenuation. Ordinate: Q^{-1}, abscissa: absolute temperature.

concentration of foreign atoms, but it is reduced to a nearly flat curve when the atomic concentration approaches the one to one ratio. This may be clearly seen in Fig. 2 where the maximum value Q_m^{-1} of the attenuation is given as a function of the atomic percentage of gold.

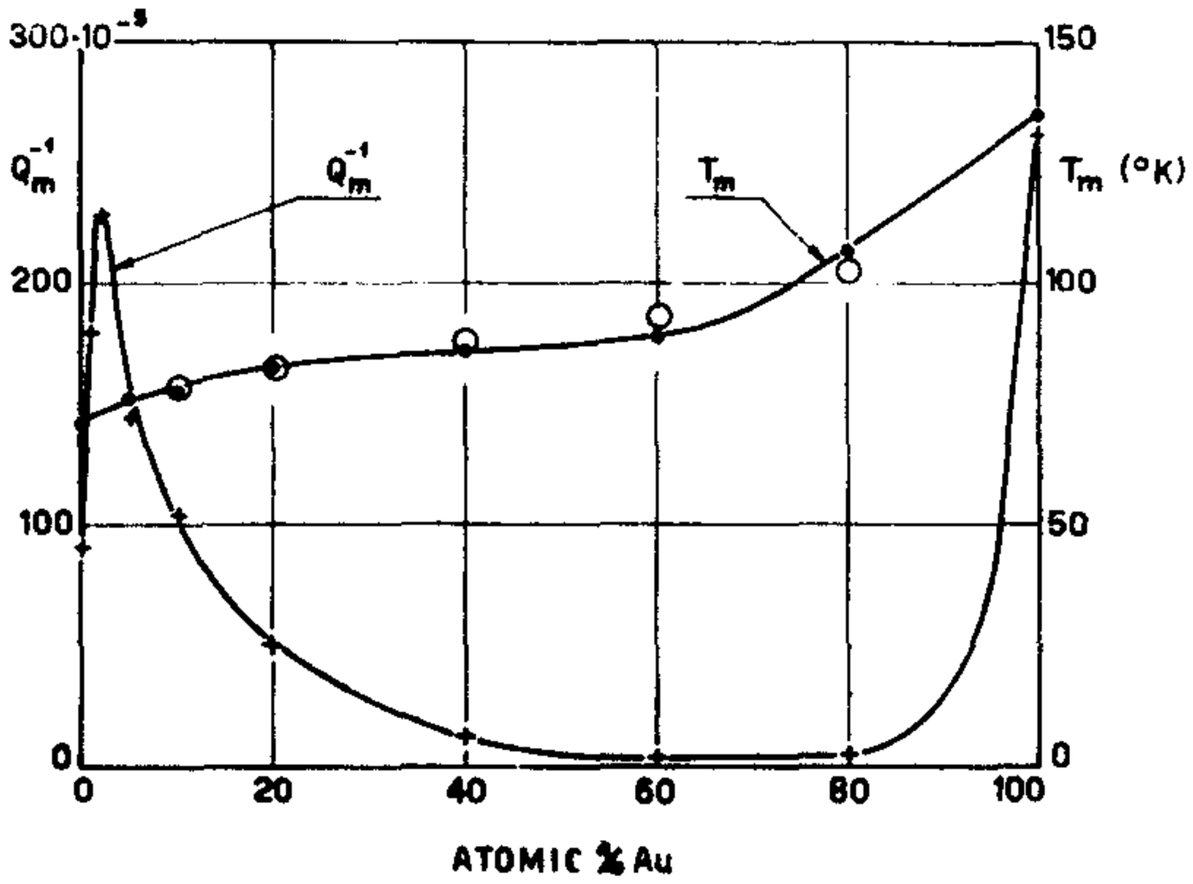


Fig. 2. Values of Q_m^{-1} and T_m as a function of atomic percentage of gold. ○: computed values of T_m.

The values of the extensional velocity c_e measured at room temperature are plotted in Fig. 3 as a function of the atomic percent of gold (see also Table I). The experimental curve has a minimum for the same alloy (2% gold) in which the maximum attenuation is found. This result is consistent with the hypothesis that this system is richer in

active dislocations than the other alloy systems. It may be added that the temperature coefficient of the velocity $\beta = -\frac{\partial \ln c_e}{\partial T}$ shows an anomalous behaviour at the same concentration.

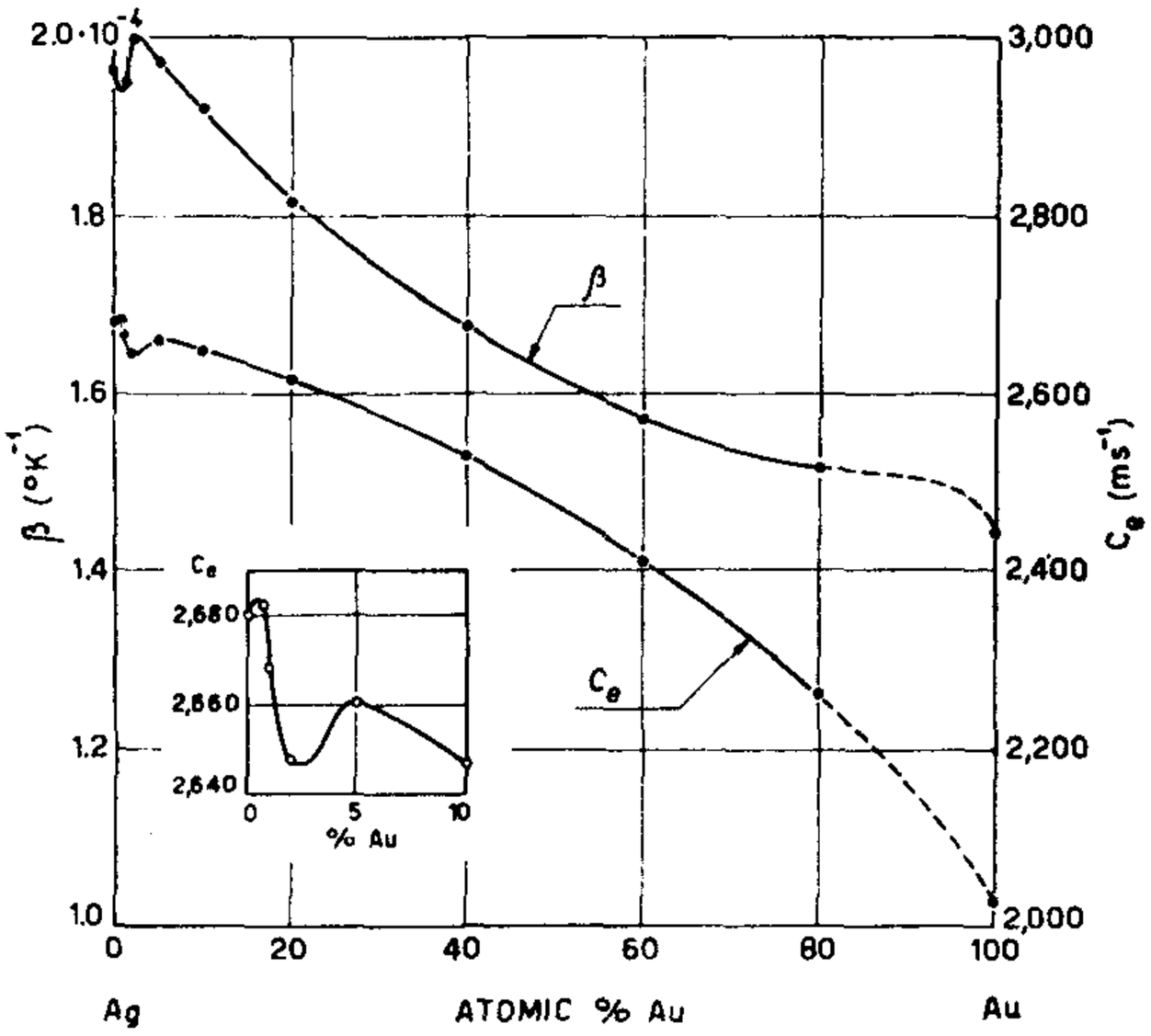


Fig. 3. Values of the extensional velocity c_e and of the velocity-temperature coefficient β as a function of atomic percentage of gold.

For all the alloys containing more than 5% gold the velocity curve is concave towards the concentration axis. Previous measurements on the same binary system have shown[3] that this concavity is due to cold-working and can be removed by annealing at 150° C. The same treatment does not affect the minimum which can be reduced only by treatment at higher temperatures.

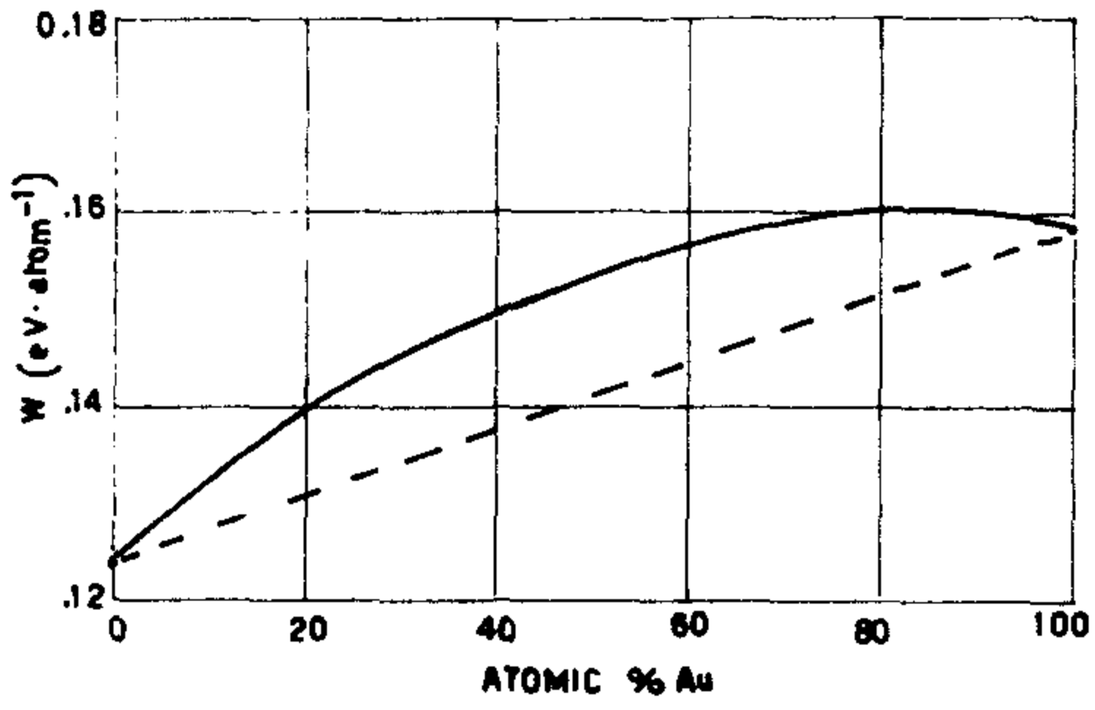


Fig. 4. Dependence of W on the atomic percentage of gold. Dotted line: linear dependence, heavy line: assumed dependence.

The temperatures T_m of the Bordoni peak measured at about 20 kc/s are plotted in Fig. 2. The activation energy W for different gold–silver alloys has not yet been measured directly. An estimate for the values of W has however been obtained assuming that the curve of W *vs* concentration is not a straight line, but is concave towards the concentration axis, as is the case with the curve of the velocity c_e *vs* concentration (Fig. 3) and as it is suggested by the negative deviations from Vegard's

law shown by the lattice constant[5]. Taking for W the values given by Fig. 4, the computed values of the temperatures T_m (Fig. 2, open circles) agree very satisfactorily with the experimental curve.

REFERENCES

1. W. P. MASON, *Physical Acoustics and the Properties of Solids*, Van Nostrand, New York, 1958.
   P. G. BORDONI AND M. NUOVO, *Effect of crystal dislocations upon vibrations*. Contribution to the Palace of Science of the Universal Exposition at Brussels, 1958.
   P. G. BORDONI, M. NUOVO AND L. VERDINI, *Phys. Rev. Letters*, 2 (1959) 200.
   P. G. BORDONI, M. NUOVO AND L. VERDINI, *Nuovo cimento*, 14 (1959) 273.
   P. G. BORDONI, M. NUOVO AND L. VERDINI, in L. CREMER (ed.), *Proc. Third Intern. Congr. Acoust.* Elsevier, Amsterdam, 1961, p. 583.
2. P. G. BORDONI, *Nuovo cimento*, 4 (1947) 177.
   P. G. BORDONI AND M. NUOVO, *Acustica*, 4 (1954) 184, *Ricerca sci.*, 24 (1954) 560.
   P. G. BORDONI AND M. NUOVO, *Acustica*, 7 (1957) 1, *Ricerca sci.*, 27 (1957) 695.
3. I. BARDUCCI AND L. VERDINI, *Ricerca sci.*, 26 (1956) 95.
4. W. P. MASON, *Physical Acoustics and the Properties of Solids*, Van Nostrand, New York, 1958.
5. C. S. BARRETT, *Structure of Metals*, McGraw-Hill, London, 1953, 2nd ed., p. 222.

The Absorption of Ultrasonic Waves in Solids at High Frequencies

M. REDWOOD*, Z. SHTEINSHLEIFER AND J. LAMB

Electrical Engineering Department, Imperial College, London (Great Britain)

We have employed the pulse technique, using guided waves in cylindrical specimens, to measure the absorption of compressional waves in crystalline germanium, silicon and quartz, and in fused silica. Extensive measurements were made on silicon with the axis of the specimen parallel to the [111] direction. Very little difference was found between results for 5 different crystals grown in different laboratories and having a range of dislocation densities ranging from about 200 per cm^2 in one sample to over 10^4 per cm^2 in another. Moreover, 2 specimens were n-type (ϱ = 0.1 and 14 ohm cm) and 3 were p-type (ϱ = 3, 20 and 30 ohm cm). The absorption values over the frequency range 100 to 800 Mc/s agreed to within $\pm 5\%$ and a set of results is shown in Fig. 1. We attribute the ($\pm 5\%$) differences between specimens to the fact that small deviations of 1° to 3° occurred in the angle between the axis of the cylinder and the [111] direction.

We conclude from these results that the absorption of compressional waves over this frequency range is a property solely of the crystal lattice. At 197° C, α is proportional to $f^{2.0}$ whilst at —158° C, α is proportional to $f^{1.54}$.

* Present address: Electrical Engineering Department, Queen Mary College, London (Great Britain).

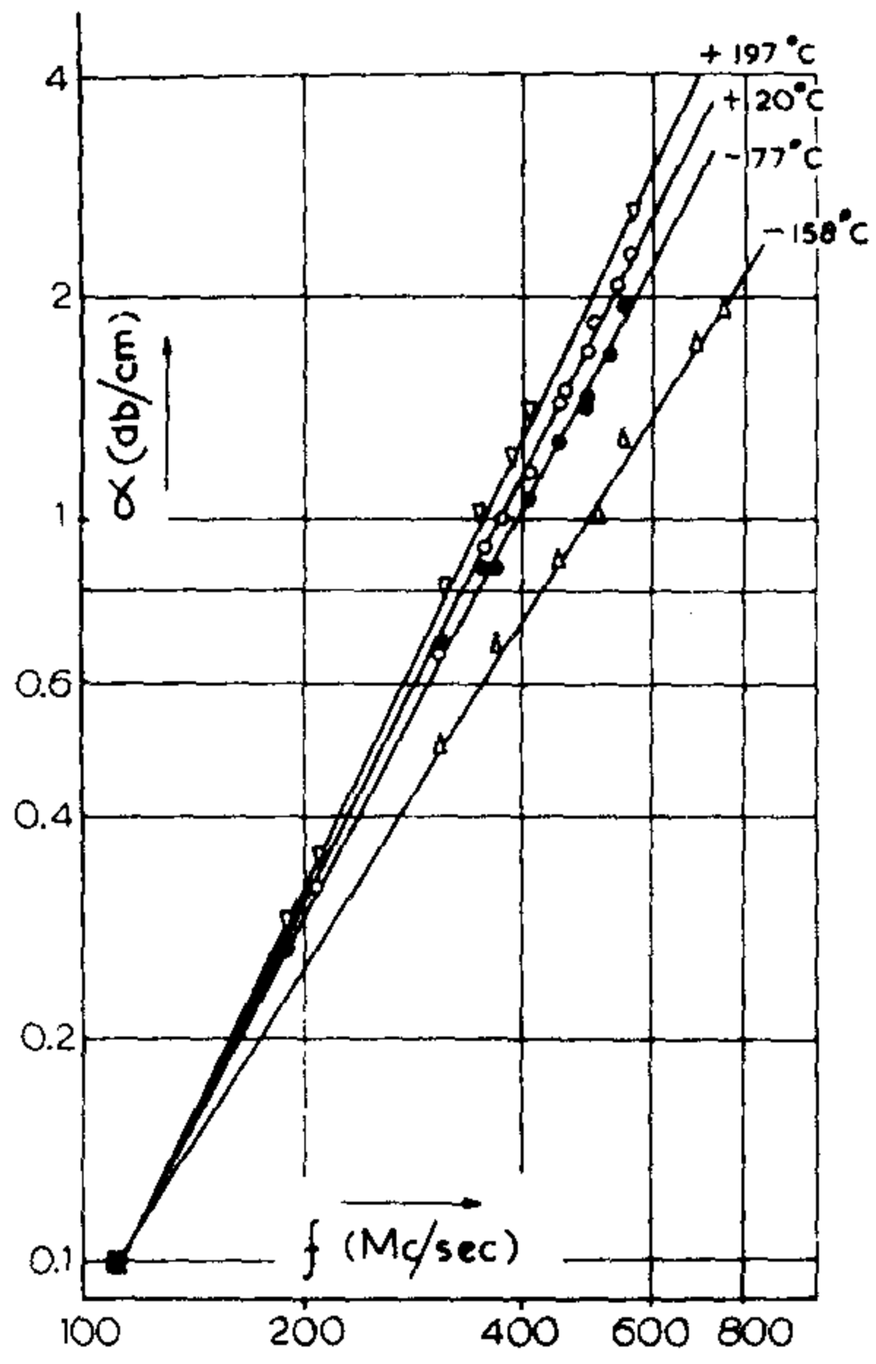


Fig. 1. Absorption in silicon with propagation parallel to the [111] direction.

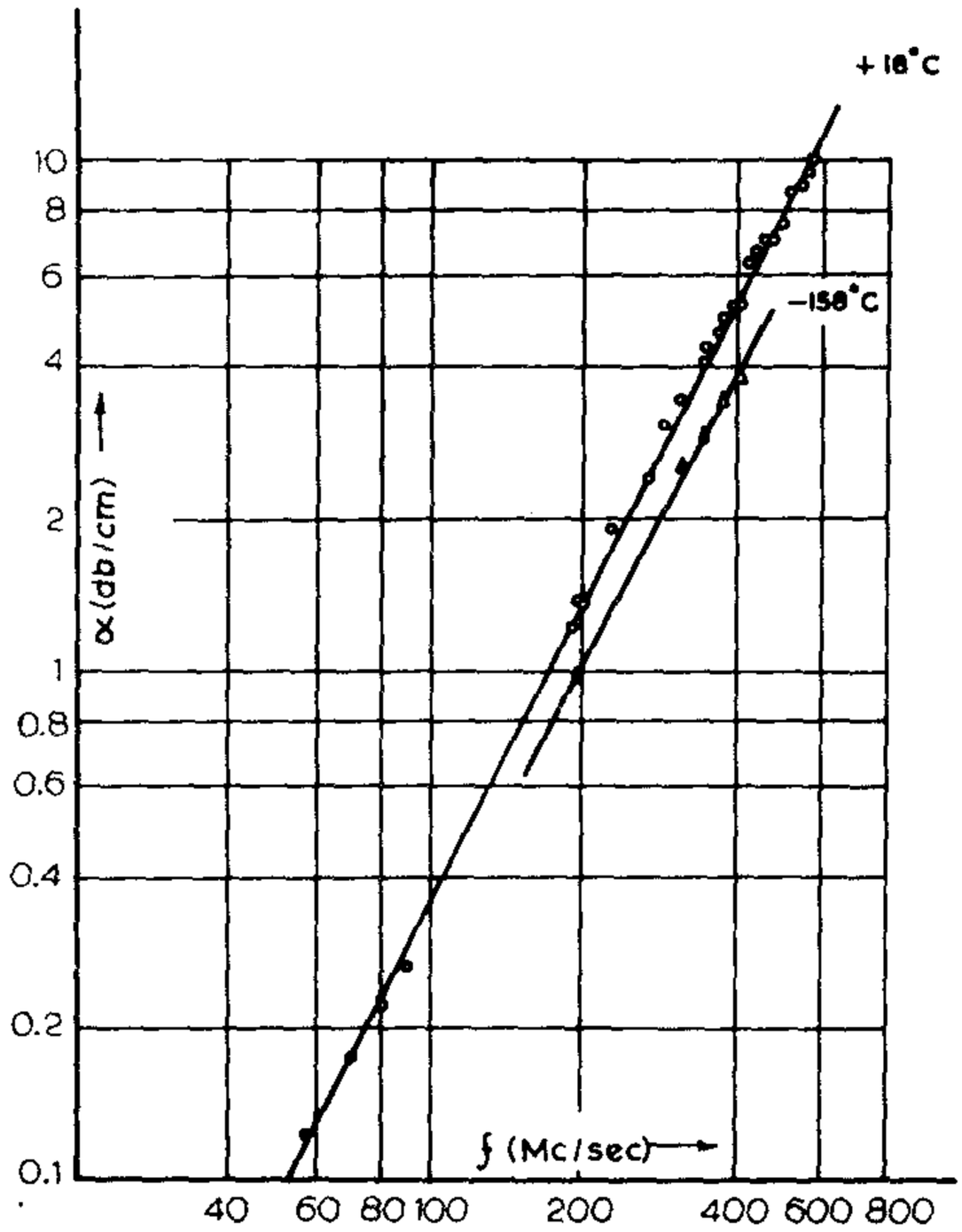


Fig. 2. Absorption in germanium with propagation parallel to the [100] direction.

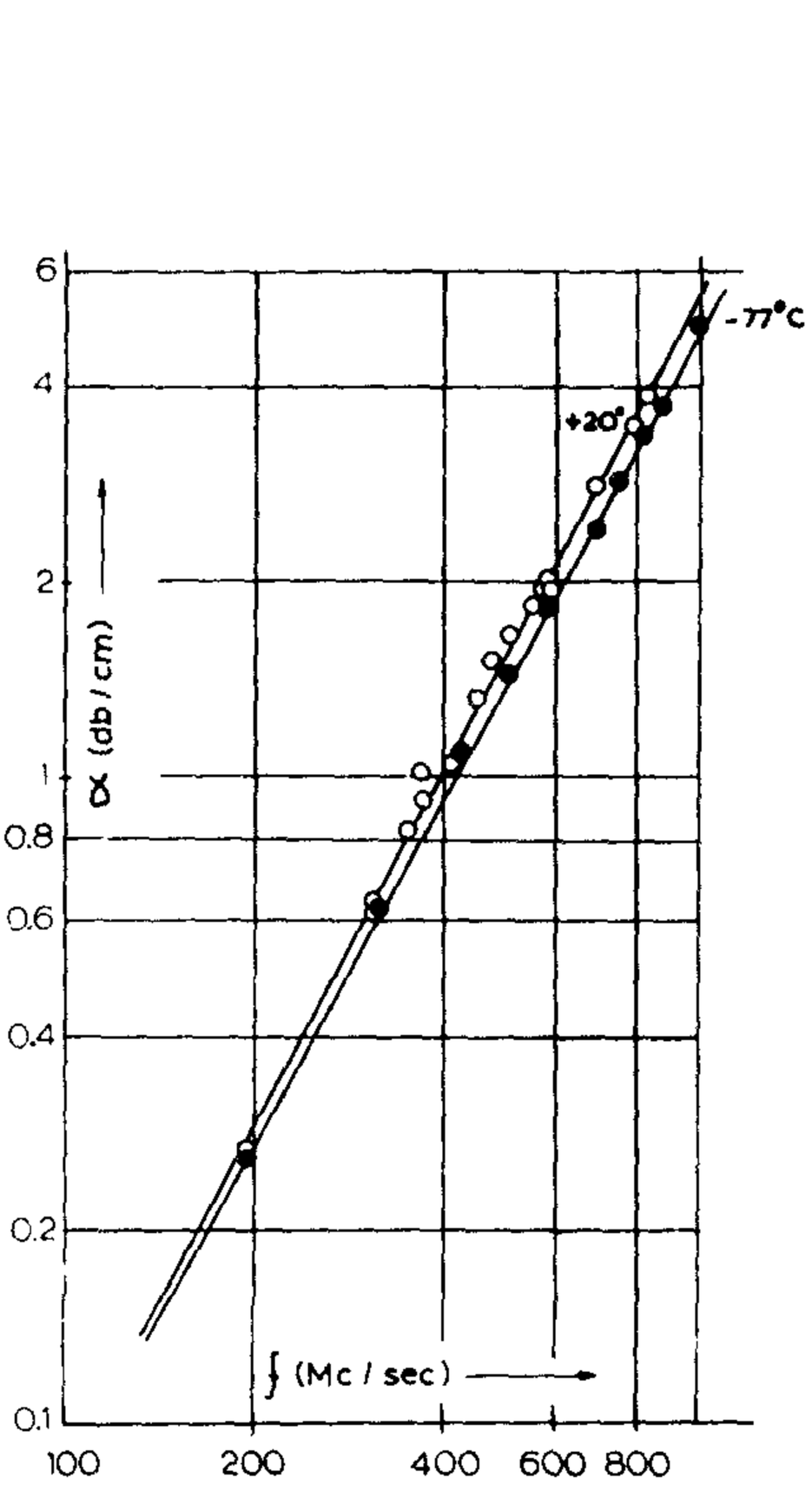


Fig. 3. Absorption in X-cut quartz.

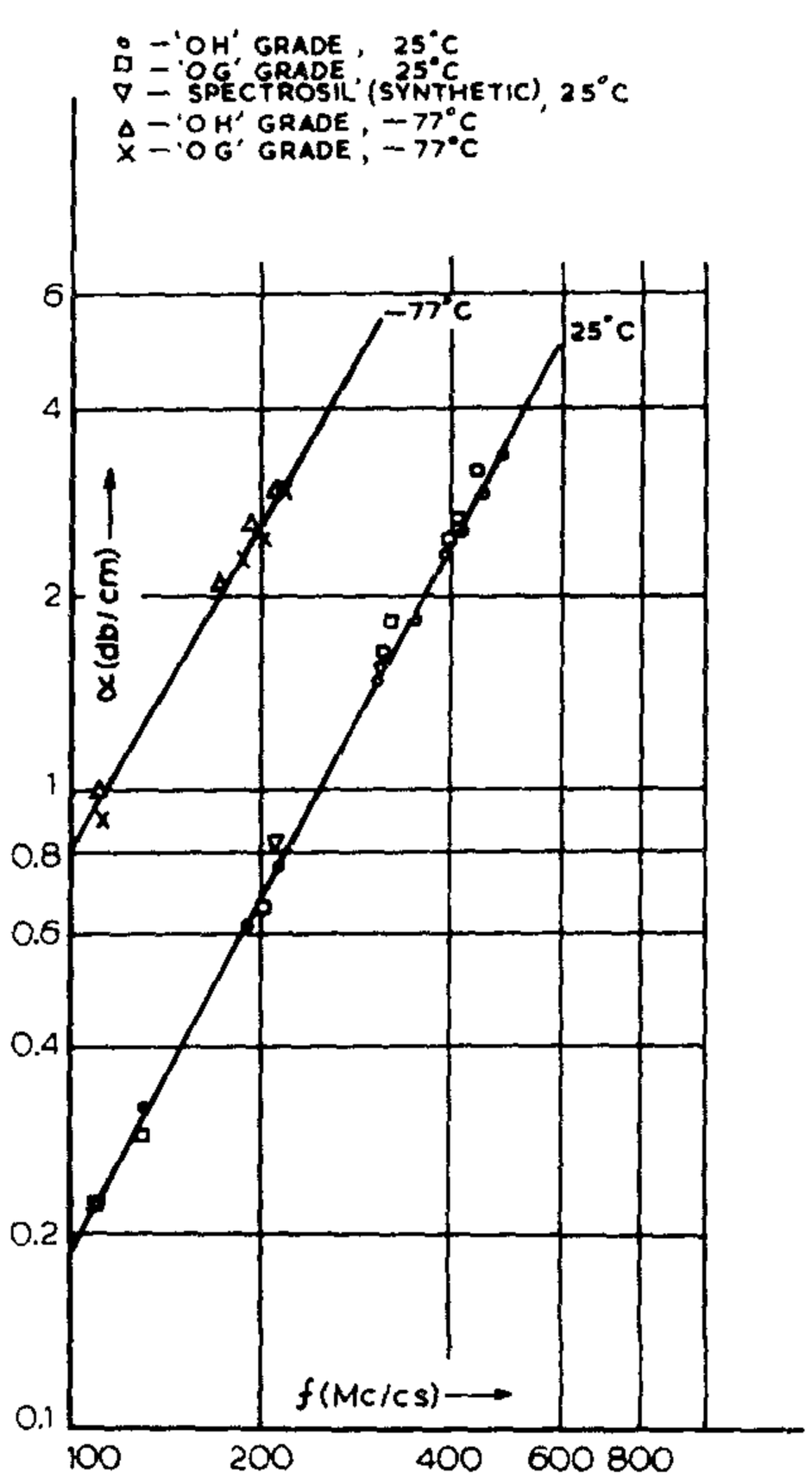


Fig. 4. Absorption in fused silica (Thermal Syndicate).

A similar behaviour was found for germanium oriented in the [100] direction (Fig. 2) in which α is proportional to f^2 both at 18° C and at —158° C. In crystal quartz (Fig. 3) with propagation along the X-axis, α is proportional to $f^{1.82}$ at 20° C. The results for 3 different grades of fused silica manufactured by the Thermal Syndicate Company are shown in Fig. 4: we were surprised to find agreement between values for the O.G., O.H. and synthetic grades, thus ruling out impurities as the cause of this absorption. At 20° C, α is proportional to $f^{1.85}$.

TABLE I

COMPARISON OF DEBYE TEMPERATURE AND ABSORPTION

	Silicon	*Crystal quartz*	*Fused silica*	*Germanium*
Θ [°K]	674	600	495	400
α at 400 Mc/s [db/cm]	1	0.92	2.5	5.5

A revealing comparison is made in Table I between the absorption values in these four materials at 400 Mc/s and 20° C and the approximate Debye temperature.

Possible causes of this absorption are to be found in phonon relaxation involving the re-distribution of the impressed phonon energy between the lattice vibrations, or in the interchange of energy between longitudinal and transverse phonons which can arise in certain types of collision between an exciting phonon, and a lattice phonon.

In silicon, the operating temperature of —158° C, where the absorption departs markedly from a square-law dependence on frequency, is further removed from Θ than is the case in germanium in which the absorption maintains its square-law dependence on frequency down to —158° C.

The authors gratefully acknowledge the financial assistance provided by the Worshipful Company of Clothworkers in support of this work.

Mechanical Relaxation in Partially Crystalline High Polymers

M. BACCAREDDA, P. G. BORDONI AND E. BUTTA

Institute of Industrial and Applied Chemistry of the University of Pisa (Italy)

During the past few years a considerable work has been done on dynamic mechanical properties of high polymers, covering a very wide range of temperatures and frequencies. In this field, the dynamic methods, thanks to their high sensitivity and to the easy interpretation of experimental results have proved a valuable tool to investigate the correlations between the structure of polymers and their elastic and anelastic behaviour.

In the present work the results obtained by examination of a large number of high polymers with different structure by a dynamic electrostatic method[1], in a frequency range from 2 tot 40 kc/s and over a wide range of temperature, are summarily reviewed and discussed.

Dynamic mechanical properties and structure of polymers

The dynamic mechanical properties of polymers and the related transitions, determined on the basis of the singular points exhibited by curves which represent graphically the variation of Young's modulus and of the damping factor with temperature, depend on: 1. chemical composition, 2. crosslinking, 3. molecular shape, 4. mean molecular weight and molecular weight distribution, 5. crystallinity. Generally, to high intermolecular forces, high degree of crosslinking and high crystallinity correspond high Young's modulus, low damping factor and high temperatures of transition. Opposite effects are observed in branched polymers with increasing number and average length of side chains. The molecular weight influences dynamic mechanical properties till a determined value, beyond which no effect is observed with increasing molecular weight[2].

Main transitions in polymers

The variation of thermal coefficient of Young's modulus and of damping factor with temperature can, in most cases, be correlated with transition phenomena (excitation of anelastic motion of chain segments, order–disorder and phase transitions). Such transitions are characterized by angular points in Young's modulus and in damping factor *vs* temperature curves, determined by changes of slope of Young's modulus *vs* temperature curve and by changes of slope or by peaks in damping factor *vs* temperature curve[2].

Any amorphous polymer, if not highly crosslinked, exhibits a transition at relatively high temperature (generally indicated as T_g), which is accompanied by a sudden increase of slope of Young's modulus and of damping factor *vs* temperature curve. The transition temperature is slightly dependent on frequency, being shifted towards higher values when frequency increases. In most cases T_g falls in the same temperature

range in which the so called "glass transition", as determined by other methods (dilatometry, calorimetry, refractometry, nuclear magnetic resonance, spectroscopy, etc.) occurs; so, it can be related to the beginning of the transformation of the polymer from a glassy to a viscoelastic substance due to the excitation of motions of large segments of main chains. Glassy transitions have also been found in partially crystalline polymers; but, in these cases, changes of properties at the transition point T_g are not clearly marked. The transition points can hardly been detected, when highly crystalline polymers are examined. These experimental results support the hypothesis that only amorphous regions are interested in the glass transition.

In partially crystalline polymers another transition is generally found, at a temperature T_s which is accompanied by a sudden decrease of slope of Young's modulus *vs* temperature curve and by a maximum in damping factor *vs* temperature curve, at a temperature T_d very near T_s. This second transition occurs at temperatures above the glass transition point T_g and can be associated with the end of the transformation of the polymer from a glassy to a viscoelastic substance (softening of the amorphous regions)[2]. By examining partially crystalline polymers, which can be prepared with different degrees of crystallinity by special polymerization techniques, by thermal treatments or by irradiation with high energy particles, a lowering of the temperature of maximum damping, accompanied by an increase of the peak height with increasing amorphous/crystalline ratio is observed.

At temperatures higher than T_s (or T_d) another transition is exhibited by crystalline polymers at temperature T_m; it is accompanied by a sudden increase of slope of both Young's modulus and damping factor *vs* temperature curves and has been attributed to the complete melting of crystalline regions.

In amorphous polymers, no transition is found at temperatures above T_g, owing to the fact that the material softens at temperatures not much higher than the glass transition point.

Secondary transitions in polymers

Amorphous and partially crystalline polymers may also exhibit other transitions, in addition to those above mentioned, which are also characterized by changes of slope of Young's modulus *vs* temperature curve and by damping maxima[3]; they have been associated with motions of side chains and of very small segments of main chains, in amorphous areas[4]. The damping peaks associated with secondary transitions are customarily denoted with the letters β and γ, starting from the highest temperature, to distinguish them from the main maximum (associated with the softening of amorphous regions), which is indicated by the letter α. The existence of such transitions and the nature of the molecular motions involved have been in most cases confirmed by nuclear magnetic resonance spectroscopy[5] or by dielectric losses[6] measurements; on the contrary, dilatometric methods, largely applied in the investigation of the glass transition of polymers, can hardly be used to investigate secondary transitions, as they are not accompanied by marked changes of free volume.

In some cases, plotting on a diagram the logarithm of the frequency corresponding to the damping factor peaks for each transition observed as function of the reciprocal absolute temperature, straight lines are obtained (one for each transition), from the slope of which the corresponding activation energy can be calculated[6].

From the comparison of dynamic mechanical data with dielectric data for a given

polymer, in the same temperature–frequency range, only in some particular cases a one to one correspondence between electrical and mechanical dispersions can be observed; this fact has been explained admitting that while any group, irrespective of its electrical properties, can contribute by its motions to dissipation of mechanical energy of vibration, the electrical losses are only due to motions of particular groups, polarizable or containing permanent dipoles. Moreover, the activation energies, calculated for the same transition, from mechanical and electrical data, in general, do not coincide, since the form of the distribution curve for relaxation varies with the method of measurement.

REFERENCES

1. P. G. BORDONI, *Nuovo cimento*, 4 (1947) 171.
2. M. BACCAREDDA AND E. BUTTA, *Chim. e Ind. (Milan)*, 40 (1958) 6.
3. M. BACCAREDDA AND E. BUTTA, *Chim. e Ind. (Milan)*, 40 (1958) 983.
4. K. SCHMIEDER AND K. WOLF, *Kolloid-Z.*, 134 (1953) 149.
5. W. P. SLICHTER, *Fortschritte der Hochpolymeren-Forschung*, Bd. 1, Springer Verlag, Berlin, 1958, p. 35.
6. A. E. WOODWARD AND I. A. SAUER, *Fortschritte der Hochpolymeren-Forschung*, Bd. 1, Springer Verlag, Berlin, 1958, p. 114.

Internal Friction in Crystalline Quartz at Low Temperatures

C. S. BROWN AND C. K. JONES*

Imperial College of Science and Technology, London (Great Britain)

BÖMMEL, MASON AND WARNER[1] have shown the existence of peaks in the internal friction of crystalline quartz at low temperatures which they attribute to mechanical relaxation processes. For shear vibration at 5 Mc/s, the peaks occur at approximately 20° and 50° K, the lower temperature peak being associated with dislocation motion and the upper with a structural relaxation of point defects.

Using synthetic quartz grown by a hydrothermal process, KING[2] has shown that the magnitude of the 50° K peak is dependent on the crystallographic orientation of the seed plate and on certain growth conditions. Furthermore, he has shown that the 50° K peak can be removed by X-ray irradiation and that, in certain cases, it is replaced by a new peak at 100° K.

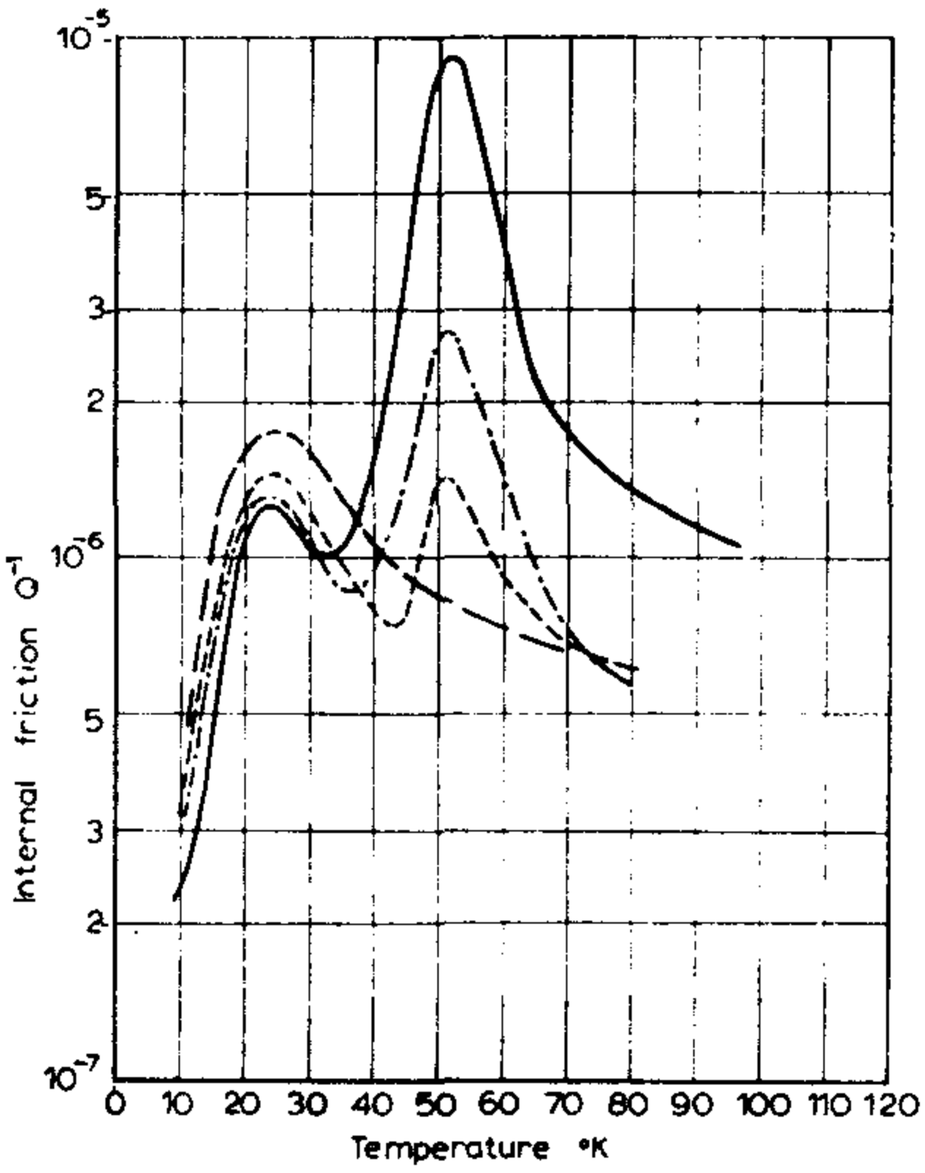


Fig. 1. Internal friction of synthetic quartz as a function of temperature when irradiated with 35 kV X-rays.
Seed orientation: Z cut.
Growth rate: 0.125 mm/day.

Irradiation dose:

——————— Unirradiated
·—·—·—· 2 units
– – – – – – – – 4 units
— — — — — 50 units

1 unit corresponds approximately to an absorbed dose of 0.75×10^4 r.

Employing synthetic quartz grown on a seed plate cut parallel to (0001), the authors have studied the response of the 50° K peak to ionising radiation. Fig. 1 shows the internal friction measured at 5 Mc/s as a function of temperature after exposure to various doses of 35 kV X-rays from a tungsten target. It will be seen that the 50° K peak is more or less removed for an absorbed dose of the order of 6×10^4r. Irradiation with 1.2 MeV γ-rays from a ^{60}Co source has shown that the peak is quenched for a dose of less than 7×10^3r. This suggests a more efficient interaction in removal of the associated defect centres with the higher energy radiation. It should also be noted

* Now at the Department of Physics, University of California, Los Angeles, Calif. (U.S.A.).

that no visible darkening occurs in this material even after prolonged irradiation and that no radiation-induced 100° K peak has been observed. This is in agreement with the proposal put forward by KING[2] associating the 100° K peak with substitutional aluminium impurity and the 50° K peak with the presence of extra non-bridging oxygen atoms in the lattice.

Our work also shows that the height of the 20° K peak is increased on irradiation and that the magnitude of the increase is a function of the radiation energy. These results are consistent with the theory of MASON[3] of dislocation damping resulting from the viscous drag exerted on a moving dislocation by the phonon gas. From his calculations it can be seen that at the internal friction peak

$$Q^{-1} \sim k\, l^4$$

where k is the thermal conductivity and l is the effective dislocation loop length which is determined by the distribution of point defects in the lattice which can act as dislocation pinning points. On irradiation the pinning point distribution may be changed so as to increase l. Further, KING[2] reports that BERMAN has shown that the low-temperature thermal conductivity of quartz grown on a (0001) seed increases on irradiation.

According to the above formula, both these effects should increase the dislocation damping and this is supported by our observations. The increase appears to be more pronounced for higher radiation energies and this suggests that both displacement and ionisation of the pinning centres are effective.

This work is being continued and further results will be published at a later date.

REFERENCES

1. H. E. BÖMMEL, W. P. MASON AND A. W. WARNER, *Phys. Rev.*, 102 (1956) 64.
2. J. C. KING, *Bell System Tech.*, 30 (1959) 573.
3. W. P. MASON, *I.R.E. Transactions on Instrumentation*, 1 (1958) 189.

On the Theory of the Thermoelastic Dissipation in Polycrystalline Metals

B. FORTE

Institute of Mathematics, University of Pisa (Italy)

The physics of solids has given, in recent years, a remarkable contribution to the theory of dissipation phenomena, with an amount of experimental results. The theory however has not yet achieved a definitive and satisfactory form. The present note is a further attempt to explain the relaxation phenomenon in the polycristalline solids. The agreement of the theoretical results with the experimental data will be the main justification for the choice of the assumed hypotheses.

This research is devoted to the rigorous deduction from some assumptions, which seem quite natural, of the dissipation of the elastic waves in the polycrystalline solids due to microscopic thermal currents. These currents, as well known, arise from stress inhomogeneities caused by the polycrystalline structure of the solid.

When a solid is subjected to an adiabatic elastic perturbation of sinusoidal type of frequency ν the constituent grains present a temperature variation $T - T_0$, which generally is a function of the space-coordinates x_1, x_2, x_3, of the single material points.

Our hypotheses on this initial temperature distribution are:

(a) it is represented by a periodic function of the coordinates x_1, x_2 x_3, with period equal twice the mean grain size a,

(b) it is constant in the region occupied by the material points of each grain.

Hypothesis (a) seems quite natural if one takes into account the regularity of the grain distribution in the solid. Hypothesis (b) is justified by the discontinuities of the physical properties on the boundary of the grains.

Among the different temperature distributions in the solid which satisfy the hypotheses (a) and (b) the cubic one is the simpler and more natural. We limit ourselves to this one and therefore we shall suppose the temperature distribution as represented by the relation

$$T - T_0 = (T_1 - T_0) \cdot \Theta (x_1, x_2, x_3, t) \tag{1}$$

with $\Theta (x_1, x_2, x_3, t)$ periodic in the variables x_1, x_2, x_3 with period $2a$ and

$$\Theta (x_1, x_2, x_3, 0) = \Theta_1 (x_1) \cdot \Theta_2 (x_2) \cdot \Theta_3 (x_3) \tag{2}$$

with

$$\begin{aligned} &\Theta_i (x_i) = +1 \qquad 0 < x_i < a \\ &\Theta_i (x_i) = -1 \qquad a < x_i < 2a \qquad (i = 1, 2, 3) \\ &\Theta_i (0) \ = \Theta_i (a) = 0 \end{aligned} \tag{3}$$

we shall suppose moreover that the asymptotic condition

$$\Theta (x_1, x_2, x_3, + \infty) = 0 \tag{4}$$

be satisfied.

Developing the $\Theta_i (x_i)$ in a Fourier series, Eq. (2) takes the form

$$\Theta (x_1, x_2, x_3, 0) =$$

$$= \frac{2^6}{\pi^3} \sum_0^{+\infty}{}_{m,n,p} A_{m,n,p} \sin\left\{(2m + 1) \frac{\pi}{a} x_1\right\} \sin\left\{(2n + 1) \frac{\pi}{a} x_2\right\} \sin\left\{(2p + 1) \frac{\pi}{a} x_3\right\} \tag{5}$$

$$A_{m,n,p} = \frac{1}{(2m + 1) \cdot (2n + 1) \cdot (2p + 1)}$$

On the other hand the unique solution of the (generalized) limit problem of heat propagation, relative to the conditions (4) and (5), is represented by the function

$$\Theta (x_1, x_2, x_3, t) =$$

$$= \frac{2^6}{\pi^3} \sum_0^{+\infty}{}_{m,n,p} A_{m,n,p} (t) \cdot \sin\left\{(2m + 1) \frac{\pi}{a} x_1\right\} \cdot \sin\left\{(2n + 1) \frac{\pi}{a} x_2\right\} \cdot \sin\left\{(2p + 1) \frac{\pi}{a} x_3\right\} \tag{6}$$

$$A_{m,n,p} (t) = e^{-t/\tau_{m,n,p}} \cdot \frac{1}{(2m + 1) \cdot (2n + 1) \cdot (2p + 1)}$$

where

$$\tau_{m,n,p} = \frac{a^2}{\pi^2 D} \cdot \{(2m+1)^2 + (2n+1)^2 + (2p+1)^2\}^{-1} \tag{7}$$

may be interpreted as the value of the generical characteristic relaxation time. It may be observed that by a known theorem of number theory, the law of variation of the relaxation times with the eigenvalues of heat equation may be put in the following form

$$\tau_u = \frac{a^2}{\pi^2 D} \cdot (8u+3)^{-1} \qquad (u = 1, 2, 3 \ldots) \tag{8}$$

D again being the thermal diffusion constant of the solid. This form (8) is very expressive, because it makes possible to estimate the density of our spectrum of relaxation times. Its high density is essentially due to the hypothesis that the initial temperature distribution does vary not only with the wave surface of the perturbation, but also from point to point on the same wave surface. In the classical hypotheses the distribution was constant on a single wave surface. Moreover the density of the relaxation spectrum is the fundamental reason of the agreement between the theoretical results and the experimental data.

It is noteworthy that the fundamental relaxation time coincides with that considered by ZENER[1] in his first attempt to develop a theory of the relaxation phenomena in polychrystalline solids.

The calculation of the energy dissipated by the solid in a cycle yields the following expression for the dissipation (internal friction according to ZENER)

$$Q^{-1} = \frac{1}{\pi} \operatorname{tg}\delta = \frac{2^9}{\pi^7} \cdot \frac{\Delta M}{M} \sum_{m,n,p} B_{m,n,p} \frac{\dfrac{2a^2\nu}{\{(2m+1)^2 + (2n+1)^2 + (2p+1)^2\}\pi D}}{1 + \left\{\dfrac{2a^2\nu}{\{(2m+1)^2 + (2n+1)^2 + (2p+1)^2\}\pi D}\right\}^2} \tag{9}$$

$$B_{m,n,p} = \frac{1}{(2m+1)^2 \cdot (2n+1)^2 \cdot (2p+1)^2}$$

The first term in this expression coincides, except for a numerical constant, with the dissipation as estimated by ZENER

$$Q^{-1} = \frac{1}{\pi} \operatorname{tg}\delta = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Delta M}{M} \cdot \frac{\dfrac{2a^2}{3\pi D} \cdot \nu}{1 + \left(\dfrac{2a^2}{3\pi D} \cdot \nu\right)^2} \tag{10}$$

The graph of this function (10) is plotted in Fig. 1.

We can observe the discrepancies between the experimental data relative to polycrystalline brass (after RANDALL, ROSE AND ZENER[2]), which are marked with the sign +, and the theoretical curve of ZENER[1]; the discrepancies of the greatest interest are those relative to the value of the frequency of the perturbation to which corresponds the maximum of the dissipation and to the low frequencies; because at the high frequencies different phenomena may influence the value of the dissipation.

The calculation in finite form of the sum of the series (9) is not easy. It is however possible to obtain a good approximation taking into account that

$$\sum_{0}^{+\infty}{}_{m} \frac{1}{(2m+1)^2} \cdot \frac{\dfrac{2a^2\nu}{\{(2m+1)^2+a\}\pi D}}{1+\left\{\dfrac{2a^2\nu}{\{(2m+1)^2+a\}\pi D}\right\}^2} = \frac{\pi a^2\nu}{D\left\{a^2+\left(\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^2\right\}} +$$

$$-\frac{\pi}{4}\left\{\left(a+\mathrm{i}\frac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^{-3/2}\cdot \mathrm{tgh}\left[\left(a+\mathrm{i}\frac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^{1/2}\cdot\frac{\pi}{2}\right]+\left(a-\mathrm{i}\frac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^{-3/2}\cdot \mathrm{tgh}\left[\left(a-\mathrm{i}\frac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^{1/2}\cdot\frac{\pi}{2}\right]\right\} \quad (11$$

The following expression for the dissipation

$$Q^{-1} = \frac{2^9}{\pi^7}\cdot\frac{\Delta M}{M}\left\{\frac{3}{4}\cdot\pi^2\cdot\frac{\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}}{4+\left(\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^2}-\frac{3\sqrt{2}}{8}\cdot\pi\cdot\frac{\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}}{\left\{4+\left(\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^2\right\}^{3/2}}\cdot\right.$$

$$\cdot\frac{\left(2\beta-\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}\gamma\right)\sinh\sqrt{2}\,\beta\dfrac{\pi}{2}+\left(2\gamma+\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}\right)\sin\sqrt{2}\,\gamma\dfrac{\pi}{2}}{\cosh\sqrt{2}\,\beta\dfrac{\pi}{2}+\cos\sqrt{2}\,\gamma\dfrac{\pi}{2}}-\frac{12a^2\nu}{\pi D}+\frac{5}{6}\cdot\frac{\dfrac{2\pi a^2\nu}{D}}{100+\left(\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^2}+$$

$$-\frac{\sqrt{2}}{12}\cdot\frac{\dfrac{2a^2\nu}{D}}{\left\{100+\left(\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^2\right\}^{3/2}}\cdot\frac{\left(2\bar\beta-\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}\bar\gamma\right)\sinh\sqrt{2}\,\bar\beta\dfrac{\pi}{2}+\left(2\bar\gamma+\dfrac{2a^2\nu}{\pi^2 D}\bar\beta\right)\sin\sqrt{2}\,\bar\gamma\dfrac{\pi}{2}}{\cosh\sqrt{2}\,\bar\beta\dfrac{\pi}{2}+\cos\sqrt{2}\,\gamma\dfrac{\pi}{2}}+$$

$$\left.-\frac{2}{3}\cdot\frac{\dfrac{22a^2\nu}{\pi D}}{121+\left(\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^2}-\frac{1}{27}\cdot\frac{\dfrac{38a^2\nu}{\pi D}}{361+\left(\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^2}\right. \quad (12)$$

$$\begin{cases}\beta=\sqrt{\sqrt{4+\left(\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^2}+2}\\ \gamma=\sqrt{\sqrt{4+\left(\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^2}-2}\end{cases}\qquad\begin{cases}\bar\beta=\sqrt{\sqrt{100+\left(\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^2}+2}\\ \bar\gamma=\sqrt{\sqrt{100+\left(\dfrac{2a^2\nu}{\pi D}\right)^2}-2}\end{cases}$$

is an estimate of the dissipation due to the polycrystalline structure of the solid, according to the scheme which we have adopted; the total dissipation in this estimate and the total true dissipation, relative to the Eq. (11) differ by less than 1/10 of the total true dissipation.

In Fig. 2 is plotted the graph of the dissipation, as given by Eq. (12), as a function of the frequency ν of the perturbation.

Here the agreement between the theoretical curve and the experimental data seems satisfactory both for the value of the frequency at which comes the maximum of the

dissipation and for low frequencies. Because the terms which have been ignored in the passage from Eq. (9) to Eq. (12) give their greatest contribution at high frequencies,

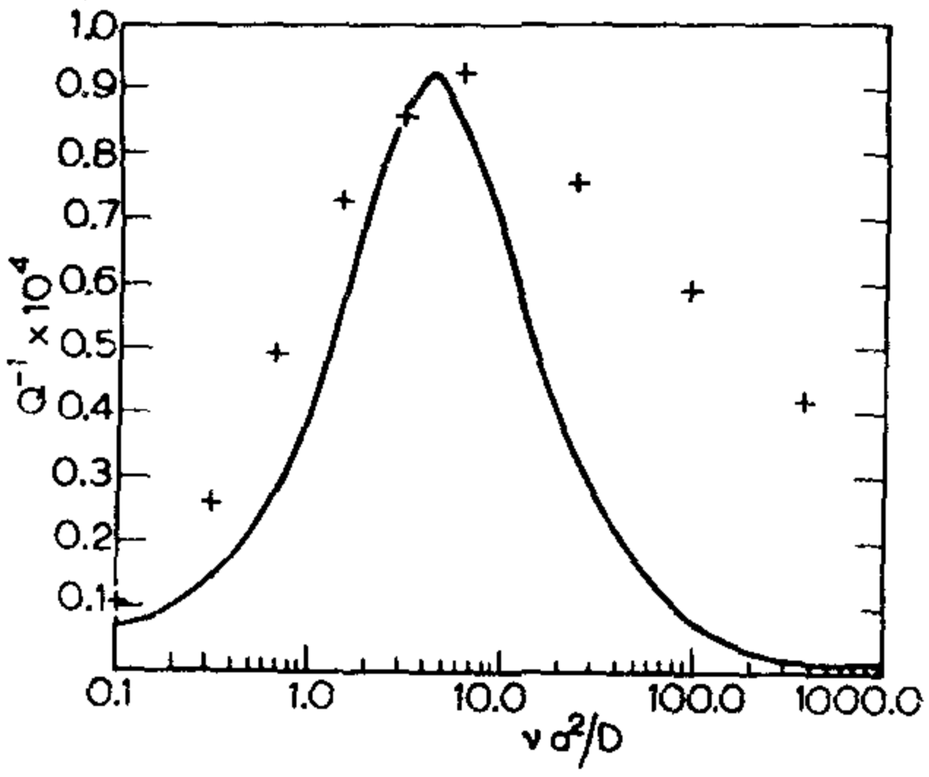


Fig. 1. Dissipation, theoretical curve after ZENER[1].

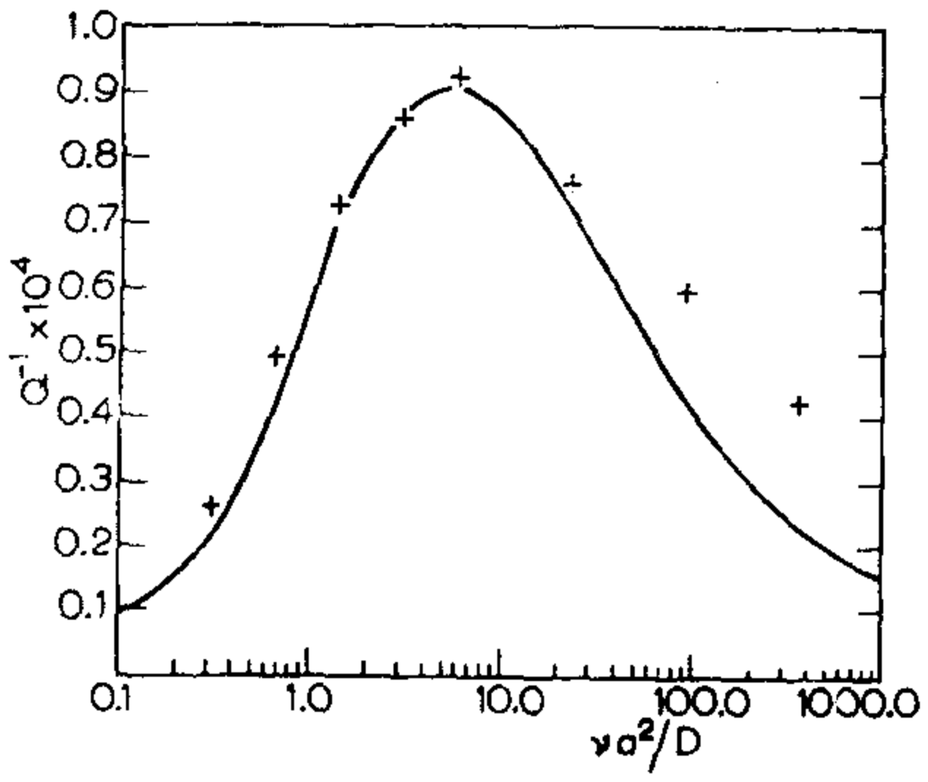


Fig. 2. Dissipation, theoretical curve for polycrystalline solids.

the discrepancy between the experimental data and the theoretical curve at the high frequencies seems to be acceptable.

REFERENCES

1. C. ZENER, *Elasticity and anelasticity of metals*, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1953.
2. R. H. RANDALL, F. C. ROSE AND C. ZENER, *Proc. Phys. Soc.*, 52 (1940) 152.
3. P. G. BORDONI, *Nuovo cimento*, Suppl. to vol. 7 (1950) 9.
4. J. V. USPENSKY AND M. A. HEASLET, *Elementary number theory*, McGraw-Hill, New York, 1939.

Absorption von Ultraschallwellen in Kristallen bei Frequenzen bis 2000 MHz

L. G. MERKULOV

Ulianov-Lenin-Institut für Elektrotechnik, Leningrad (U.d.S.S.R.)

Die Untersuchung der Molekularmechanismen der Ultraschallwellenabsorption in verschiedenen Kristallen ist von grundsätzlichem Interesse für die Erforschung der physikalischen Eigenschaften des Kristallgitters.

Wir haben Absorptionskoeffizientmessungen des Ultraschalles in Quarz- und Alkalihalogenidkristallen (LiF, NaCl, KCl, KBr) im Frequenzbereich von 5 bis 2000 MHz ausgeführt. In allen Kristallen wurden Messungen für verschiedene Wellen-

arten und etliche kristallographische Achsen verwirklicht. Man hat Temperaturabhängigkeiten der Absorption im Bereich von —195° C bis +350° C untersucht.

Bei der Untersuchung der Absorption in Quarzkristallen wurde eine spezielle Methode für die Erregung der Schallwellen verwendet*. Den auf der Oberfläche vom Kristall verteilten Elektroden (mit einem Ausmass von 5 bis 10 mm) wurden elektrische Impulse von einem Hochfrequenzgenerator zugeführt. Das in der Nähe der Oberfläche entstandene starke elektrische Feld verursachte Schwingungen der Fläche des Piezokristalles, und die dabei hervorgerufenen Schallimpulse breiteten sich im Versuchskörper aus.

Mittels der Form- und Lageveränderung der Elektroden und folglich auch der Verteilung des elektrischen Feldes in der Nähe der Kristalloberfläche konnte man verschiedene Arten von Wellen erregen. Somit war es möglich, unter Verwendung des eigenen Piezoeffektes des erforschten Kristalls, auf den Gebrauch der gewöhnlichen Piezoquarzplatten zu verzichten und infolgedessen den Messbereich zugunsten der Hochfrequenz, Überschallwellen inbegriffen, beträchtlich zu erweitern. Bei dieser Methode war bloss die Grösse der eigenen Absorption im Kristall als einziger Einschränkungsfaktor massgebend. Wir waren imstande, Impulse der Schallschwingungen in Quarzkristallen im Frequenzbereich bis 2000 MHz bei Raumtemperatur zu beobachten.

Aller Wahrscheinlichkeit nach könnte man bei genügend tiefen Temperaturen, wo die Absorption klein ist, noch weit höhere Frequenzen erzeugen.

Im Falle von Alkalihalogenidkristallen wurde eine gewöhnliche Methode unter Ausnutzung von Piezoquarzplatten verwendet, was zu einer Beschränkung des Messbereiches bis zu 200 MHz führte.

Auf Grund der experimentellen Untersuchungen (Tabelle I) kamen wir zu folgenden Grundergebnissen:

1) Die Absorptionskoeffizienten aller Kristalle sind annähernd quadratisch abhängig von der Frequenz $\left(\frac{a}{f^2} = \text{konst.}\right)$

2) Die Absorptionskoeffizienten sind verhältnismässig wenig abhängig von der Wellenausbreitungsrichtung im Kristall und der Art der Welle.

3) Es gibt keine ausgesprochene Temperaturabhängigkeit der Absorption im erforschten Temperaturbereich (im Fall des Quarzkristalls werden einige Veränderungen der Absorption bei Temperaturen unter —120° C und über +200° C beobachtet).

Eine Erklärung der erhaltenen Ergebnisse auf Grund der Versetzungstheorie der Resonanzabsorption[1] stösst auf grosse Schwierigkeiten. Die Frequenzabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten zeigt nicht das von der Theorie vorausgesagte Maximum. Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Wellenausbreitungsrichtung und der Art der Wellen entspricht nicht den theoretischen Angaben. Aus einer Anwendung der Versetzungstheorie auf Alkalihalogenidkristalle, die Gleitebenen {110} und Gleitrichtungen [110] besitzen, geht hervor, dass der Absorptionskoeffizient der Longitudinalwellen bei der Fortpflanzung längs der Richtung [100] grösser sein sollte als bei der Fortpflanzung längs [110]. Die Longitudinalwellenabsorption bei der Fortpflanzung längs [111] und die Transversalwellenabsorption

* Dieses Verfahren wurde zuerst von SOKOLOV UND GRACHEV in 1948 entdeckt (nicht veröffentlicht).

TABELLE I

Kristall	*Wellenverbreitungsrichtung*	*Art der Welle*	*Geschwindigkeit* $v \cdot 10^{-5}$ *[cm/Sek.]*	$\frac{\alpha}{f^2} \cdot 10^{18}$ *[Sek.²/cm]*	*Frequenzbereich [MHz]*	*Temperaturbereichmessungen [°C]*	*Anmerkungen*
Quarz	Achse X	longitudinal	5,75	0,45	15 – 400	—	1 Verunreinigungen: Mg – 0,005% Al – 0,008% Fe – 0,08 % Ca – 0,01 % 2) Präzision der Orientierung der Versuchskörper in Beziehung zu Kristallachsen ±3′ 3) Winkelfehler für die Parallelität der Versuchskörperflächen <5″
	Achse X	transversal	5,10	0,20	300 – 1500	—	
	Achse Y	quasilongitudinal	6,01*	0,30	15 – 1000	—	
	Achse Y	transversal	3,92*	0,30	15 – 1000	—194 – +350	
	Achse Z	longitudinal	6,32	~0,5	15 – 200	—	
LiF	[100]	longitudinal	6,58	1,7	15 – 200	—	1) Reinheit: LiF – 99,1% NaCl – 99,8% KCl – 99,8% KBr – 99,8% 2) Die Messungen wurden an sorgfältig ausgeglühten Versuchskörpern ausgeführt. 3) Präzision der Orientierung der Versuchskörper in Beziehung zu Kristallachsen ±15′ 4) Winkelfehler für die Parallelität der Versuchskörperflächen ~10″.
	[100]	transversal	4,90	1,0	10 – 200	—	
	[110]	longitudinal	7,40	1,2	15 – 200	—	
NaCl	[100]	longitudinal	4,78	6,5	5 – 200	—120 – +300	
	[100]	transversal	2,44	4,5	10 – 120	—	
	[110]	longitudinal	4,50	5,0	5 – 200	—	
	[111]	longitudinal	4,40	4,5	100	—	
KCl	[100]	longitudinal	4,52	10,5	5 – 200	—	
	[100]	transversal	1,77	8,5	10 – 120	—	
	[110]	longitudinal	3,89	9,0	5 – 200	—	
	[111]	longitidunal	3,63	8,0	100	—	
KBr	[100]	longitudinal	3,56	15	5 – 200	—	
	[100]	transversal	1,35	21	10 – 120	—	
	[110]	longtudinal	3,05	15	5 – 200	—120 – +260	

* Geschwindigkeit längs der Normale

bei der Fortpflanzung längs [100] müssten gleich Null sein, weil in diesen Fällen eine aktive Schubspannung in keiner der Gleitebenen {110} vorhanden ist und folglich die mit der Versetzungsbewegung zusammenhängende Absorption fehlen muss.

Ebenso fällt es schwer, der Versetzungstheorie zufolge, die Temperaturunabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten zu erklären. Auf Grund der erhaltenen Ergebnisse kann man behaupten, dass die Bewegungen der Versetzungen, die auf den gewöhnlichen Gleitebenen verteilt sind, nicht die einzige Ursache der Ultraschallabsorption sind und dass vielmehr zusätzliche Ursachen der Verluste existieren. Eine starke Festigung der Versetzungen und ihre beschränkte Beweglichkeit bei Raumtemperatur (und die Wirkung der verhältnismässig kleinen Spannungen, die durch Schallwellen im Kristall erzeugt werden) bedingen, dass dieser Mechanismus nur einen geringen Anteil an der Grösse des Absorptionskoeffizienten hat. Dieser Standpunkt wurde auch durch unsere letzten Untersuchungen der plastischen Verformungen der Kristalle NaCl und LiF bestätigt. Bei der Verformung des Kristalls, die von dem Auftreten leichtbeweglicher Versetzungen begleitet wird, hat man eine starke Zunahme der längs [100] fortpflanzenden Longitudinalwellenabsorption beobachtet. Der Absorptionskoeffizient im verformten Kristall hat dabei keinen festen Wert, sondern vermindert sich mit der Zeit; diese Tatsache kann man durch Abnahme der Versetzungsdichte und durch Alterung der Versetzungen erklären.

Ausser dem Versetzungsmechanismus muss man auch thermoelastische Verluste untersuchen. Die Berechnungen haben gezeigt, dass man die in Quarz beobachteten Grössenwerte der Longitudinalwellenabsorption nur teilweise durch thermoelastische Verluste erklären kann. Bei Alkalihalogenidkristallen, machen diese Verluste wenige Prozente von dem Versuchswert α aus. Somit bedingen die thermoelastischen Verluste in nichtmetallischen Kristallen bloss einen geringen Teil der gesamten Schallabsorption.

Aber die thermoelastischen Verluste sind nicht der einzige Mechanismus, mittels dessen die Energie der Schallschwingungen den thermischen Wellen des Gitters übermittelt wird. Das Schallfeld verursacht die Veränderung der Gitterkonstante, was zu einer Änderung der Distribution der Debyeschen Phononen führt; infolgedessen entsteht eine zusätzliche Schallabsorption. Der Absorptionskoeffizient ist dem Quadrat der Frequenz proportional und praktisch von der Temperatur unabhängig[2] (mit Ausnahme des Tieftemperaturbereiches).

Vom formellen Standpunkt aus kann man die Verluste dieser Art beschreiben, indem man in die Bewegungsgleichung Komponenten eines gewissen Viskositätstensors einführt. Eine sehr annähernde Bewertung zeigt, dass die Berücksichtigung des erwähnten Mechanismus zu einer besseren Übereinstimmung der theoretischen und experimentellen Daten führt.

Die erzielten experimentellen Ergebnisse weisen auf die Notwendigkeit einer Weiterentwicklung der Ultraschallabsorptionstheorie in festen Körpern hin.

LITERATUR

1. A. GRANATO UND K. LÜCKE, *J. Appl. Phys.*, 27 (1956) 583.
2. A. AKHIJESER, *J. Exptl. Tech. Phys.*, 8 (1938) 1318.