

Werk

Jahr: 1957

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 Z NAT 2148:23

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0023

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0023

LOG Id: LOG_0018

LOG Titel: Heft 2

LOG Typ: issue

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

ZEITSCHRIFT
FÜR
GEOPHYSIK

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

B. Brockamp, Münster i. W.

unter Mitwirkung von **A. Defant, Innsbruck** — **W. Dleminger, Lindau b. Northeim**
W. Hiller, Stuttgart — **K. Jung, Kiel** — **O. Meyer, Hamburg**
F. Möller, Mainz — **H. Reich, München.**

Jahrgang 23

1957

Heft 2



PHYSICA-VERLAG · WÜRZBURG

INHALTSVERZEICHNIS

Lüneburg, H.: Dynamik und Sediment-Transport an der Wattoberfläche des Weserästuars	57
Wiese, H.: Über erdmagnetische Absolut- und Vergleichsmessungen	63
Ullmann, W., und R. Maaz: Zur Frage der „scheinbaren“ und „wirklichen Neigung“	75
Hardtwig, E.: Über die Entstehung der Mikroseismik	83

Die ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 28,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrganges vorliegt.

In der Zeitschrift werden Originalarbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden, und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet, aus dem Gebiet der reinen und angewandten Geophysik sowie aus den Grenzgebieten aufgenommen. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht an den Verlag über.

Die Autoren werden gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden. Die Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu numerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autorennamen, Titel und Zeitschriftentitel, auch Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben.

Jeder Arbeit ist eine „Zusammenfassung“ in deutscher und englischer oder französischer Sprache beizufügen.

Der Verfasser liest von der Arbeit in der Regel nur eine Korrektur: etwaige Autorenkorrekturen können nur als Fußnoten bzw. am Schluß des Artikels gebracht werden. Umfangreiche Änderungen bedürfen der Zustimmung des Herausgebers und können nur gebracht werden, wenn sich der Autor bereit erklärt, die Korrekturkosten zumindest teilweise zu tragen.

Von seiner Arbeit erhält der Verfasser 50 Sonderdrucke ohne Umschlag kostenlos. Weitere Sonderdrucke liefert der Verlag gegen Erstattung der Selbstkosten. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Für die *Zeitschrift für Geophysik* bestimmte Manuskripte und redaktionelle Anfragen bitten wir an den Herausgeber zu richten:

Prof. Dr. Bernhard Brockamp, Münster (Westfalen), Pferdegasse 3

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 80

Es ist ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, fotografische Vervielfältigungen, Mikrofilme, Mikrofotos u. ä. von den Zeitschriftenheften, von einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen.

Bekanntmachung lt. Bayr. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Rotlöwengasse 2. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebing, Arnulf Liebing u. Hildgund Holler, sämtl. Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler, u. Charl. Kuhnert, beide Würzburg. Verantwortl. f. d. Anzeigenteil: Arnulf Liebing. Druck: fotokop, Darmstadt.



Dynamik und Sediment-Transport an der Wattoberfläche des Weserästuars

Von H. Lüneburg, Bremerhaven¹⁾

Zusammenfassung: Es wird zunächst ein Überblick über die topographischen und physikalisch-chemischen Verhältnisse der wichtigsten Wattflächen zwischen Jade und Elbmündung gegeben, wobei vor allem die Korngrößenverteilung, der Gehalt an organischer Substanz, an Kalk, Magnesium, kolloidem, sedimentbindendem Eisen usw. gebracht werden. — Im Hauptteil folgt dann in großen Zügen die Hydrographie der Priele sowie deren erodierende und sedimentierende Wirkung. Schließlich werden ausführlich die Messungen des Sinkstofftransportes an der Wattoberfläche mit Hilfe einer neuen Ausfärbemethode dargelegt sowie die ersten Ergebnisse, wie sie mit Strömungsmeßgeräten nicht erfaßt werden können, diskutiert. Das Sediment wandert generell auf die Küste zu, ohne diese jedoch zu erreichen, da die uferparallelen Priele stets für eine Rückführung nach See sorgen. Dieser Zirkulus wird erst bei Landgewinnungsarbeiten zu Gunsten einer gesteigerten Sedimentation unterbrochen.

Abstract: At first a survey is given on the topographical and physico-chemical state of the large tidalflats between the Jade and river Elbe. Chiefly the grain-size, the content of calciumcarbonate, of magnesiicarbonat and colloidal iron etc. are discussed; this iron has a certain significance as a sediment-cementing factor. — Then the hydrography of the tidalflat-gullies is treated, especially the eroding and sedimenting effect of these gullies. And finally the measurement of the sediment transport on the tidalflat-surface by means of a new coloring method is thoroughly described as well as the first results. — Generally the sediment is drifting towards the coast without ever reaching it. The gullies, which often run parallel to the marshland-cliffs, are transporting the above mentioned sediments back to the sea. This circulus only is interrupted by systematical land-reclamation-works, which hitherto not yet have begun in the Weser-estuary.

Die Fragen des Sedimenttransportes im Wattenmeer spielen für den Küstenschutz eine hervorragende Rolle. Wir sind dabei am Wattboden in erster Linie angewiesen auf den Einsatz *indirekter* physikalisch-chemischer Methoden wie Ausfärbungen des Sedimentes etc. Es handelt sich hier um Verfahren, die weder personell noch finanziell besonders große Aufwendungen erfordern.

Zunächst sei eine Einführung in die bodenkundlichen und hydrographischen Verhältnisse der als pars pro toto behandelten Außenweserwat-

¹⁾ Dr. H. Lüneburg, Inst. f. Meeresforschung, Bremerhaven

ten gebracht: Das gesamte Wattengebiet zwischen dem Marschensaum und der offenen See zerfällt im allgemeinen und ganz besonders in der Wesermündung in drei markante, etwa küstenparallele Zonen. Außen, in 10-20 km Küstenabstand, erstrecken sich rein sandige Watten, deren Oberfläche infolge der starken Strömung (bis zu 2 m/sec) und der Brandung recht mobil und daher biologisch arm ist. Wegen des geringen Gehaltes an organischer Substanz ($\leq 1\%$ i. Tr.) ist auch der Gehalt an Kalk, Magnesium und adsorbiertem kolloidem, verkittendem Eisen äußerst gering. Unter günstigen Umständen kann durch Strom und Wind in toten Winkeln der Sand über Mittelhochwasser aufgehäuft werden und auf diese Weise Dünenbildung eintreten (Vogelschutzgebiet Mellum, Knechtsand, Scharhörn).

Die durchschnittliche Korngröße der Oberflächensedimente liegt auf den Außensänden bei etwa 300μ . Diese Durchschnittswerte erhält man durch Addition der Produkte aus der mittleren Korngröße und deren prozentischer Häufigkeit. Die Summe wird dann noch in Rücksicht auf den Prozentsatz durch 100 geteilt. — Der Durchschnitt von 300μ ergab sich aus hunderten von Einzelanalysen nach dem *Kopecy*-Schlammverfahren.

Während die Außensände als "Schutzwälle" für die exponierten Marschenküsten kaum in Frage kommen, gilt dieses in hervorragendem Maße von dem nächsten landwärts anschließenden Wattengürtel, der oft durch tiefe küstenparallele Fahrwasser von den Außensänden getrennt ist. Diese zweite Wattzone besteht aus einer Kette einzelner Buckel oder Platen aus feinem Sand und Schluff (durchschnittliche Korngröße um 150μ), deren Oberfläche 1-2 m über die benachbarten Senken hinausragt und variierend mobil, aber doch wesentlich fester ist als die der Außensände. Diese Platen beherbergen infolgedessen eine zahlreiche Bodenfauna an Würmern und Muscheln, die die oberen 20-30 cm besiedeln. Die organischen, eiweißreichen Zerfallsprodukte dieses Lebensraumes tragen zur weiteren Verkittung und Befestigung der Wattoberfläche bei u. a. durch kolloidbedingte Adhäsion von Eisenhydroxyd- und unter der Oberfläche von Eisensulfidflocken. Der Eisengehalt kann hier um 0,5 % reines Eisen in Trockensubstanz betragen. Der für die Bonität des Bodens im Zusammenhang mit Landgewinnungsarbeiten so bedeutungsvolle Kalkgehalt steigt u. U. auf 5 % und mehr an, während das biologisch wichtige Magnesium in seiner Konzentration um eine Zehnerpotenz tiefer liegt.

Die von See heranströmende Flut staut sich zunächst vor dieser Platenzone an und bricht dann durch immer vorhandene, trennende Senken mit großer Intensität landwärts durch, wobei sich im Laufe der Zeiten mehrere Meter tiefe Großpriele herausbildeten, deren Verlauf senkrecht auf die Küste weist. Mit dem *Ott*schen Strommesser konnten hier besonders während der ersten Flut Stromgeschwindigkeiten von über 2 m/sec gemessen werden.

Durch diese aggressiven Priele dringt die Flutwelle mit der erwähnten Geschwindigkeit in die landwärts der Platen in einer Breite bis zu 1 km sich erstreckenden Schlicksenken unmittelbar vor der Grodenkante ein, bis sie dicht vor der im Schnitt 1 m hohen Marschenkante im Aufprall nach beiden Seiten am Ufer entlang ausweicht. Auf diese Weise setzen sich die erwähnten, ein Einfallstor zwischen den schützenden Platen darstellenden Priele in langsam flacher werdenden uferparallelen Läufen fort. Diese uferparallelen Priele erschweren nicht nur das Betreten der Watten, sondern sind in erster Linie die Hauptursache für die oft verhängnisvollen Erosionen an der Marschenkante, die an einigen Stellen des Landes Wursten (zwischen Bremerhaven und Cuxhaven) auch heute noch bis zu 5 m im Jahr zurückweichen kann.

U. U. kann nach eigenen Messungen im Raum dieser Priele unmittelbar vor der Grodenkante zur Zeit der Wasserbedeckung eine Strömung von 1 m/sec und mehr auftreten.— Mit Hilfe des auch am Deutschen Hydrographischen Institut und anderen Orts gebräuchlichen und von uns für den speziellen Wattengebrauch (variable Schichtdicke, Übertragung der Meßergebnisse durch entsprechend langes Kabel ins Beobachtungszelt an Land etc.) modifizierten Durchsichtigkeits-Meßgerätes, des sogen. D-Gerätes, stellten wir fest, daß das Wattenwasser dort in der Nähe der Grodenkante infolge des weichen Schlickbodens mit seiner großen Einsinktiefe (etliche dcm) und chemischen Bonität (durchschnittliche Korngrößen liegen unter 100μ) stark mit Sinkstoffen belastet ist. Bei windstillem Wetter transportiert das mit der Flut heranströmende und mit der Ebbe wieder fortziehende Wasser im Schnitt eine Sinkstoffmenge von über 1000 mg/1! Dieser Wert schwankt nicht besonders entlang der Grodenkante, da wir überall auf den inneren Watten aus der Marsch aufgearbeiteten Schlick vorfinden. Die Korngröße der Sinkstoffe liegt ebenfalls im Schluff- und Tonbereich des Schlicks. Interessant ist die Feststellung, daß bei stärkeren auflandigen Winden die Menge des mit der Ebbe verschwindenden Sinkstoffes oft um die Hälfte geringer ist als zur Flutide, während bei ablandigen Winden gerade das Umgekehrte eintritt. D. h.: daß das zur Zeit der Wasserbedeckung durch Strömung und Brandung aufgearbeitete Material erst bei ablandigen Winden den küstennahen Raum durch die Priele hindurch endgültig nach See verläßt.

Diese negative Seite des Sinkstoffkreislaufes im Watt ist mit nachhaltigem Erfolg nur durch den Bau von Buhnen, besser noch von ganzen Lahnungsfeldern (ein Netzwerk langer, hölzerner Pfahlreihen), wie z. B. in Schleswig-Holstein, zu unterbinden, da diese Bauwerke im Raume der uferparallelen Priele die Erosion in eine Sedimentation umkehren.

Soviel über den allgemeinen Aufbau des Wattes, die dortigen Bewegungsvorgänge und die Sinkstoffkonzentrationen etc. — Im folgenden wird

die quantitative Erfassung des Oberflächensedimenttransportes behandelt (d. h. in den entscheidenden oberen 1-5 cm).

Es gilt hierbei festzustellen, inwieweit die Oberfläche der erwähnten schützenden Zentralwatten im Endeffekt landwärts, küstenparallel oder seewärts abwandert, d. h. wieweit in den einzelnen Gebieten die Tendenz besteht zur Sedimentation oder zur Abrasion (Erosion).

Verf. übernahm, da der Einsatz der zeitlich, personell und finanziell recht aufwendigen Isotopenmethode nicht in Frage kam, die schon früher bekannten und von *Wasmund* in Kiel sowie *Nielsen* in Skalling (Dänemark) praktizierten Ausfärbeverfahren, die allerdings von den erwähnten Autoren nur qualitativ eingesetzt worden waren. Das von uns ins Quantitative modifizierte Verfahren verläuft in großen Zügen wie folgt:

Auf den besonders interessierenden Platen wird ein mehr oder minder dichtes Beobachtungsnetz mit georteten Eisenstangen markiert. Am Beobachtungsort werden bei Niedrigwasser in dünner Schicht etwa 10 kg (1 Marmeladeneimer) des Oberflächensedimentes abgeschabt und in nummerierten Eimern ins Labor verbracht. Nach Trocknung bei 105° und Entfernung grober organischer Teile sowie Muschelschalen (Hindurchgabe durch ein Saftsieb, das die Korngrößen nicht beeinflusst) wird dieser Originalsand von Ort und Stelle in eine Farblösung von Methylenblau-B-Extra in Seewasser (1 g Methylenblau pro Liter Seewasser und kg Sand) gebracht. Bei der nachfolgenden mikroskopischen Auszählung der Farbkörner stellte sich Methylenblau-B-Extra als visuell am leichtesten erfaßbar heraus, während z. B. Sudanrot und andere Farben oft nicht von ähnlich gefärbten Schwermineralien im Sediment zu unterscheiden sind. Es handelt sich bei der Ausfärbung der Körner nicht um eine echte Färbung derselben, sondern lediglich um einen immerhin einige Tage haltbaren Niederschlag der kolloiden Blaufarbe auf der Oberfläche der Sedimentkörner; die Adhäsion des Methylenblau wird durch das Seewasser besonders gefördert. Es kann im übrigen nur immer wieder empfohlen werden, ausschließlich das Original-Sediment von Ort und Stelle zu verwenden und nicht etwa Glasgries oder ortsfremden Sand, da deren Körnung dem heranströmenden Wasser andere Angriffsflächen bietet als das Original-Sediment.

Bei einem folgenden Niedrigwasser wird das zuvor mit Seewasser angefeuchtete, gefärbte Sediment (die vorherige Anfeuchtung ist zur Vermeidung von irritierendem Sandflug bei dem stets vorhandenen Wind unerlässlich) an Ort und Stelle in etwa 1 cm mächtiger Schicht bei einer Fläche von rd. 1 qm ausgestrichen und so flach verteilt, daß der blaue Farbfleck sich im Watt völlig der umgebenden Oberfläche anpaßt. Es ist selbstverständlich, daß die Beobachtungsorte nur auf planen Strecken der Platen anzulegen sind, da andernfalls die wirkliche Transportrichtung durch die lokale Topographie störend überlagert wird. — Man überläßt den "Blau-

fleck" für 2 Tiden sich selbst und geht beim übernächsten Niedrigwasser nach 24 Stunden wieder an den Beobachtungsort. Oft ist dann das blaue Sediment so weit verstreut, daß selbst Spuren davon mit dem bloßen Auge nicht mehr zu erfassen sind. — Wir legen dann jedoch auf nachfolgende Weise ein Koordinatensystem um den Beobachtungsort herum, an dessen markanten Punkten mit einer kleinen Handschaufel Oberflächenproben in nummerierte Reagenzgläser nach stets gleichbleibendem Verfahren eingesammelt werden: Die Punkte unseres Koordinatensystems befinden sich auf den 8 Haupthimmelsrichtungen in einem Abstand von 3 m, 9 m und 15 m vom zentralen "Blaufleck" entfernt. Bei einem Abstand von 20 m und mehr ist es praktisch unmöglich, auch im Mikroskop noch beim Auszählen Blaukörner zu entdecken. Die Verstreuung ist jenseits dieser Entfernung zu groß. Die nach diesem System eingesammelten Oberflächenproben werden wieder ins Labor verbracht, getrocknet und zu losem Sand verrieben, der anschließend auf einer Zählplatte mit Quadratzentimeter-Einteilung (zu 36 Feldern) in einkörniger Schicht ausgebreitet wird. Die Zählplatte wird unter das Binokular gelegt, und wir erhalten durch Auszählen 36 Einzelwerte für die Anzahl Blaukörner pro Quadratzentimeter aus jeder einzelnen der 24 Proben. Die Mittelwerte werden an die entsprechenden Orte einer Arbeitskarte des erwähnten Koordinatensystems eingetragen. Zeichnet man dann die Linien gleicher Kornanzahl pro Quadratzentimeter ein, so zeigt der Verlauf derselben in anschaulicher Weise die *Wanderrichtung* des Oberflächensedimentes an.

Mit Hilfe der durchschnittlichen Korngröße, die auf den von uns erfaßten Schlicksandplatten der Wurster Watten etwa bei 200μ liegt, läßt sich errechnen, daß im zentralen "Blaufleck" unmittelbar an der Oberfläche etwa 3000 Blaukörner auf den qcm kommen. Diese Anzahl Blaukörner wandert natürlich von einem Tag zum anderen nicht in dieser Geschlossenheit fort, sondern es findet sofort eine "Verdünnung" beim Abwandern statt. Immerhin war es oft möglich, den Verbleib von beispielsweise 2000 Blaukörnern pro qcm in der Nachbarschaft des "Blaufleckes" messend zu verfolgen. So konnte man nach 24 Stunden den zurückgelegten Weg von $\frac{2}{3}$ der Blausandmasse, d. h. seiner größten Menge, feststellen und damit also auch die *Mindest*-wandergeschwindigkeit, da ja das fehlende $\frac{1}{3}$ jedesmal schon weiter fortgewandert ist. Das Wandertempo konnte häufig zu 1-2 m pro Tag festgestellt werden, d. h. auf vielen Platen des Wurster Wattes verschiebt sich deren Oberfläche im Jahr um etliche 100 m. An anderen Stellen lag jedoch trotz frischer Winde der "Blaufleck" am nächsten Tage praktisch unberührt da, d. h. in solchen Fällen kompensiert der Wind die aus einem ganz anderen Raum herankommende Strömung.

Hinsichtlich des Einflusses der Windstärke sind der Methode nur insofern Grenzen gesetzt, als die Tide jeweils immer noch so entwickelt sein muß, daß man um Niedrigwasser herum den Beobachtungsort zu Fuß aufsu-

chen kann. Andererseits ist das Verfahren in reinen Schlickwatten nicht durchführbar, da die feinen Tonpartikel dort infolge der Verkittung zu wenig mobil sind und eine Verlagerung des "Blaufleckes" zu langsam oder garnicht stattfindet.

Es sei abschließend zusammengefaßt, daß die meisten Platen des Wurster Wattes mit der oben erwähnten Geschwindigkeit bei fast allen Windrichtungen und -stärken in nordöstlicher Richtung auf die Grodenkante verlagert werden. Dennoch füllt das wandernde Material die küstennahen Senken nicht auf, da die erwähnten uferparallelen Priele fast jede Sedimentation unterbinden. Andererseits wird sich bei dieser günstigen Wanderichtung die Anlage von Bühnen etc. unter Land stets rentieren, da dann das von den Platen hereinwandernde Sediment in deren Schutz zur Ruhe gelangt. — Übrigens konnte Verf. neben der Transportrichtung und -geschwindigkeit noch feststellen, daß die Bewegung recht eindeutig in der erwähnten Richtung erfolgt und nicht etwa turbulent ausgebreitet ist, denn die erwähnten Kornanzahl-Isolinien waren stets in scharfer, schmaler Zunge angeordnet und nicht turbulent in die Breite verteilt.

Literatur

- [1] *Lüneburg, H.*: 1956. Untersuchung des Sedimenttransportes auf einigen Flächen des Wurster Wattes (Wesermündung). — Veröff. des Instituts f. Meeresforschung in Bremerhaven, Bremen. Bd. IV, H. 2, pp. 127-151.
- [2] *Nielsen, N.*: 1935. Eine Methode zur exakten Sedimentationsmessung. Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Skrifter. — Biol. Medd. Copenhagen. Bd. XII. Heft 4.
- [3] *Nielsen, N.*: 1938. Et Instrument til Maaling af Sand — og Slamtransport i strømmende Vand. Geogr. Tidskr. Copenhagen. Bd. 41.
- [4] *Wasmund, E.*: Färbung und Gläszusatz als Meßmethode mariner Sand- und Geröllwanderung. Geol. d. Meeres u. Binnengew. Berlin. Bd. 3, S. 143-172.

Über erdmagnetische Absolut- und Vergleichsmessungen

(Mitteilung aus dem Geomagnetischen Institut und Observatorium Potsdam-Niemegk Nr. 56)

Von H. Wiese, Potsdam-Niemegk ¹⁾

Zusammenfassung: Nur wenige erdmagnetische Observatorien haben die erdmagnetische Horizontalintensität absolut bestimmt. Die Mehrzahl der Observatorien hat die Instrumente relativ an diese absoluten Bestimmungen angeschlossen. Fehler der Absolutbestimmungen nach der Gauss-Lamont'schen Methode, z. B. Trägheitsmoment, Ablenkungsfunktion und unbemerkte langsame Änderung der Fundamentalkonstanten, z. B. Induktionskoeffizient werden behandelt. Durch technische Verbesserung kann die Genauigkeit wesentlich erhöht werden. Auswahl und Behandlung der Standardmagnete ist dabei sehr wesentlich. Die neuen Niemegker Standardmagnete zeigen praktisch keinen Gang der Momente, außerdem konnte ihr Trägheitsmoment sehr genau bestimmt werden. Direkte und laufende indirekte Vergleichsmessungen zwischen den mitteleuropäischen Observatorien werden diskutiert.

Abstract: Owing to the number of difficult measurements needed in determining horizontal intensity very accurately by Gauss-Lamont method most of the observatories have calibrated their instruments relatively at observatories who have made an exact absolute determination. Uncertainties and errors of the absolutely determined fundamental constants — i. e. moment of inertia deflection constant — and the unnoticed slow changes of these constants — i. e. induction coefficient — are discussed.

The accuracy can be raised considerably by technical improvements. The selection and treatment of the standard magnets is essential. The new magnets used in Niemegk hardly show a temporal change of their magnetic moment. The moment of inertia was determined very exactly.

Direct and current indirect comparisons between the central European observatories are discussed.

Absolutmessungen

Gegenwärtig gibt es im wesentlichen drei Methoden, um die erdmagnetische Feldstärke absolut zu bestimmen:

1. Die magnetostatische Methode nach Gauss und Lamont, die sich aus Schwingungsmessungen eines Standardmagneten und aus Messungen

¹⁾ Dr. Horst Wiese, Geomagnetisches Institut und Observatorium, Potsdam-Niemegk

des Ablenkungswinkels in einer bestimmten Entfernung mit demselben Magneten zusammensetzt.

2. Die galvanische Methode, bei der durch einen sehr genau zu messenden Strom die zu bestimmende Erdfeldkomponente im Mittelpunkt einer Spule kompensiert wird. Dabei können als Nullindikatoren verschiedene Anordnungen dienen. Diese Methode wird z. B. in Abinger und Cheltenham verwendet. Auch in Niemeck befindet sich gegenwärtig ein galvanischer Theodolit zur Prüfung. (z. B. 1.)
3. Messungen der totalen Feldstärke mit Kernresonanzen. (z. B. 2.) Diese Methode steckt noch in den Anfängen, dürfte aber durch Bezug der Feldstärke auf eine Frequenz äußerst genau sein und für das Niveau der Absolutwerte auch über lange Zeiträume die beste Konstanz liefern.

Am verbreitetsten ist die magnetostatische Methode. Die meisten Observatorien bestimmen jedoch die Feldstärke nur relativ, d. h., sie haben ihre Instrumente an einem anderen Observatorium mit absoluten Werten angeschlossen. Das ist vollkommen einwandfrei, solange die als konstant angenommenen Fundamentalgrößen auch wirklich über längere Zeit konstant sind. Deswegen ist es nötig, daß von Zeit zu Zeit Vergleichsmessungen durchgeführt werden, wie es ja auch im umfangreichen Maße durch die IAGA-Kommission zum Vergleich der magnetischen Standarde geschieht.

Leider weichen die Standarde der Hauptobservatorien noch heute zum Teil um 10 γ und mehr voneinander ab, obgleich man schon seit Jahrzehnten eine Genauigkeit von 1 γ anstrebt. Diese Unterschiede können entweder durch ungenaue Bestimmung der Fundamentalkonstanten entstanden sein oder durch langsame unbemerkte Änderungen dieser Konstanten. Für beide Fälle lassen sich Beispiele in dem 60-jährigen Potsdam-Niemecker Beobachtungsmaterial finden, von denen hier einige behandelt werden sollen. An anderen Observatorien dürften die Verhältnisse nicht viel anders liegen.

Fehler der Fundamentalkonstanten

Eine der wesentlichsten Konstanten für die Absolutmessungen des Erdmagnetfeldes ist das Trägheitsmoment der Standardmagnete. Meist wird es durch Schwingungen des Magneten mit und ohne einen unmagnetischen Trägheitsstab bestimmt, dessen Trägheitsmoment möglichst genau bekannt sein muß. Das Trägheitsmoment des Magneten K wird dann aus der bekannten Gleichung berechnet

$$K = \frac{K' T^2}{T'^2 - T^2}$$

- K' = Trägheitsmoment des Trägheitsstabes
 T = Schwingungsdauer des Magneten ohne Stab
 T' = Schwingungsdauer des Magneten mit Stab

Abgesehen von Materialinhomogenitäten des Stabes wird bei dieser Methode aber meist die mitschwingende Luft nicht berücksichtigt, die das Trägheitsmoment vergrößert. Der Einfluß der mitschwingenden Luft auf das Trägheitsmoment ist abhängig von der Schwingungsdauer und von der Form des schwingenden Körpers [3]. Durch Nichtberücksichtigung dieses Einflusses resultiert daraus ein Fehler des Absolutwertes der Horizontalintensität bei der alten Potsdamer Bestimmung von rund $7 \pm 2\gamma$ [4]. Auch ist die Trägheitsmomentbestimmung an sich so ungenau, daß für die Mittelwerte, z. B. in Potsdam, noch ein Fehler in H von ± 2 bis 3γ hinzukommt.

Um die Genauigkeit der Trägheitsmomentbestimmung zu steigern, wurden bei der neuen Niemegker Absolutbestimmung 1950-52 [5] Vollzylindermagnete benutzt. Diese wurden auf $1/10$ bis $2/10\mu$ rund und plan geschliffen und dadurch das Trägheitsmoment auf rechnerischem Wege etwa zehnfach genauer bestimmt, als es nach obiger Methode möglich gewesen wäre. Der Einfluß der mitschwingenden Luft wurde durch experimentelle Messungen berücksichtigt und beträgt nur $3,6\gamma$ für H . Der Fehler durch Materialinhomogenitäten der Magnete scheint bei dieser Bestimmung ohne Bedeutung zu sein, da zwei Magnete praktisch gleiche Absolutwerte liefern (Differenz im Mittel $0,3\gamma$).

Allerdings könnten beim Härten der Magnete systematische Dichteverteilungen aufgetreten sein, die das Trägheitsmoment beider Magnete in gleicher Weise verfälschen. Strukturphysikalische Überlegungen ergaben keinen nennenswerten Einfluß.

Experimentell wurde die Dichteverteilung dadurch überprüft, daß ein Magnet des gleichen Materials nach der Härtung vorsichtig möglichst ohne Erwärmung in Scheiben zerschnitten wurde und die Dichte dieser Scheiben so genau wie nur möglich gemessen wurde. Innerhalb der Meßgenauigkeit ergaben sich keine Dichteunterschiede. Betrachtet man den ungünstigsten Fall der Fehler bei den Bestimmungen, so läßt sich aus dem Unterschied von Rand- und Mittelstück das Folgende schließen: Nimmt man an, der Magnet bestehe aus einem Kern und einer Hülle verschiedener Dichte [6], wie in Abb. 1 gezeigt ist, so ergibt sich für einen Dichteunterschied zwischen Hülle und Kern unter der Voraussetzung, daß der Einfluß auf H unter 1γ liegen soll, eine bestimmte Grenzkurve. Es zeigt sich auf Grund des Modells, daß selbst ungünstig betrachtet, der Einfluß einer Dichteverteilung im Magneten weniger als $0,6\gamma$ für den Endwert der Horizontalintensität ausmacht.

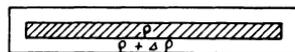


Abb. 1: Modell der Dichteverteilung in Magneten

Auch bei der Bestimmung der Ablenkungsfunktion können Fehler auftreten. Meist wird die Ablenkungsfunktion aus Messungen des Ablenkungswinkels ρ in zwei verschiedenen Entfernungen des Magneten von der Nadel bestimmt (Lamontsche Methode). Die dabei eingehenden Voraussetzungen, z. B. soll das Verhältnis der Längen von Magnetstab und Nadel gleich dem Verhältnis der Polabstände sein, sind nicht immer erfüllt. Ist in Gleichung

$$\sin \rho = \frac{2 Mk}{He^3} \quad k \text{ die Ablenkungsfunktion, so ist}$$

$$k = 1 + \frac{1}{e^2} (2L^2 - 3l^2) + \frac{1}{e^4} (3XL^4 - 15L^2l^2 + \frac{45}{8} \chi l^4).$$

mit L , l halber Polabstand von Stab und Nadel
 e Ablenkungsentfernung
 X, χ Verteilungskoeffizienten von Stab und Nadel.

Bei der Lamontschen Methode wird gefordert:

$\frac{l}{L} = \frac{l^*}{L^*} = 0.467$, damit das zweite Glied der Ablenkungsfunktion verschwindet. Außerdem wird $X = \chi = 1$ gesetzt, L^* , l^* sind die halben Magnetlängen. Bei einer Magnetlänge von 7.5 cm hat dann die Nadel eine Länge von 3,5 cm.

Bei den neuen Niemecker Magneten ist zwar $l^* : L^* = 0,467$, aber das Verhältnis der Polabstände, das durch umfangreiche Messungen nach der Adolf-Schmidt'schen Methode [7] bestimmt wurde, ist

$$l : L = 0,420 \text{ bzw. } 0,416$$

Außerdem ist $X = 1.09$.

In Niemeck hätten diese Vernachlässigungen bei der Bestimmung der Ablenkungsfunktion einen Fehler von 1γ 0 in H hervorgerufen.

Viel besser und ungefähr zehnfach genauer als mit der Lamont'schen Methode ist die Bestimmung der Ablenkungsfunktion durch Drehen des Magnetstabes um bestimmte Winkelbeträge in einer festen Entfernung von der Nadel auf einem von *Adolf Schmidt* [7, 8] entwickelten Theodoliten. Dabei ist diese Methode voraussetzungsfrei. Leider wird sie nur von zwei bis drei Observatorien auf der Erde angewandt. Als Beispiel seien die Ablenkungsfunktionen nach der Lamont'schen Methode aus je 18 Messungen in großer und kleiner Entfernung unter Angabe des mittleren Fehlers der

Einzelmessung und zwei bzw. drei Messungen nach der Schmidt'schen Methode gegenübergestellt. Die Messungen nach der Schmidt'schen Methode sind nach einer grundsätzlichen ausführlichen Bestimmung für die laufende Kontrolle kaum umfangreicher aber wesentlich genauer als die nach der Lamont'schen Methode.

Ablenkungsfunktion (Niemegk)

	<i>Lamont'sche Methode</i>	<i>Schmidt'sche Methode</i>
M_I	$1.01752 \pm 17 \times 10^{-5}$	1.01751 ₅ 1.01752 ₈
M_{II}	$1.01805 \pm 15 \times 10^{-5}$	1.01796 ₁ 1.01798 ₀ 1.01795 ₂

Zu bemerken ist, daß $1 \cdot 10^{-4}$ Einheiten von k ungefähr 1γ entsprechen. Die Bestimmungen nach der Lamont'schen Methode wurden wegen des Verhältnisses $l : L \neq 0.467$ und $X \neq 1$ bereits korrigiert.

Auf die Genauigkeit der anderen Fundamentalkonstante, Ablenkungsentfernung, Induktionskoeffizient, Temperaturkoeffizient soll hier nicht näher eingegangen werden.

Zeitliche Änderung der Fundamentalkonstanten

Sehr unangenehm, weil kaum zu bemerken, ist die langsame zeitliche Änderung der als konstant angenommenen Größen. Dadurch können die Absolutwerte sowohl der Hauptobservatorien als auch die der daran angeschlossenen Observatorien allmählich verändert werden. Wieder seien einige Beispiele aus den 65-jährigen Beobachtungen in Potsdam-Niemegk besprochen.

Die Entfernungen können sich allmählich durch Abnutzung ändern. Im Laufe der Zeit haben sich die Momente der Potsdamer Magnete beträchtlich verringert. Es wäre also verwunderlich, wenn sich die anderen Bestimmungsstücke der Magnete (Induktionskoeffizient, Temperaturkoeffizient, Ablenkungsfunktion) nicht auch geändert hätten. In Abb. 2 ist der Momentengang der beiden Potsdamer Magnete dargestellt. Darunter in Abb. 3 in ungefähr 100-fachem Maßstab der Gang der Momente der neuen Magnete ab 1952. Die alten Magnete waren aus Wolframstahl, die neuen sind aus Kobaltstahl (23% Kobalt).

Die neuen Magnete zeigen einen Momentengang weit unter $1/10\text{‰}$ pro Jahr, die alten, selbst nach jahrelangem Gebrauch, noch ca. $1/2\%$ pro Jahr. Die gute Konstanz der neuen Magnete liegt am Material, einem ausgewählten Härtevorgang, einer symmetrischen Aufmagnetisierung, einer künstli-

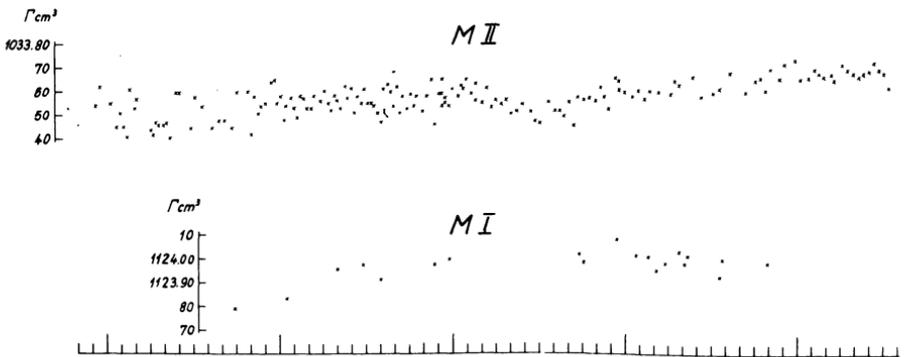
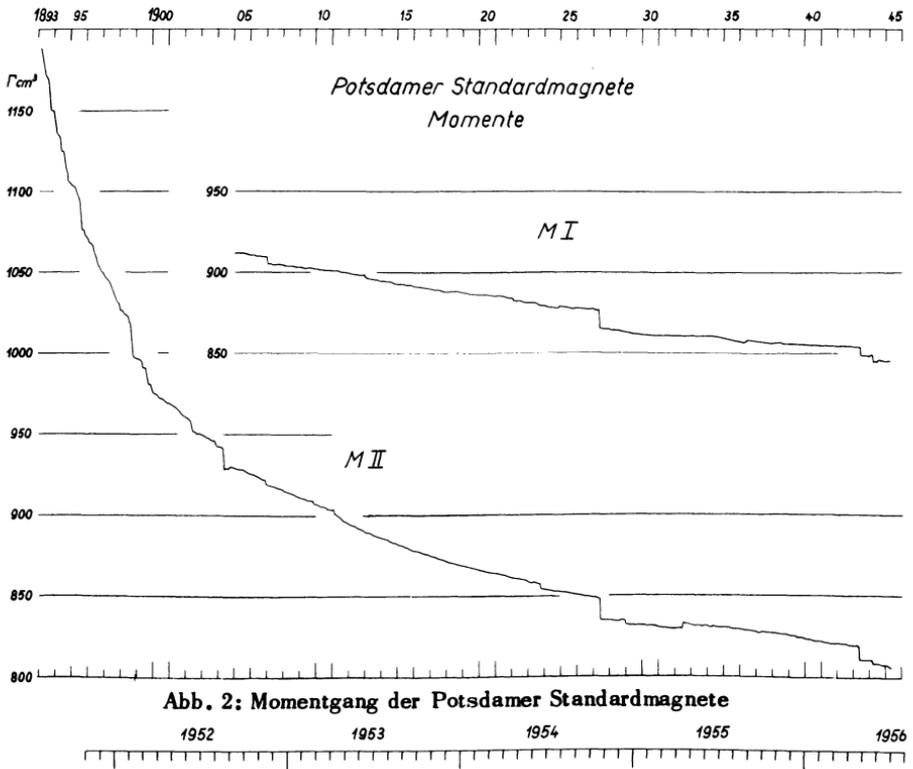


Abb. 3: Momentgang der neuen Niemecker Standardmagnete

chen Alterung mit Wechselstrom und an einer Stabilisierung durch Entmagnetisieren im Wechselstromfeld auf die Hälfte des Moments. Sonst wäre der Ablenkungswinkel zu groß und die Schwingungsdauer zu kurz geworden. Bei dem großen Maßstab in Abb. 3 muß man berücksichtigen, daß es sich um Einzelwerte und nicht wie in Abb. 2 um Monatsmittelwerte handelt, und

daß schon eine falsche Temperaturerfassung von $1/10^\circ$ das Moment um $0,03\Gamma\text{cm}^3$ ändert.

Wie *Venske* [9] bereits 1912 feststellte, ändert sich der Induktionskoeffizient κ bei Änderung des Moments. Bekanntlich ist

$$\kappa = \frac{dM}{M},$$

wobei dM die Momentänderung in einem Felde von 1Γ bedeutet. Führt man aber die induktive Kapazität p ein,

$$p = \kappa \cdot M,$$

so ist dieser Wert wesentlich konstanter, wie es sich aus drei Bestimmungen des Induktionskoeffizienten für die Potsdamer Magnete im Zeitraum 1893-1944 ergibt. Auch für einen der neuen Magnete wurde vor seiner teilweisen Entmagnetisierung der Induktionskoeffizient bestimmt, wobei sich wiederum die wesentlich größere Konstanz der induktiven Kapazität in der nachfolgenden Tabelle ergibt.

Induktionskoeffizient κ und Temperaturkoeffizient α

Potsdamer Magnete

Jahr	Moment	κ	p	α
Magnet II				
1893	1188	$6.20 \cdot 10^{-3}$	7,36	$3.21 \cdot 10^{-4}$
1912	892	9.03	8,05	
1944	811	9.73	7.89	2.75
Magnet I				
1893	1017	$10.83 \cdot 10^{-3}$	11.01	$6.34 \cdot 10^{-4}$
1912	898	13.24	11.90	
1944	848	13.60	11.54	6.27

Niemegker Magnete

Jahr	Moment	κ	p	α
Magnet II				
1951	2355	$1.98 \cdot 10^{-3}$	4.67	$2.35 \cdot 10^{-4}$
1951	1672	2.75	4.60	
1952	1033	4.18	4.32	2.59
Magnet I				
1952	1123	$3.95 \cdot 10^{-3}$	4.43	$2.46 \cdot 10^{-4}$

Die größere Güte der neuen Magnete äußert sich auch in den kleineren Induktions- und Temperaturkoeffizienten. Die Nichtberücksichtigung der

Änderung des Induktionskoeffizienten mit der Zeit erzeugte in Potsdam eine Niveauverschiebung 1890 gegen 1944 von $8,1\gamma$.

Auch die Ablenkungsfunktion scheint sich im Laufe der Jahre verändert zu haben, so daß ein Fehler von ungefähr 5γ dadurch hervorgerufen sein könnte.

Durch Zufall sind die Gesamtkorrekturen in Potsdam so gelagert, daß sich für die Zeit von 1900 bis 1944 das absolute Niveau um weniger als 5γ verschoben hat. An anderen Observatorien brauchen aber die Verhältnisse nicht so günstig zu sein.

In Niemeck werden jetzt die Fundamentalkonstanten (Entfernung, Induktionskoeffizient, Trägheitsmoment, Ablenkungsfunktion, Temperaturkoeffizient) alle drei Jahre überprüft, ohne daß sich bis jetzt die Fundamentalkonstanten außerhalb der Meßgenauigkeit (mehr als 1γ) geändert haben, so daß das absolute Niveau seit 1952 exakt gehalten worden ist.

Zur Bestimmung der Inklination und der Vertikalintensität ist zu bemerken, daß in Niemeck die Inklination laufend mit zwei Erdinduktoren bestimmt wird, die sich um weniger als $0',1$ in den Endresultaten unterscheiden. Auch die Prüfung von 6 Erdinduktoren nach dem Kriege bestätigte immer wieder die Richtigkeit der Inklinationswerte.

Vergleichsmessungen

In den letzten Jahren wurden Vergleichsmessungen zwischen Niemeck und verschiedenen anderen Observatorien mit QHM's durchgeführt. Die QHM's wurden freundlicherweise von der IAGA zur Verfügung gestellt. Es ergaben sich folgende Differenzen der Niveaus der Horizontalintensität:

1953, Nov.-Febr. 1954	Rude Skov-Niemeck	+ 5.4γ	90, 91, 92
1954, Dez.-Dez. 1955	Rude Skov-Niemeck	+ 9.6γ	90, 91, 92
1954, August	Fürstefeldbruck-Niemeck	+ 21.8γ	54, Eigenbau
1955, April	Fürstefeldbruck-Niemeck	+ 15.8γ	90, 91, 92
1954, Januar	Wingst-Niemeck	+ 11.2γ	90, 91
1955, April	Wingst-Niemeck (indirekt über Fürstefeldbruck)	+ 16.1γ	90, 91, 92

Danach erscheinen die Niemecker Werte als zu klein. Wingst und Fürstefeldbruck haben ihre Theodolite aber 1938 in Niemeck angeschlossen. Es muß festgestellt werden, daß zwischen dem alten Potsdamer Niveau bis 1944 und dem neuen Niveau ab 1946 in Niemeck eine Differenz von 12γ existiert. Die Differenzen Rude Skov-Cheltenham und Rude Skov-Abinger sowie die Differenzen Rude Skov gegen einige andere Hauptobser-

vatorien mit eigenem Standard liegen im gleichen Sinne wie die Differenzen Rude Skov-Niemegk.

Ein weiterer Vergleich wurde mit den Observatorien der ČSR durchgeführt (s. nachfolgende Tabelle), nachdem ein Jahr vorher die Instrumente von Průhonice in Niemegk angeschlossen worden waren. Zu dem Vergleich mit Hurbanovo ist zu bemerken, daß die Absolutwerte dort nur vorläufigen Charakter tragen, da gerade an einer neuen Bestimmung gearbeitet wurde.

Vergleichsmessungen Průhonice - Niemegk Feldwaagen

Datum	QHM'	H_{01}	H_{02}	Z_{06}	Z_{018}	D
1955	(90,91,92)					
30. 9.	-13 γ	-20 γ	-21 γ	-26 γ	-26 γ	- 1'.01 östl.
1.10.	- 9	-19	-19	-20	-24	
8.10.		-20	-16	-16	-21	
15.10.	- 5	- 9	-12	-18	-24	- 0'.55 östl.
Hurbanovo-Niemegk						
5.10.	+53	+48	+48	+166	+156	- 0'.25 östl.

Die gleichzeitig mit Feldwaagen mit Bandaufhängung nach *Fanselau* [10] gemessenen Differenzen passen gut zu den QHM-Messungen, wenn man bedenkt, daß zwischen Niemegk und den beiden Observatorien Feld-differenzen von 1000 γ bzw. 2000 γ gemessen wurden und zwischen den Einzelanschlüssen lange Reisen mit dem Kraftwagen lagen. Die Empfindlichkeit der Feldwaagen konnte nicht genauer als auf $\pm 3\text{‰}$ bestimmt werden, so daß Unterschiede von $\pm 3\gamma$ bzw. $\pm 6\gamma$ zwischen den Feldwaagen und dem QHM-Werten in obiger Tabelle erklärlich sind. Bei den Rückanschlüssen in Průhonice war praktisch kein Basisgang der Feldwaagen zu bemerken. Es zeigt sich die gleiche Tendenz in H wie bei den QHM-Messungen, und es besteht daher der Verdacht, daß die Basiswerte in Průhonice während dieser Zeit nicht genau erfaßt wurden.

Vergleich von Momentanwerten

Ähnliche Gänge scheinen bei den jetzt laufend zwischen Wingst, Fürstenfeldbruck, Wien und Niemegk durchgeführten relativen Vergleichen für monatliche 10 Momentanwerte im ruhigen Kurvenverlauf aufzutreten. Ein solcher Vergleich wurde von Dr. Meyer, Wingst, vorgeschlagen. Dabei zeigen sich einesteils Schwankungen von Momentanwert zu Momentanwert, die systematischen Charakter tragen, andererseits langperiodische Gänge, die weniger natürliche Ursachen haben dürften, als vielmehr durch Instrumenten- und Meßfehler hervorgerufen sind. Dazu sollen zum Schluß drei Beispiele gegeben werden:

Unbemerkte Fehler können in den Variationsaufzeichnungen durch geringe Eisenhaltigkeit der Dämpfung auftreten. Durch Ausgleichung der absoluten Messungen werden dann die Basisgänge nicht richtig erfaßt. Erst wenn zwei oder drei Variometer gleicher Empfindlichkeit parallel registrieren, und diese dauernd verglichen werden, wie es in Niemeck der Fall ist, zeigen sich die durch die Eisenhaltigkeit der Dämpfung hervorgerufenen plötzlichen Basisgänge. Dazu ist in Abb. 4 der Basisgang für drei H- bzw. X-Variometer aufgezeichnet. Hätte man nur die Variationsaufzeichnungen des H-West-Variometers zur Verfügung, so würde man die Streuungen der absoluten Messungen auf Meßungenauigkeiten zurückführen. Vergleicht man aber alle 3 Variometer, so sieht man, daß die Messungen richtig waren und der Basisgang des H-West-Variometers Wellenlinien zeigt. Diese Wellenlinie wurde erhalten durch täglich zweistündige Vergleiche zwischen den Aufzeichnungen des H-West-Variometers und den beiden anderen

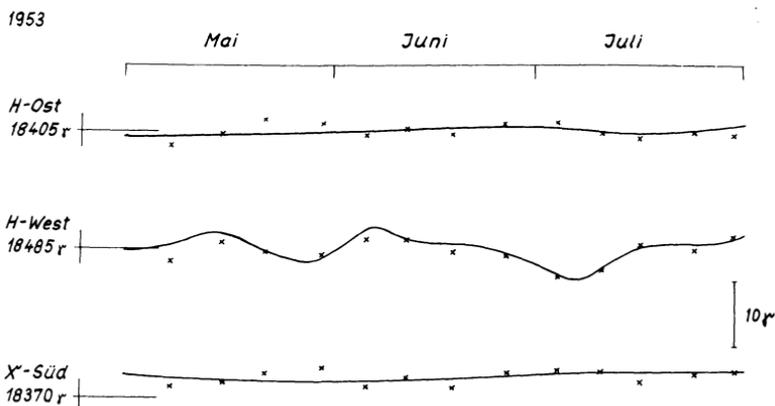


Abb. 4: Basisgänge von drei H- bzw. X-Variometern, wellenförmiger Basisgang des H-West-Variometers durch geringe Eisenhaltigkeit des Dämpfers.
x = (absolute Messungen)

Variometern, die praktisch das gleiche Resultat lieferten. Nachdem im H-West-Variometer der Dämpfer ausgewechselt worden war, zeigte es einen vollkommen gradlinigen Basisgang. —

Z-Waagen mit Schneidenlagerung arbeiten durch Feuchteinflüsse immer ungenau. Das zeigten Vergleiche zwischen 3 Z-Schneidenwaagen in Niemeck. Nachdem in Niemeck Z-Variometer mit Bandaufhängung aufgestellt worden sind, zeigen die täglich für zwei Stunden durchgeführten Vergleiche die gleiche Güte wie die der Horizontal-Variometer. Die Schwankungen der Stundenmittelwerte der Vergleiche liegen größtenteils unter 1%. Auch die Konstanz der Skalenwerte ist wesentlich besser geworden.

Bei den Schwingungsmessungen für die absolute H-Bestimmung ist die Erfassung der Temperatur ein Problem. Am besten wäre an allen Observa-

torien temperaturkonstante Räume auch für die Absolutmessungen einzu-richten. Sobald während und vor der Schwingungsmessung der Magnet gro-ßen Temperaturschwankungen ausgesetzt ist, sind die Schwingungsdauern stark fehlerhaft. Dies wurde bereits früher von *Burmeister* [11] bemerkt, und ließ sich mit der Schwingmeßanlage von *H. Schmidt* [12] besonders gut zeigen, da diese die Schwingungsdauern auf 1.10^{-5} sec genau anzeigt. *H. Schmidt* und der Verfasser werden darüber in Kürze ausführlich berich-ten.

Abb. 5 zeigt die mit dem Thermometer in 2 cm Abstand vom Magneten

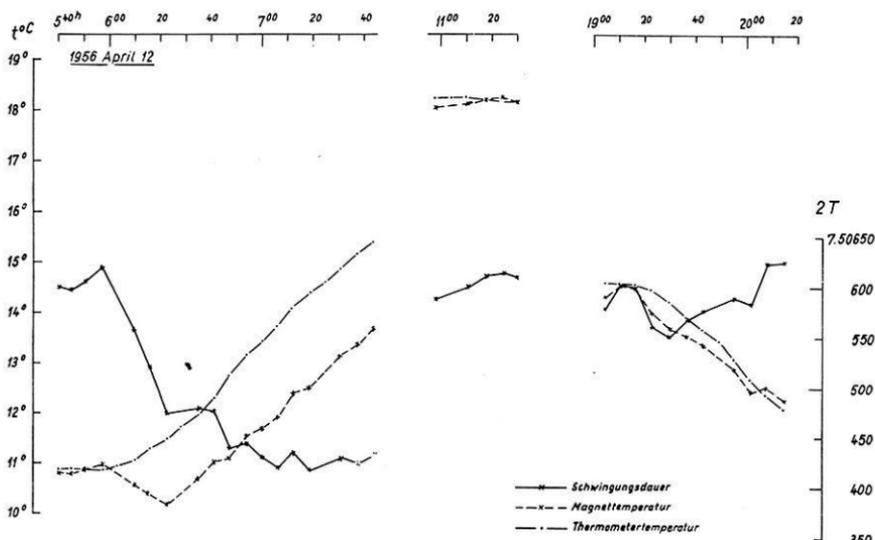


Abb. 5: Reduzierte Schwingungsdauer bei großen Temperaturschwankungen.

gemessene Temperatur, die vollkommen reduzierte Schwingungsdauer und die daraus erschlossene Magnettemperatur für eine große Anzahl von Schwingungen an einem Tag mit starkem Temperaturgang im Raum.

Man sieht, daß die Magnettemperatur, besonders bei Temperaturanstieg, ganz beträchtlich hinter der Thermometertemperatur herhinkt. Dadurch können, wenn z. B. an einem Observatorium Schwingungsmessungen laufend am Vormittag im Temperaturanstieg vorgenommen werden, ganz systematisch verfälschte Basisgänge auftreten und einen Jahrgang vortäuschen, wie er sich auch bei den obenbesprochenen Momentanwertvergleichen zwischen den Observatorien zum Teil bemerkbar macht.

Diese laufend durchgeführten Vergleiche von Momentanwerten sind zweifellos ein gutes Hilfsmittel, damit die mitteleuropäischen Observatorien im Geophysikalischen Jahr möglichst exakte Absolutwerte liefern.

Allerdings darf die Angleichung nicht so eng sein, daß die unterschiedlichen Säkularvariationen an den einzelnen Observatorien verfälscht werden.

Zum Schluß läßt sich feststellen, daß durch exakte Messungen auch die klassischen magnetostatischen Methoden verbesserungsfähig sind und ohne weiteres mit den galvanischen Methoden konkurrieren können, wobei sich eine absolute Genauigkeit der Horizontalintensitätswerte von 1 γ erreichen läßt.

Literatur

- [1] *Lucke, O.*: Betrachtungen zum absoluten elektrodynamischen Theodoliten nach E. A. Johnson zur Messung des geomagnetischen Feldes. Abh. des Geomag. Instituts u. Observatoriums Potsdam-Niemegk Nr. 16, 1956
- [2] *Schmidt, H.*: Über die Messung geomagnetischer Feldgrößen mittels Protonenresonanzen. Zeitschr. f. experimentelle Technik der Physik, Deutscher Verlag d. Wissenschaften, Bln., Jahrg. 1, 1954, S. 121-27.
- [3] *Burger, A.*: Über die Art und Größe der Fehler, die bei Schwingungsbeobachtungen an einem Magneten durch die mitschwingenden Luftmassen entstehen. Diss. Bln., 1935.
- [4] *Fanselau, G., Wiese, H.*: Ergebnisse der Beobachtungen am Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus in Niemegk in den Jahren 1946-50. Vergleich der Absolutbestimmungen 1893 und 1951, S. 7-11.
- [5] *Richard, M., Wiese, H.*: Die Neubestimmung der absoluten erdmagnetischen Feldgrößen am Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus in Niemegk. Abh. d. Geophys. Inst. Potsd., Nr. 13, 1954.
- [6] *Wiese, H.*: Bemerkungen zu den absoluten Horizontalintensitätsmessungen. Anhang zum Jahrbuch 1954, Niemegk (im Druck).
- [7] *Schmidt, Ad.*: Über die gegenseitige Einwirkung zweier Magnete in beliebiger Lage. Terr. Magn. 1912, 1913.
- [8] *Bock, R.*: Ein neuer magnetischer Normaltheodolit, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 1, 1928.
- [9] *Venske, O.*: Einige Beobachtungen mit einem neuen magnetometrischen Apparat über die Veränderlichkeit des Induktionskoeffizienten von Magneten. Preuß. Met. Institut, Bericht über die Tätigkeit im Jahre 1912, S. 139-46, 1913, S. 54-61.
- [10] *Fanselau, G.*: Über eine neue magnetische Vertikalfadenwaage. Zeitschr. f. Met., 2, 1948, S. 216.
- [11] *Burmeister, F.*: Über die Bestimmung der Temperatur eines schwingenden Magneten. Zeitschr. f. Geophysik, 16, 1940, S. 125-26.
- [12] *Schmidt, H.*: Untersuchungen zur Theorie und Praxis geomagnetischer Schwingungsmessungen mit Beschreibung einer neuen Schwingzeitmeßanlage. Abh. d. Geomag. Instituts u. Observatoriums Potsdam-Niemegk, Nr. 19, 1956.

Zur Frage der "scheinbaren" und "wirklichen Neigung" ¹⁾

Von W. Ullmann und R. Maaz, Jena ²⁾

Zusammenfassung: Für Planstörungen, speziell für durch Fourierpolynome dargestellte Planwellen, werden "scheinbare" und "wirkliche Neigung" der seismisch bewegten Erdoberfläche exakt interpretiert. Vorgenommene Abschätzungen dieser Neigungseffekte hängen wesentlich vom Grad des Fourierpolynoms ab. Die *Wiechertsche* "mittlere horizontale Drehung" wird mit der tangential gemittelten lokalen horizontalen Drehung des Bodens verglichen.

Abstract: For plane disturbances, specially for plane waves, representable by Fourier polynomials, the expressions of "apparent" and "real slope" of seismically moved earth-surface are interpreted exactly. Executed computations of these slope effects are depending on the degree of the Fourier polynomial. *Wiecherts* "middle horizontal rotation" is compared with the tangentially midedded horizontal rotation of ground.

I.

Das starre Fundament eines Stationsseismographen ist in praxi stets so dimensioniert, daß die durch seismische Störungen verursachten Bewegungen des angrenzenden nichtstaren Bodens mit hinreichender Genauigkeit durch die Gestellbewegungen wiedergegeben werden. Die Drehung eines starren Körpers läßt sich durch seine drei Eulerschen Winkel beschreiben. Ein Maß für die Eulerschen Winkel des Fundaments bzw. Gestells sieht *Wiechert* in der sog. *wirklichen Neigung* und der *mittleren horizontalen Drehung* eines Elementes der anliegenden Bodenoberfläche. Diese Dreheffekte dürfen in hinreichend großer Epizentralentfernung (Fernbeben), aber nicht prinzipiell vernachlässigt werden.

Der für die Beschreibung einer Bodenbewegung angesetzte raumzeitlich veränderliche Verschiebungsvektor führt i. a. zu einer Deformation der Bodenoberfläche und damit wenigstens formal zu den beiden *Wiechertschen* Dreheffekten. Bei Fernbeben sind, wie schon *Wiechert* in seiner "Theorie der automatischen Seismographen" [1] feststellte, i. a. beide Effekte von der gleichen Größenordnung und erreichen höchstens Bruchteile einer Winkelsekunde.

¹⁾ Vorgetragen von R. Maaz auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Hamburg 1956.

²⁾ Dr. W. Ullmann und Dipl.-Math. R. Maaz, Institut für Bodendynamik und Erdbebenforschung in Jena der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin.

Eine erweiterte Theorie der Seismographen (s. z.B. [2]) muß sich aber schon deswegen mit allgemeineren Gestellbewegungen befassen, um über die kinematische Struktur des Gehänges im Hinblick auf die Empfindlichkeit des Instruments gegenüber solchen Gestellbewegungen Aufschluß zu gewinnen. Es ist daher im Rahmen der erweiterten Theorie von Interesse, die *Wiechertschen* Definitionen der wirklichen Neigung und der mittleren horizontalen Drehung mathematisch exakt zu interpretieren. Im folgenden werden diese Ausdrücke hergeleitet und mit den *Wiechertschen* Näherungen verglichen.

Neben der wirklichen Neigung hat *Wiechert* in [1] den Begriff der *scheinbaren Neigung* eingeführt. Er weist darauf hin, daß bei Epizentralentfernungen von mehr als 1000 km nur selten im Jahr scheinbare Neigungen in der Größenordnung einer Winkelsekunde auftreten. Durch Fernbeben verursachte Bodenverrückungen um einige Millimeter können jedoch die scheinbare Neigung bis auf mehrere Winkelsekunden anwachsen lassen.

Aus der allgemeinen Bewegungsgleichung eines Seismographen, Schwingungs- oder Erschütterungsmessers ist ersichtlich, daß sich kein derartiges Instrument konstruieren läßt, das nur gegen eine der beiden Neigungsarten empfindlich ist. Um einen Vergleich dieser beiden Neigungseffekte in jedem konkreten Falle zu ermöglichen, soll auch der mathematische Ausdruck für die scheinbare Neigung entwickelt werden. Hier wie bei der wirklichen Neigung zeigt es sich, daß die exakte Interpretation ohne wesentlichen mathematischen Aufwand möglich und daher den entsprechenden *Wiechertschen* Näherungsausdrücken vorzuziehen ist.

Zur Abrundung der formalen Betrachtungen werden verschiedenartige zweckmäßige Abschätzungen vorgenommen.

Mit den vorliegenden Bemerkungen wird nicht zuletzt angestrebt, zur Klärung des genannten Begriffskomplexes beizutragen.

II.

Scheinbare Neigung, wirkliche Neigung sowie horizontale Drehung sollen an einem Punkte R der Oberfläche betrachtet werden. In seiner Ruhelage falle R mit dem Ursprung eines weiterhin zugrundegelegten kartesischen Koordinatensystems mit vertikaler 3-Achse zusammen. Die zeitlich veränderlichen Koordinaten von R sind r_1, r_2, r_3 , kurz $r_i = r_i(t)$.

Die *scheinbare Neigung* ν ist definiert als Winkel zwischen dem Vektor der Schwerebeschleu-

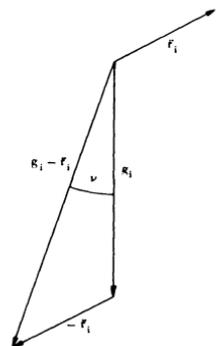


Abb. 1

nigung g_i und der scheinbaren Schwerebeschleunigung $g_i - \ddot{r}_i$ (Abb. 1). Letztere stellt die in einem mit der Beschleunigung r_i translatorisch bewegten Bezugssystem wirksame Schwerebeschleunigung dar. Man errechnet für die scheinbare Neigung

$$\operatorname{tg} \nu = \frac{\sqrt{\ddot{r}_1^2 + \ddot{r}_2^2}}{g + \ddot{r}_3}.$$

g ist der Betrag der Schwerebeschleunigung, \ddot{r}_3 die vertikale Maßzahl von \ddot{r}_i ; der Zähler gibt den Betrag der horizontalen Komponente von \ddot{r}_i an.

Die *wirkliche Neigung* ψ ist der zeitlich veränderliche Winkel zwischen der Horizontalebene und der Tangentialebene im Punkte R an die momentane Bodenoberfläche, bzw. der Winkel zwischen den Normalen dieser beiden Ebenen (Abb. 2).

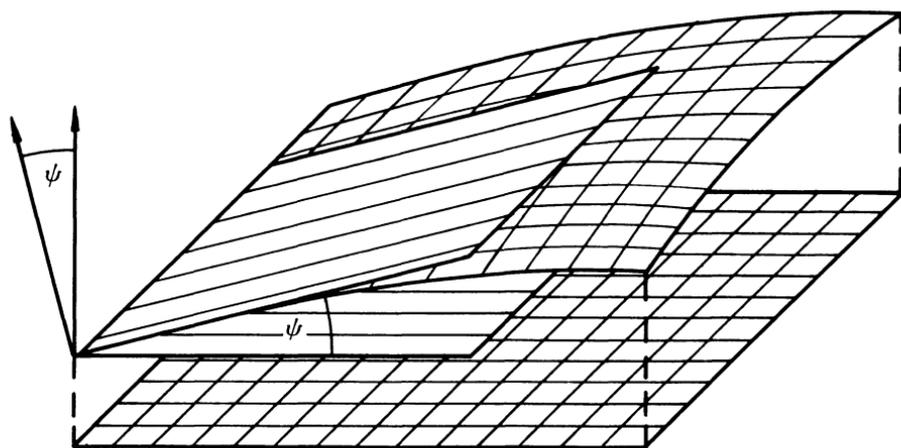


Abb. 2

Eine gewisse Umgebung von R möge von einer Planstörung erfaßt werden. Bei einer solchen Störung führen diejenigen Bodenteilchen, die auf derselben zur konstanten Fortpflanzungsrichtung senkrechten Ebene liegen, gleiche Bewegungen aus. Die Bewegung eines Bodenteilchens mit den Koordinaten x_i wird durch den Verschiebungsvektor u_i dargestellt. Die Formel für die wirkliche Neigung wird besonders übersichtlich, wenn die Fortpflanzungsrichtung in eine Koordinatenebene, z.B. die vertikale 1,3-Ebene gelegt wird. Sie lautet dann

$$(1) \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{\frac{\partial u_3}{\partial x_1}}{1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_1}}.$$

Neben der wirklichen Neigung betrachtet *Wiechert* die lokale Horizontaldrehung der Bodenoberfläche in R.

Ein in R angeheftetes horizontales Richtelement wird bei einer seismischen Störung i. a. nicht horizontal bleiben. Für die horizontale Drehung ist aber nur die horizontale Komponente des Richtelementes maßgebend. Der zeitlich veränderliche Winkel zwischen dieser Komponente und der Ausgangsrichtung hängt auch von der Ausgangsrichtung ab. Die *mittlere horizontale Drehung* im Punkte R ergibt sich aus dem Mittelwert des Integrals über alle diese Winkel.

Da der Integrand nicht geschlossen integrierbar ist, erweist es sich als zweckmäßig, stattdessen über den Tangens dieses Winkels zu mitteln. Im Falle der vorhin eingeführten Planstörung ergibt sich dann für den mittleren Tangens der Horizontaldrehung

$$(2) \quad \operatorname{tg} \chi = \frac{\frac{1}{2} \frac{\partial u_2}{\partial x_1}}{\sqrt{1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{1}{4} \left[\frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right]^2}}$$

III.

Den exakten Ausdrücken für ν , ψ und χ sollen nun die *Wiechertschen* Näherungen gegenübergestellt werden.

Da *Wiechert* die vertikale Beschleunigungskomponente f_3 unberücksichtigt läßt, gelangt er zu

$$\nu_{\text{W}} = \frac{\sqrt{f_1^2 + f_2^2}}{g},$$

wobei der Tangens durch das im Bogenmaß gemessene Argument ersetzt ist.

Die wirklich Neigung gibt *Wiechert* zu

$$\psi_{\text{W}} = \frac{\partial u_3}{\partial x_1}$$

an. Diese Gleichung entsteht aus (1), indem einerseits der Tangens durch sein Argument ersetzt und andererseits der nicht immer gegen eine kleine Term $\partial u_1 / \partial x_1$ vernachlässigt wird.

Durch Streichen der Größen $\partial u_1 / \partial x_1$ und $\frac{1}{4} [\partial u_2 / \partial x_1]^2$ in (2) gelangt man zum *Wiechertschen* Ausdruck

$$\chi_w = \frac{1}{2} \frac{\partial u_2}{\partial x_1}$$

für die mittlere horizontale Drehung, wenn man zugleich χ anstelle von $\text{tg } \chi$ setzt.

IV.

Das raumzeitliche Verschiebungsfeld der u_i ist meist nicht bekannt, doch lassen sich leicht Schranken für die Größen u_i , f_i und $\partial u_i / \partial x_j$ angeben, die zu einer Abschätzung der Winkel ν , ψ und χ verhelfen.

Unterliegen die Maßzahlen des Beschleunigungsvektors in R der Beschränkung

$$|f_i| \leq m_i < g \quad (i = 1, 2, 3) ,$$

so gilt

$$|\text{tg } \nu| \leq \frac{\sqrt{m_1^2 + m_2^2}}{g - m_3} ,$$

d. h. der Tangens der scheinbaren Neigung und damit auch ν können den rechts stehenden Betrag nicht überschreiten.

Eine ähnliche Abschätzung ergibt sich für den Tangens der wirklichen Neigung aus der Beschränkung der Ableitungen der Verschiebungsmaßzahlen nach den Raumkoordinaten (Körperkoordinaten), nämlich

$$\left| \frac{\partial u_i}{\partial x_1} \right| \leq n_i \quad \longrightarrow \quad |\text{tg } \psi| \leq \frac{n_3}{1 - n_1} .$$

Damit der Nenner nicht verschwindet, muß $n_1 < 1$ sein.

Unter der gleichen Voraussetzung findet man für die mittlere horizontale Drehung

$$|\text{tg } \chi| \leq \frac{\frac{1}{2} n_2}{\sqrt{1 - n_1 - \frac{1}{4} n_2^2}} .$$

Der Radikand muß positiv sein. Das trifft gewiß zu, wenn n_1 und n_2 den Wert 0,828 nicht überschreiten.

V.

In die angegebenen Abschätzungen gehen Schranken für die Beschleunigung \ddot{r}_i bzw. für die partiellen Ableitungen von u_i nach x_j ein. Es liegt nahe, diese Schranken durch die Komponenten der Maximalelongation zu ersetzen. Hierzu denke man sich die Planstörung durch den Spezialfall einer streng periodischen Planwelle angenähert. Diese stets durch eine Fourierreihe darstellbare Störungsform möge bereits durch ein Fourierpolynom k -ten Grades hinreichend gut beschrieben werden:

$$u_i = u_i(l, t) = \sum_{\kappa=0}^k \left\{ a_i^\kappa \cos 2\pi\kappa \left(\frac{t}{r} - \frac{l}{\lambda} \right) + b_i^\kappa \sin 2\pi\kappa \left(\frac{t}{r} - \frac{l}{\lambda} \right) \right\} .$$

Hier sind die drei Gleichungen für die Maßzahlen u_1, u_2, u_3 des Verschiebungsvektors zu einer Vektorgleichung zusammengefaßt. k ist der Grad des Polynoms, t die Zeit, r die Grundperiode, λ die Wellenlänge und l der Abstand der Phasenebenen oder Ebenen gleichen Verschiebungsvektors vom Ursprung.

Zweimalige Differentiation nach t bzw. einmalige nach l ergibt die Fourierpolynome für $\ddot{r}_i = \ddot{u}_i(0, t)$ und $\partial u_i / \partial l$. Fällt die Fortpflanzungsrichtung wieder in die 1,3-Ebene, dann sind die Größen $\partial u_i / \partial x_j$ aus $\partial u_i / \partial l$ und dem Emergenzwinkel η einfach zu berechnen.

Es liege nun die explizite Fourierdarstellung *nicht* vor; es soll jedoch ein bestimmter Grad dieses Polynoms angenommen werden. Aus der Grundperiode und der Ausbreitungsgeschwindigkeit sei die Wellenlänge ermittelt. Weiter mögen aus den Aufzeichnungen geeigneter Seismographen die Maximalelongationen R_1, R_2, R_3 bekannt sein. Aus

$$|r_i| < R_i \quad (i = 1, 2, 3)$$

läßt sich nun eine Abschätzung der Fourierkoeffizienten gewinnen, die zu der Beschränkung

$$|tg \nu| < \frac{\sqrt{R_1^2 + R_2^2} \sin \eta}{\frac{r^2 \sqrt{2g}}{8\pi \binom{2k+2}{3}} - R_3 \sin \eta}$$

für die scheinbare Neigung einerseits und

$$|tg \psi| < \frac{R_3 \sin \eta}{\frac{\lambda \sqrt{2g}}{8\pi k(k+1)} - R_1 \sin \eta}$$

für die wirkliche Neigung andererseits verhilft. Ebenso kann man bei der mittleren horizontalen Drehung vorgehen.

Diese Abschätzungen zeigen den starken Einfluß des Fouriergrades k , denn für $k = 1, 2, 3, 4, \dots$ besitzt $\binom{2k+2}{3}$ die Werte 4, 20, 56, 120, ... Für hohes k kann schon ein kleines R_3 bzw. R_1 die Differenz im Nenner recht klein und damit die Schranke erheblich groß werden lassen.

VI.

Zur Berechnung der scheinbaren Neigung benötigt man die Zerlegung des Beschleunigungsvektors in die horizontale und vertikale Komponente. Falls lediglich der Beschleunigungsbetrag b vorliegt, die genannte Zerlegung also nicht angegeben werden kann, gelangt man folgendermaßen zu einer Größenabschätzung der scheinbaren Neigung: Bei bestimmtem Beschleunigungswert b nimmt sie ihren größten Wert an, wenn der resultierende scheinbare Schwerebeschleunigungsvektor den um die Spitze von g_i mit dem Radius b geschlagenen Kreis (das ist der geometrische Ort aller Trägheitsbeschleunigungsvektoren der Länge b um den Endpunkt von g_i) berührt (Abb. 3). Danach findet man

$$\text{Maximum } \left| \nu \right| = \text{arc tg } \frac{b}{\sqrt{g^2 - b^2}} .$$

Diese Gleichung wird durch die obere Kurve der Abb. 4 dargestellt.

Die beigefügte Tabelle demonstriert diese Gleichung unter der vereinfachenden Annahme $g = 1000 \text{ cm/sec}^2$.

b [cm/sec ²]	Maximum $ \nu $
0,25	52''
0,5	1' 44''
1	3' 28''
2,5	8' 36''
5	17' 12''
10	34' 24''
25	1° 26'
50	2° 52'
100	5° 44'
250	14° 28'
500	29° 58'
1000	90°

Es ist zu bemerken, daß die hier zugrundegelegten b -Werte den Stärkegraden der *Mercalli-Cancani-Sieberg*-Skala zugeordnet sind.

Unterdrückt man im *Wiechertschen* Sinne die vertikale Komponente des Beschleunigungsvektors und nimmt für die horizontale Komponente den Betrag b an, so findet man

$$|\nu| = \arctg \frac{b}{g},$$

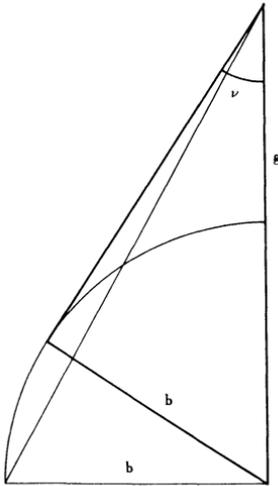


Abb. 3

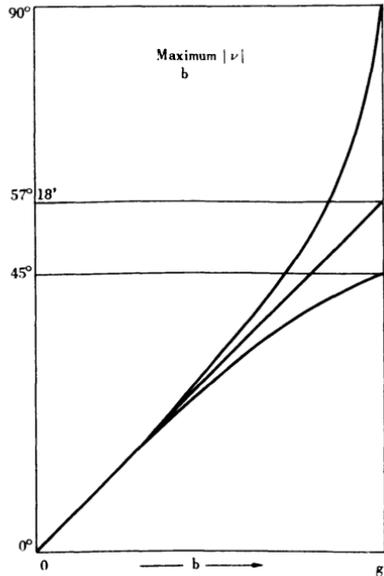


Abb. 4

dargestellt durch die untere Kurve der Abb. 4, und weiter nach der üblichen Ersetzung der Tangens-Funktion durch das Argument

$$|\nu| = \frac{b}{g}$$

Das ist die Gleichung der Tangente obiger Kurven im Koordinatenursprung. Die lineare Funktion stellt eine bedeutend bessere Näherung für das Maximum von $|\nu|$ als die Arcus-Tangens-Funktion dar.

Literatur

- [1] *Wiechert, E.*: Theorie der automatischen Seismographen. Berlin, Weidmannsche Buchhandlung 1903.
- [2] *Ullmann, W.*: Zur Entwicklung der allgemeinen Bewegungsgleichung von Seismographen mit einem Freiheitsgrad. Jena, Math.-naturw. F., Diss. v. 27.5. 1955 (Maschinenschr. photokop.)

Über die Entstehung der Mikroseismik

Von E. Hardtwig, München ¹⁾

Zusammenfassung: Eine neue Theorie der Mikroseismik wird entwickelt. Ausgehend von der überraschenden Entdeckung *Ramspecks*, daß Beton-Straßendecken, die auf weichem Untergrund aufliegen sich so verhalten wie frei schwingende, elastische Platten, wird die Erdkruste als eine elastische, auf weichem Untergrund aufliegende – und demnach frei schwingende – Platte aufgefaßt. Nach einem theoretischen Teil, der die verschiedenen Schwingungsarten frei schwingender Platten behandelt, werden die Ergebnisse, insbesondere die Dispersionskurven, auf die Erdkruste angewandt, die als einheitliche Granitschicht im Sinne von *Jeffreys* angesehen wird (mit Annahmen über die Dicke von 30, 33 und 34 km).

Von den grundsätzlich möglichen, drei Schwingungsformen mit normaler Dispersion sind im Quellgebiet als Perioden größter Häufigkeit solche von $T=4,3$ $T=12,6$ und $T=6,6$ Sekunden zu erwarten. Berücksichtigt man die bekannte Periodenverlängerung seismischer Wellen während des Ausbreitungsvorganges, die auch an der Mikroseismik beobachtet wird, und wendet die *Munk'sche* Formel an, so kommt man auf Ergebnisse, die ausgezeichnet mit den Beobachtungen an der Mikroseismik übereinstimmen. Demnach ließe sich die Mikroseismik deuten als das freie Schwingen der Erdkruste, wenn man diese als eine rund 33 km dicke "Granitschicht" (*Jeffreys*) ansieht. Von den vier grundsätzlich möglichen Schwingungsarten wird dabei nur eine – oder doch vorwiegend eine – tatsächlich realisiert. Dieser letztgenannte Umstand steht in Analogie zur Beobachtung *Ramspecks*, wonach Beton-Straßendecken nur nach einer Art schwingen. Abschließend werden die Betrachtungen auf eine zweischichtige Erdkruste (Granit plus Basalt) ausgedehnt. Die hier entwickelte Theorie der Mikroseismik hat den Vorteil, die Gegensätzlichkeit zwischen Brandungs- und Tiefkernhypothese zu beseitigen, da es für die Erdkruste gleichgültig ist, ob sie nahe der Küste durch Brandung oder auf offenem Meere durch Seegang zum Schwingen angeregt wird.

Abstract: A new theory of microseism is developed. Starting from *Ramspeck's* surprising discovery that beton road covers laying on soft substratum behave like free vibrating plates, the Earth crust is considered as an elastic on soft substratum laying and therefore free vibrating plate. After a theoretical part wich deals with different modes of vibrations of free vibrating plates, the results, aspecially the curves of dispersion are applied to the Earth's crust, wich is regarded as an uniform granitic layer in the sense of *Jeffreys*, the thickness supposing to be 30, 33 and 34 km.

¹⁾ Dr. E. Hardtwig, München 13, Friedrichstr. 17¹

In the region of origin of the microseismical agitation there are to be expected as periods of highest abundance such of $T = 4,3$ $T = 12,6$ and $T = 6,6$ seconds, related to the three possible modes of vibration. Regarding the well known prolongation of periods of seismic waves during the expansion which is also observed in microseisms and employing the formula of *Munk*, we get results which agree excellently with the observations at microseism. According to that *microseism might be regarded as the free vibrations of the Earth crust which is assumed as a granitic layer of about 33 km thickness*. Of the four modes of vibration principally possible, there is realised only one or chiefly one. This last circumstance is in analogy with the observation of *Ramspeck*, according to which beton road covers only vibrate in a single mode. Finally the observations are extended to a two-layered Earth crust (granit plus basalt). The theory of microseism developed in this work has the advantage to remove the antagonism of surf hypothesis on the one side and the storm center hypothesis on the other, as it is of no importance for the Earth's crust whether she is affected to vibrate near the coast by surf or in the open sea by the motion of the waves.

Gegen Ende des Zweiten Weltkrieges, aber auch in den Jahren seither sind ernste Versuche unternommen worden, das nun schon weit über fünfzig Jahre alte Problem der Mikroseismik zu lösen. Trotz einer Fülle von Arbeiten zum Thema Mikroseismik und trotz eines erstaunlich großen Aufwandes an Mühe ist jedoch eine in jeder Hinsicht befriedigende Lösung des Problems nicht gelungen. Nach wie vor sind Entstehung und Natur der mikroseismischen Bodenbewegung in Dunkel gehüllt, der Ausbreitungsvorgang der Wellen ist nicht aufgeklärt und der Antagonismus zwischen Brandungs- und Tiefkernhypothese ist nicht behoben.

Daran ändert auch nichts, daß in einigen wenigen Arbeiten Gedankengänge entwickelt worden sind, die – zumindest beim ersten Ansehen – an die Lösung hinzuführen schienen. In Wahrheit wiesen diese Arbeiten nur auf Möglichkeiten zur Lösung hin. In dieser Situation berief die Päpstliche Akademie im Herbst 1952 eine "Studienwoche" mit dem Thema "Das Problem der Mikroseismik" ein, auf der die ganze Fülle der Fragestellungen, die auf die Mikroseismik Bezug haben, erörtert wurde. Jeder der Teilnehmer an dieser Studienwoche hatte selbst in entscheidender Weise am Problem mitgearbeitet, war also zu Urteil und Stellungnahme berufen. Wenn es dabei trotzdem zu keiner endgültigen Klärung des Problems kam – von seiner Lösung nicht zu reden – so wohl deshalb, weil die Beschäftigung mit sehr speziellen Fragen, denen sich der einzelne Forscher hingibt, das Verfolgen der großen Linien doch recht erschwert. Vielleicht sind auch so alte wissenschaftliche Fragen inzwischen längst zu Prestigefragen geworden.

Es mag lohnend sein, die drei vielversprechendsten Versuche, zu einer Deutung der Mikroseismik zu gelangen, auszuführen.

I.

F. Press und *M. Ewing* (1948) wiesen nach, daß das System Ozean plus Ozeanboden imstande sei, an der Oberfläche des Ozeanbodens fortschreitende Wellen von eben der Periode und Amplitude hervorzurufen, wie sie in der Mikroseismik auftreten. Das Problem schien, wenn schon nicht gelöst, so doch der Lösung nahe. Nachträglich stellten sich dann allerdings Bedenken ein: die geführten Oberflächenwellen am Ozeanboden sollten das Ergebnis der Überlagerung von *Schallwellen* sein, die sich im Ozean nach allen Richtungen ausbreiten und die Perioden dieser Oberflächenwellen sollten proportional der Ozeantiefe ausfallen. Das erste dieser Ergebnisse ist nicht ohne eine gewisse Härte, das zweite wird durch die Erfahrung nicht bestätigt.

Im Sturmzentrum über dem Ozean, dort, wo die Wellenberge acht und mehr Meter Höhe erreichen, soll die Wirkung des Seeganges auf den Meeresboden gleich Null sein – die einzige Wirkung, das Entstehen von Mikroseismikwellen, soll vielmehr allein ein Werk der Schallwellen sein. Und in Küstennähe oder an der Küste selbst, wo die Brandung mit großer Gewalt die Felsen erschüttert, soll es entweder keine Mikroseismik geben oder ihre Periode müßte, entsprechend der geringen Wassertiefe, sehr klein sein. Beide Vorstellungen verlangen von dem, der ihnen zustimmen soll, ein ansehnliches Maß von gutem Willen. Dazu kommt, daß eine Reihe von Tatsachen, die unter dem Gesichtspunkt der Brandungshypothese zwanglos erklärbar sind, sich mit der Schallwellentheorie von *Press* und *Ewing* nicht deuten lassen.

Trotzdem wird man der Arbeit von *Préss* und *Ewing* grundlegende Bedeutung beilegen müssen: sie hat gezeigt, wie man das Problem anfaßt, insbesondere aber, wie Ozean plus Ozeanboden als einheitliches System aufzufassen ist, für das die Theorie die Oberflächen- und Grenzbedingungen zu formulieren hat. Darüber hinaus hat die Arbeit gezeigt, daß Schallwellen tatsächlich zu mikroseismischen Bodenbewegungen Anlaß geben können, deren Perioden dem üblichen Periodenbereich der Mikroseismik angehören. Im Übrigen ist die Arbeit von *Press* und *Ewing* historisch zu verstehen. Ihre Verfasser haben, an *C. L. Pekeris* (1948) anknüpfend, die bei Explosionen in Wasser auftretenden Vorgänge näher untersucht und sind dabei zu ihrer Theorie der Mikroseismik gekommen.

Von einem ganz anderen Gesichtspunkt aus trachtet *M. S. Longuet-Higgins* (1950) das Problem der Mikroseismik zu lösen. *M. Miche* (1944) hatte gezeigt, daß unter einem Zug stehender Wellen der mittlere Druck am Ozeanboden nicht konstant ist (wie bei fortschreitenden Wellen), sondern mit einer Amplitude variiert, die proportional zum Quadrat der Wellenhöhe der Meereswellen ist, von der Meerestiefe aber nicht abhängt (Effekt 2. Ordnung). Die Periode der Druckschwankungen ist gleich der halben

Periode der stehenden Meereswellen. *Longuet-Higgins* erweiterte diese Theorie, indem er das ganze Spektrum der Wasserwellen in die Betrachtung einbezog und eine Berechnung jener Energiemengen vornahm, die auf diese Weise dem Ozeanboden aufgeprägt werden.

Er kommt zu dem Ergebnis, daß die aus den Druckschwankungen sich ergebenden Bodenbewegungen nach Amplitude und Periode Mikroseismik sein können.

Die Bedenken liegen hier auf der Hand: wann schon treten auf dem offenen Meer stehende Wellen auf? Man kann sich dafür eigentlich nur drei Möglichkeiten vorstellen:

- a) Zwei Sturmzentren haben gegeneinander eine solche Lage, daß die von ihnen erzeugten Wellensysteme gegeneinander ziehen, sich überlagern und, gleiche Perioden vorausgesetzt, stehende Wellen bilden;
- b) Ein Sturmzentrum verlagert innerhalb kurzer Zeit seine Position auf dem Meere in solcher Weise, daß, zumindest in einem Teil des Areal, das von ihm erzeugte System fortschreitender Wasserwellen entgegengläuft dem noch von früher her vorhandenen System fortschreitender Wasserwellen desselben Sturmzentrums;
- c) Die an einer Küste reflektierten Wasserwellen ziehen den gleichperiodischen, ankommenden Wellen entgegen, überlagern sich und bilden ebenfalls stehende Wellen.

Jede der drei Möglichkeiten ist unwahrscheinlich, so unwahrscheinlich, daß man mit keiner von ihnen und auch nicht mit mehreren zusammen die Mikroseismik als ein regelmäßig mit Meeresstürmen einhergehendes Phänomen erklären könnte. In der Literatur ist auch meines Wissens nirgends über beobachtete stehende Wellen auf dem Meere berichtet. Dazu kommt, daß die von der Theorie geforderte Beziehung "Periode der Mikroseismik = halbe Periode der Meereswellen" nicht durch Beobachtungen bewiesen ist. Die vermeintlichen Beweise übersehen, daß besonders bei den Meereswellen die Streuung der Perioden sehr groß ist, ja, das einwandfreie Periodenspektren (= Häufigkeitsverteilungen der Perioden) für Meereswellen noch gar nicht vorliegen. Das ungefähre Erfülltsein der obgenannten Beziehung (innerhalb sehr weiter Grenzen) kann reiner Zufall sein.

Zweifellos besteht aber auch hier die Möglichkeit, daß dann, wenn die Voraussetzungen einmal tatsächlich erfüllt sind, die entstehenden Bewegungen auf dem Meeresboden als Mikroseismik in Erscheinung treten. Als normale Ursache der Mikroseismik möchte man aber stehende Wellen nicht ansehen.

E. Hardtwig (1949) hat in einer, 1944 verfaßten, jedoch erst später veröffentlichten Arbeit die Ansicht vertreten, *Mikroseismik sei das Schwingen der Erdkruste*. Zeichnet man die Häufigkeitsverteilung für die bei

mikroseismischen Stürmen auftretenden Perioden, so überrascht die Schärfe, mit der ein winziger Periodenbereich als bevorzugt auftretend ausgezeichnet wird. Diese Schärfe ist ein Hinweis darauf, daß ein scharf definierter Körper schwingen muß. Nach der ganzen Sachlage kommt als ein solcher nur eine Erdschicht in Frage und hier wieder nur entweder die Erdkruste selbst oder eine sie konstituierende Schicht ("Kontinentalschollen"). *E. Hardtwig* macht verschiedene vereinfachende Annahmen und nimmt loses Aufliegen der Scholle auf dem Substratum an. Ausgehend von den Erfahrungswerten für die bei mikroseismischen Stürmen bevorzugten Perioden kommt er zu einer Schollendicke von 71 bzw. 57 km und, bei Berücksichtigung der Periodenverlängerung während des Ausbreitungsvorganges, zu einer solchen von 40 bis 50 km. Diese Zahlen können zur Not in Einklang gebracht werden mit den von *R. Stoneley* für eine doppelschichtig gedachte Erdkruste gefundenen Zahlenwerten.

Diese Theorie hat den großen Vorteil, daß sie von den speziellen Voraussetzungen sowohl der Brandungs- wie der Tiefkernhypothese frei ist. Wenn wirklich die Erdkruste selbst oder eine sie konstituierende Schicht schwingt, so ist es gleichgültig, ob diese Schwingungen durch Brandung in Küstennähe oder durch Seegang auf offenem Meere angeregt werden. Der einzige Einwand gegen die *Hardtwig'sche* Theorie kann eigentlich nur von der Krustendicke her gemacht werden. Heute gilt es als Axiom, daß diese mit etwas über 30 km anzusetzen ist.

Um den bestechenden Gedanken nicht aufgeben zu müssen, Mikroseismik sei nichts anderes als das Schwingen der Erdkruste, wurde im folgenden das Problem neu formuliert. An die Stelle der "losen Einspannung" der schwingenden Schicht an ihrer Basisfläche ist die "freie Oberfläche" getreten, mit andern Worten, die lose aufliegende Schicht wurde als frei schwingende Platte angesehen. Zweifellos liegt in solch einer Annahme ein gewisses Wagnis, denn es ist von vornherein unwahrscheinlich, daß sich eine aufliegende Begrenzungsfläche wie eine freie Oberfläche verhalten soll. Die Arbeiten von *A. Ramspeck* (1935, 37, 38) haben aber gezeigt, daß Beton-Straßendecken, wenn sie auf elastisch weichem Material aufliegen, sich wie frei schwingende Platten verhalten: sie vollführen Biegeschwingungen von entsprechender Frequenz, ganz so, als ob die untere Begrenzungsfläche der Platte gar nicht aufläge. Ein ähnliches Verhalten wie Beton-Straßendecken zeigen, nach *R. Köhler* (1929) auf Wasser schwimmende Eisplatten. Auch die Eisdecken auf Seen schwingen weitgehend so, als ob die tragende Wasserunterlage gar nicht vorhanden wäre. Der Gedanke, eine aufliegende Schicht unter gewissen Bedingungen als frei schwingende Platte anzusehen ist also gar nicht so abwegig, wie es im ersten Moment scheinen mag.

Während aber in der oben erwähnten Arbeit von *Hardtwig* von den gemessenen Perioden ausgegangen und aus ihnen die Schollendicke berechnet

wird, soll hier der umgekehrte Weg eingeschlagen werden: Gegeben ist die Dicke der Erdkruste, gefragt ist nach den Perioden, mit denen sie bevorzugt schwingt, wenn sie, als horizontal unendlich ausgedehnte Platte betrachtet, freie Schwingungen vollführt.

Die Beantwortung dieser Frage zeigt eine solch gute Übereinstimmung mit der Beobachtung, daß man in der Mikroseismik tatsächlich das freie Schwingen der Erdkruste sehen darf.

II.

Die Theorie der Schwingungen unendlich ausgedehnter elastischer Platten ist von *H. Lamb* (1917) entwickelt worden. Bei allem Interesse, das *Lamb* geophysikalischen Fragestellungen entgegenbrachte darf man aber annehmen, daß für ihn beim Studium der Plattenschwingungen in erster Linie elastizitätstheoretische Gesichtspunkte vorherrschten, nicht aber, oder doch nicht primär, Überlegungen hinsichtlich der Anwendung auf geophysikalische Probleme.

Auch für uns können Plattenschwingungen nur insofern von Interesse sein, als wir das Verhalten einer bestimmten Schicht des Erdkörpers mit dem Verhalten einer elastischen Platte vergleichen können. Es ist naheliegend, als diese Schicht die Erdkruste anzusehen, man könnte aber auch an die Kontinentalschollen oder an irgendwelche andere, physikalisch gut definierte Oberflächenschichten denken. Wesentlich ist nur, daß sich beide Begrenzungsflächen der Schicht wie freie Oberflächen verhalten, so daß man die Schicht als frei schwingende Platte ansehen darf. Hinsichtlich der Oberfläche bestehen solange keine Bedenken, als diese mit der Erdoberfläche zusammenfällt. Für die auf dem Substratum aufliegende Unterfläche der Schicht jedoch bestehen Bedenken, sie als "frei", also "spannungsfrei" anzusehen. Wenn überhaupt, so wird die Basisfläche einer solchen Schicht nur unter bestimmten Bedingungen als frei angesehen werden können.

Wegen des Zusammenhanges mit der Seismologie soll die Theorie der Schwingungen unendlich ausgedehnter Platten nochmals kurz skizziert werden – unter einem etwas anderen Gesichtspunkt als dies bei *Lamb* geschah.

Die Horizontalebene $z = 0$ soll aus Symmetriegründen mit der Symmetrieebene der horizontal unendlich ausgedehnten Platte zusammenfallen. Die Plattendicke sei h . Die $+z$ -Achse weise nach oben, die x - und y -Achse des rechtwinkligen, kartesischen Koordinatensystems liege jeweils in der Symmetrieebene $z = 0$. Das Problem werde als eben in x, z , angesehen (Bild I). Man wird versuchen, die Grundgleichungen der Elastizitätstheorie

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Theta}{\partial \mathbf{x}} + \mu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}}$$

(1)

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \mu \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial z}$$

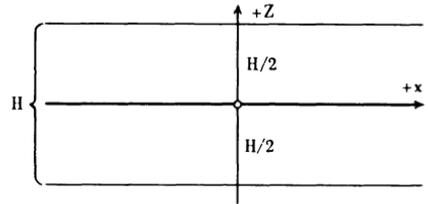


Abb. 1

(u, w Komponenten der elastischen Verrückung \mathfrak{z} ,

$$\Theta = \operatorname{div} \mathfrak{z} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z},$$

$\lambda, \mu = \text{Lamé'schen Konstanten}, \rho = \text{Dichte}$) durch einen Ansatz der Form

$$(2) \quad u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

zu befriedigen, durch den die Verrückung in einen wirbel- und einen quellenfreien Anteil aufgespalten wird. Die Verrückungspotentiale Φ und Ψ müssen dann den Wellengleichungen

$$(3) \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = v^2 \Delta \Phi, \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = v^2 \Delta \Psi$$

genügen. Hier bedeutet Δ den Laplace'schen Ausdruck und

$$(4) \quad v = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad v = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

die Phasengeschwindigkeiten der Längs- bzw. Querwellen, d.h. des wirbel- bzw. quellenfreien Anteiles der Teilchenverrückung.

Wenn wir erwarten, daß sich in der Platte nach entsprechender Anregung *Oberflächenwellen* ausbilden, Wellen also, die sich in horizontaler Richtung mit einer bestimmten Phasengeschwindigkeit (etwa c) ausbreiten, müssen wir die Abhängigkeit der Verrückung von der z -Richtung als eine reell-exponentielle ansehen und für die Potentiale

$$\Phi \equiv (A \cos qz + B \sin qz) e^{ik(x-ct)}$$

(5)

$$\Psi \equiv (C \cos rz + D \sin rz) e^{ik(x-ct)}$$

setzen. Hier bedeuten Cos und Sin die hyperbolischen Funktionen. Die zunächst willkürlichen Parameter A, B, C, D, q, r werden durch die Nebenbedingungen festgelegt, die Wellenzahl k ist verkehrt proportional der Wellenlänge L gemäß $k = 2\pi/L$. Der Ausbreitungsfaktor $\exp ik(x - ct)$ wurde von vornherein für Φ und Ψ als gleich angesetzt, da die Nebenbedingungen ohnehin auf die Gleichheit führen würden.

Für die *Laplace*-Ausdrücke von Φ und Ψ findet man

$$\Delta \Phi \equiv (q^2 - k^2) \Phi, \quad \Delta \Psi \equiv (r^2 - k^2) \Psi,$$

so daß die Wellengleichungen auf

$$(6) \quad q^2 = k^2 \left(1 - \frac{c^2}{v^2}\right), \quad r^2 = k^2 \left(1 - \frac{c^2}{\mathfrak{v}^2}\right)$$

führen. Für q und r ergeben sich demnach nur solange reelle Werte, als $c < v$, $c < \mathfrak{v}$ bleibt. Wegen $\mathfrak{v} < v$ genügt das Erfülltsein der zweiten dieser Ungleichungen.

Wir nehmen nun an, die Begrenzungsflächen der Platte seien freie (oder doch annähernd freie) Oberflächen. Bezeichnet man mit p_{xz}, p_{zz}, \dots die Komponenten des Spannungstensors, so muß

$$(7) \quad p_{xz} = 0, \quad p_{zz} = 0 \quad \text{für} \quad \begin{aligned} z &= +\frac{H}{2} \\ z &= -\frac{H}{2} \end{aligned}$$

gefordert werden. Wegen der Beziehung

$$\Theta = \Delta \Phi$$

$$\text{ist} \quad p_{xz} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) = \mu \left(2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \right)$$

$$(8) \quad p_{zz} = \lambda \Theta + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} = \lambda \Delta \Phi + 2\mu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right).$$

Möge weiter zur Abkürzung

$$(M, N; s) = M \text{Cos } sz + N \text{Sin } sz$$

gesetzt werden. Nach Eintragen von (5) in (8) ergibt sich dann

$$\begin{aligned}
 p_{zz} &= \mu k \left[k \left(2 - \frac{\lambda + 2\mu}{\mu} \frac{c^2}{v^2} \right) (A, B; q) - 2ir(D, C; r) \right] e^{ik(x-ct)} \\
 (9) \quad p_{xz} &= \mu \left[2ikq(B, A; q) + (k+r) \cdot (C, D; r) \right] e^{ik(c-ct)}
 \end{aligned}$$

Zur Vereinfachung beachten wir speziell (4) und (6) und finden mit der Abkürzung

$$(10) \quad 2 - c^2/v^2 = m$$

sofort

$$\frac{\lambda + 2\mu}{\mu} = \frac{v^2}{b^2}, \quad k^2 + r^2 = k^2 m^2.$$

Vom Ausbreitungsfaktor abgesehen, ist mithin

$$\begin{aligned}
 (11) \quad p_{xz} &= \mu k [2iq(B, A; q) + km(C, D; r)] \\
 p_{zz} &= \mu k [km(A, B; q) - 2ir(D, C; r)].
 \end{aligned}$$

Bei der Aufstellung der Oberflächenbedingungen (7) ist zu beachten, daß der hyperbolische Kosinus eine gerade, der hyperbolische Sinus eine ungerade Funktion ist:

$$\text{Cosh}(-sz) = \text{Cosh}(sz); \quad \text{Sin}(-sz) = -\text{Sin}(sz).$$

Das viergliedrige System der Bedingungsgleichungen für A, B, C, D lautet dann

$$\begin{aligned}
 km \text{Cosh} \frac{H}{2} q. A - 2ir \text{Cosh} \frac{H}{2} r. D + km \text{Sin} \frac{H}{2} q. B - 2ir \text{Sin} \frac{H}{2} r. C &= 0 \\
 2iq \text{Sin} \frac{H}{2} q. A + km \text{Sin} \frac{H}{2} r. D + 2iq \text{Cosh} \frac{H}{2} q. B + km \text{Cosh} \frac{H}{2} r. C &= 0 \\
 (12) \quad km \text{Cosh} \frac{H}{2} q. A - 2ir \text{Cosh} \frac{H}{2} r. D - km \text{Sin} \frac{H}{2} q. B + 2ir \text{Sin} \frac{H}{2} r. C &= 0 \\
 -2iq \text{Sin} \frac{H}{2} q. A - km \text{Sin} \frac{H}{2} r. D + 2iq \text{Cosh} \frac{H}{2} q. B + km \text{Cosh} \frac{H}{2} r. C &= 0,
 \end{aligned}$$

Es gestattet dann und nur dann eine nichttriviale Lösung A, B, C, D, wenn seine Determinante Δ verschwindet:

$$\Delta \equiv \begin{vmatrix} km \cos \frac{H}{2} q, & -2ir \cos \frac{H}{2} r, & km \sin \frac{H}{2} q, & -2ir \sin \frac{H}{2} r \\ 2iq \sin \frac{H}{2} q, & km \sin \frac{H}{2} r, & 2iq \cos \frac{H}{2} q, & km \cos \frac{H}{2} r \\ km \cos \frac{H}{2} q, & -2ir \cos \frac{H}{2} r, & -km \sin \frac{H}{2} q, & 2ir \sin \frac{H}{2} r \\ -2iq \sin \frac{H}{2} q, & -km \sin \frac{H}{2} r, & 2iq \cos \frac{H}{2} q, & km \cos \frac{H}{2} r \end{vmatrix} = 0$$

Nach den Regeln der Determinantenrechnung kann diese Gleichung leicht auf die folgende Form gebracht werden:

$$\Delta \equiv \begin{vmatrix} 2km \cos \frac{H}{2} q, & -4ir \cos \frac{H}{2} r, & 0 & 0 \\ 4iq \sin \frac{H}{2} q, & 2km \sin \frac{H}{2} r, & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2km \sin \frac{H}{2} q, & 4ir \sin \frac{H}{2} r \\ 0 & 0 & 4iq \cos \frac{H}{2} q, & 2km \cos \frac{H}{2} r \end{vmatrix} =$$

$$= 16 \begin{vmatrix} km \cos \frac{H}{2} q, & 2ir \cos \frac{H}{2} r \\ 2iq \sin \frac{H}{2} q, & km \sin \frac{H}{2} r \end{vmatrix} \begin{vmatrix} -km \sin \frac{H}{2} q, & 2ir \sin \frac{H}{2} r \\ 2iq \cos \frac{H}{2} q, & km \cos \frac{H}{2} r \end{vmatrix} = 0.$$

Sie verlangt also das Verschwinden des Produktes zweier Determinanten und damit das Bestehen zweier Einzelgleichungen:

$$k^2 m^2 \cos \frac{H}{2} q \sin \frac{H}{2} r - 4qr \sin \frac{H}{2} q \cos \frac{H}{2} r = 0$$

$$-k^2 m^2 \sin \frac{H}{2} q \cos \frac{H}{2} r + 4qr \cos \frac{H}{2} q \sin \frac{H}{2} r = 0.$$

Für das Bestehen einer nichtverschwindenden Lösung A, B, C, D ist also das Erfülltsein entweder der Gleichung

$$(13) \quad (S) \quad \frac{\mathfrak{I}g \frac{H}{2} r}{\mathfrak{I}g \frac{H}{2} q} = \frac{4qr}{k^2 m^2}$$

oder der Gleichung

$$(14) \quad (A) \quad \frac{\mathfrak{I}g \frac{H}{2} q}{\mathfrak{I}g \frac{H}{2} r} = \frac{4qr}{k^2 m^2}$$

notwendig und hinreichend. Beide Gleichungen sind *Frequenzgleichungen*, denn sie stellen Beziehungen her zwischen der Wellenlänge L (die in k enthalten ist) und der Phasengeschwindigkeit c .

Es ist zweckmäßig, als unabhängige Variable (ξ) das Verhältnis Plattendicke: Wellenlänge und als abhängige Variable (η) die "relative Phasengeschwindigkeit" einzuführen vermöge

$$(15) \quad \frac{H}{L} = \xi, \quad \frac{c}{v} = \eta, \quad \frac{kH}{2} = \frac{\pi H}{L} = \pi \xi,$$

Weiter soll zur Abkürzung $\frac{v}{v} = \kappa$

gesetzt werden. Welchen Zahlenwert κ annimmt, hängt von der Wahl der *Poisson'schen* Konstanten ab. In guter Übereinstimmung mit der Erfahrung wird meist $\sigma = 0,25$ gesetzt, was auf $\mu = \lambda$ und daher auf $v = v\sqrt{3}$ führt; in diesem Fall ist $\kappa = 1/\sqrt{3}$.

Die Frequenzgleichungen werden dann zu

$$(16) \quad (S) \quad \frac{\mathfrak{I}g \pi \xi \sqrt{1 - \eta^2}}{\mathfrak{I}g \pi \xi \sqrt{1 - \kappa^2 \eta^2}} = \frac{\sqrt{(1 - \eta^2)(1 - \kappa^2 \eta^2)}}{(1 - \frac{1}{2} \eta^2)^2}$$

bzw.

$$(17) \quad (A) \quad \frac{\mathfrak{I}g \pi \xi \sqrt{1 - \kappa^2 \eta^2}}{\mathfrak{I}g \pi \xi \sqrt{1 - \eta^2}} = \frac{\sqrt{(1 - \eta^2)(1 - \kappa^2 \eta^2)}}{(1 - \frac{1}{2} \eta^2)^2}$$

Die Zweiwertigkeit der Wurzeln in diesen beiden Gleichungen bewirkt, daß in jeder von ihnen zu einem gegebenen Wert von ξ (zu einem gegebenen Wert der Wellenlänge L bei festgehaltener Plattendicke) zwei Werte von η (also der relativen Phasengeschwindigkeit) gehören. Jede der beiden Frequenzgleichungen definiert also eine aus zwei Ästen bestehende Dispersionskurve.

Parallel mit der Umformung der Determinante Δ kann eine Umformung des Linear-systems (12) gehen. Man wird dann dazu geführt, (12) in zwei Teilsysteme

$$(18) \quad km \cos \frac{H}{2} q. A - 2ir \cos \frac{H}{2} r. D = 0$$

$$2iq \sin \frac{H}{2} q. A + km \sin \frac{H}{2} r. D = 0$$

und

$$(19) \quad -km \sin \frac{H}{2} q. B + 2ir \sin \frac{H}{2} r. C = 0$$

$$2iq \cos \frac{H}{2} q. B + km \cos \frac{H}{2} r. C = 0$$

aufzuspalten. Nach Einführen zweier neuer, willkürlicher Konstanter C' und C'' sind deren Lösungen bzw.

$$A = 2 C' ir \cos \frac{H}{2} r, \quad D = C' km \cos \frac{H}{2} q$$

und

$$B = 2 C'' ir \sin \frac{H}{2} r, \quad C = C'' km \sin \frac{H}{2} q.$$

Diese Lösung muß auch das ursprüngliche System (12) erfüllen. Das ist nur möglich, wenn entweder

$$C' = 0, \quad C'' \text{ willkürlich,}$$

oder

$$C' \text{ willkürlich,} \quad C'' = 0$$

angenommen wird. Es gibt somit zwei Arten von Bewegungen, jene nämlich, die den Konstanten

$$(20) \quad A = D \equiv 0, \quad B = 2 C'' ir \sin \frac{H}{2} r, \quad C = C'' km \sin \frac{H}{2} q$$

und

$$(21) \quad A = 2C''_{ir} \cos \frac{H}{2} r, \quad D = C'_{km} \cos \frac{H}{2} q, \quad B = C = 0$$

entsprechen. Man bezeichnet sie nach *Lamb* als die *assymmetrische* bzw. die *symmetrische* Bewegung (bzw. Lösung). Im Falle der *assymmetrischen* Lösung werden die Potentiale 5) zu

$$(22) \quad (A) \quad \begin{aligned} \Phi &= 2C''_{ir} \sin \frac{H}{2} r \sin qz e^{ik(x-ct)} \\ \Psi &= C''_{km} \sin \frac{H}{2} q \cos rz e^{ik(x-ct)}, \end{aligned}$$

im Falle der *symmetrischen* zu

$$(23) \quad (S) \quad \begin{aligned} \Phi &= 2C'_{ir} \cos \frac{H}{2} r \cos qz e^{ik(x-ct)} \\ \Psi &= C'_{km} \cos \frac{H}{2} q \sin rz e^{ik(x-ct)}. \end{aligned}$$

Entsprechend (2) sehen die Verrückungen also folgendermaßen aus:

$$(24) \quad (A) \quad u = C''_{kr} (-2 \sin \frac{H}{2} r \sin qz + m \sin \frac{H}{2} q \sin rz) e^{ik(x-ct)}$$

$$w = iC'' (2qr \sin \frac{H}{2} r \cos qz - k^2 m \sin \frac{H}{2} q \cos rz) e^{ik(x-ct)}$$

und

$$(25) \quad (S) \quad u = C'_{kr} (-2 \cos \frac{H}{2} r \cos qz + m \cos \frac{H}{2} q \cos rz) e^{ik(x-ct)}$$

$$w = iC' (2qr \cos \frac{H}{2} r \sin qz - k^2 m \cos \frac{H}{2} q \sin rz) e^{ik(x-ct)}$$

Die Symmetrieebene $z = 0$ der Platte ist auch Symmetrieebene bzw. Antisymmetrieebene der Teilchenbewegung. Ersetzt man nämlich $+z$ durch $-z$, so bleibt in (S) die Horizontalkomponente unverändert, während die Vertikalkomponente das Zeichen ändert: die Teilchenbewegung ist symmetrisch in Bezug auf die Ebene $z = 0$. In (A) ist es umgekehrt.

In der Ebene $z = 0$ ist im Falle (A)

$$u = 0, \quad w = iC'' \left(2qr \operatorname{Sin} \frac{H}{2} r - k^2 m \operatorname{Sin} \frac{H}{2} q \right) e^{ik(x-ct)},$$

d. h. die in der Ebene liegenden Teilchen bewegen sich senkrecht zu ihr, eine Deformation der Ebene in sich findet nicht statt. Die sich bewegenden Teilchen bilden fortschreitende BiegeWellen.

Im Falle (S) ist

$$u = C'kr \left(-2 \operatorname{Cos} \frac{H}{2} r + m \operatorname{Cos} \frac{H}{2} q \right) e^{ik(x-ct)}, \quad w = 0,$$

d. h. die vor der Deformation in der Ebene $z = 0$ liegenden Teilchen bleiben auch während der Deformation in ihr, die Ebene dehnt sich, aber sie verbiegt sich nicht.

G. *Angenheister* (1950) hat in Anlehnung an *Lamb* die Teilchenbewegung durch Zeichnungen veranschaulicht. *Soweit schwingende Platten vom geophysikalischen Standpunkt aus untersucht wurden (Eisplatten auf Seen, Betondecken auf Straßen mit elastisch weichem Untergrund) traten ausschließlich Biegeschwingungen auf.*

Sowohl der asymmetrische als auch der symmetrische Fall strebt für große Schichtdicken (d. h. für $\lim \xi = \lim H/L \rightarrow \infty$) dem gemeinsamen Grenzfall der *Rayleighwellen* zu. Für große Werte ξ werden in (16) und (17) die hyperbolischen Tangenten zu Eins und die gemeinsame Frequenzgleichung lautet

$$(24) \quad \left(I - \frac{1}{2} \eta^2 \right)^2 = \sqrt{(I - \eta^2)(I - \kappa \eta^2)}.$$

Dies ist aber in leicht abgewandelter Form die *Rayleighsche* Gleichung dritten Grades für η , die mit

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{2}{3}(3 - \sqrt{3})} = 0,9194017\dots$$

eine Verknüpfung der Phasengeschwindigkeit c der *Rayleighwelle* mit der Phasengeschwindigkeit v der *Querwelle* herstellt:

$$(25) \quad c = \eta_0 v.$$

Um die Teilchenbewegung auch für diesen Fall abzuleiten ist es zweckmäßig, (24) und (25) auf eine solche Form zu bringen, daß der Grenzübergang $\lim \xi \rightarrow \infty$ möglich wird, ohne daß dabei eine der Begrenzungsebenen der Platte ins Unendliche zu rücken braucht. Dazu verschiebt man das Koordinatensystem parallel nach oben, so daß der neue Ursprung in die

obere Begrenzungsebene der Platte fällt: es ändert sich nur die z-Koordinate vermöge $z = z' + H/2$.

III.

Die Bestimmung der Dispersionskurven nach Anweisung der Gleichungen (16) und (17) erfolgt durch sukzessive Approximation. Wegen der Bauart der Gleichungen sucht man nicht zu einem vorgegebenen Wert von ξ den zugehörigen Wert (oder die zugehörigen Werte) von η , sondern umgekehrt zu einem vorgegebenen Wert von η die zugehörigen Werte von ξ . Das Verfahren ist mühsam, aber wohl durch kein anderes zu ersetzen.

Beginnt man, von Null ausgehend, mit kleinen Werten von $\eta = c/v$ und schreitet zu größer werdenden fort, so läßt nur die "asymmetrische" Frequenzgleichung (17) entsprechende reelle ξ -Werte zu und zwar zu jedem η -Wert nur je einen. Die resultierende Dispersionskurve A_1 (vergl. Bild 2) zeigt anormale Dispersion an – zu kleineren Wellenlängen gehören

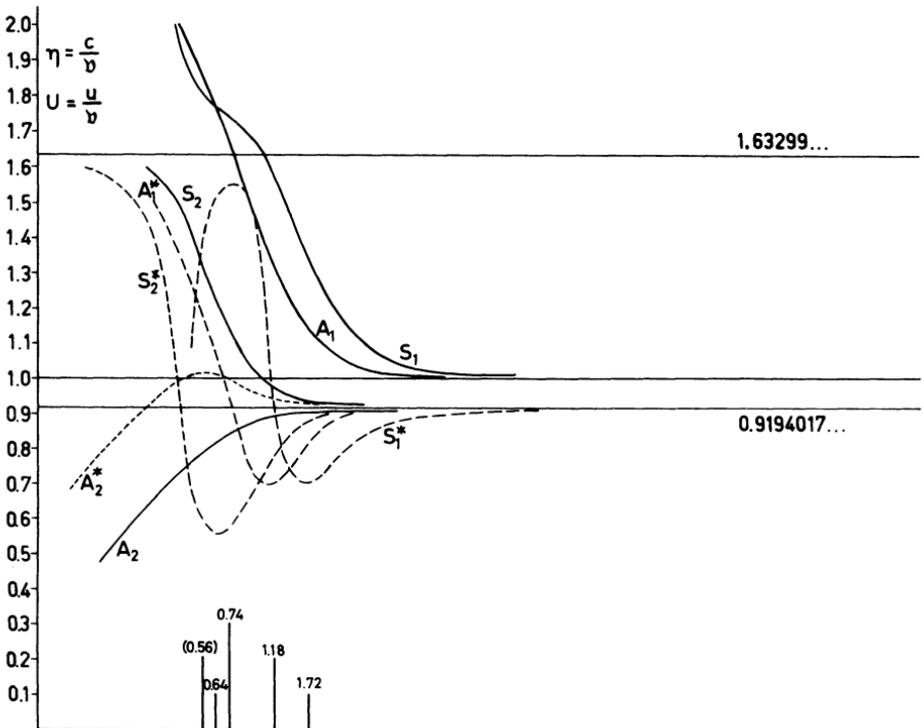


Abb. 2: Dispersionskurven. Relative Phasen- und Gruppengeschwindigkeit als Funktion von H/L .

größere Phasengeschwindigkeiten. Der Höchstwert der Phasengeschwindigkeit ist entsprechend (25) durch $c = 0,919\dots v$ gegeben. Die zugehörigen

Wellen sind reine Oberflächenwellen, denn in (24) sind q und r gemäß (6) reell. Sie gehen für $\lim H \rightarrow \infty$ in *Rayleighwellen* über. Für $1 > \eta > 0,919\dots$ läßt die Gleichung (17) keine reelle Lösung zu.

Die "symmetrische" Frequenzgleichung (16) läßt zu jedem reellen η , das dem Intervall $0,919\dots \leq \eta \leq 1$ angehört, einen reellen Wert ξ zu, d. h. es entsteht der unter der Geraden $\eta = 1$ liegende Teil der Dispersionskurve S_2 .

$$\text{Für } \eta > 1 \text{ wird } r = k\sqrt{1 - \eta^2} = ik\sqrt{\eta^2 - 1} \quad \text{und} \\ \mathfrak{I}g \pi \xi \sqrt{1 - \eta^2} = i \operatorname{tg} \pi \xi \sqrt{\eta^2 - 1} \text{ je rein imaginär.}$$

In beiden Gleichungen (16) und (17) wird demnach der eine hyperbolische Tangens zu einem gewöhnlichen Tangens. Der Ast S_2 findet seine Fortsetzung und nähert sich asymptotisch der Geraden $\eta = 1,63\ 299\dots$ an.

Zugleich beginnen zwei neue Äste S_1 und A_1 , die auch dann noch erhalten bleiben, wenn $1 - \kappa^2 \eta^2 = 1 - \frac{1}{3} \eta^2 \leq 0$, also $\eta \geq \sqrt{3}$ wird. In diesem Falle wird auch der zweite Tangens hyperbolicus zu einem gewöhnlichen Tangens: Die zugehörigen Wellen sind dann aber keine Oberflächenwellen mehr.

Mit Ausnahme des zuerst angeführten Astes A_2 zeigen alle Dispersionskurven (die drei übrigen Äste A_1 , S_1 , S_2) normale Dispersion.

Da der Energietransport mit der Gruppengeschwindigkeit vor sich geht (hier mit u bezeichnet), wurden auch die Gruppengeschwindigkeiten berechnet und in Bild 2 als Funktionen von $\xi = H/L$ eingetragen. Die Berechnung erfolgte nach der bekannten Beziehung

$$u = c + k \frac{dc}{dk},$$

aus der durch Division mit v folgt

$$U = \frac{u}{v} = \eta + \xi \frac{d\eta}{d\xi}.$$

Zur Bestimmung der Ableitung $\frac{d\eta}{d\xi}$ kann man sich, da eine direkte Berechnung nicht in Frage kommt, der graphischen Differentiation mit Hilfe eines Spiegel-Lupenderivimeters bedienen. Man kann aber auch die Dispersionskurve durch eine algebraische approximieren und dann an dieser die Differentiation vornehmen.

Die für die *Phasengeschwindigkeiten* gezeichneten Dispersionskurven weisen je einen Wendepunkt auf, der Ast S_1 deren zwei. In den Dispersionskurven für die *Gruppengeschwindigkeit* entsprechen diesen Wendepunkten jeweils stationäre Werte (Maxima oder Minima) der Gruppengeschwindigkeit. Ihre Lage ist gegenüber der Lage der entsprechenden Wendepunkte etwas verschoben. Mögen ξ_m die Abszissen, η_m die Ordinaten der Extreme sein. Dann sind in unserem Fall die Daten der drei Minima und zwei Maxima durch folgende Tabelle gegeben:

Extrema der Gruppengeschwindigkeit

Ast	Minima			Maxima	
	S_1^*	S_2^*	A_1^*	S_1^*	S_2^*
ξ_m	1,72	0,64	1,18	0,74	0,56
η_m	1,33	1,22	1,29	1,72	0,78

Diese Werte wurden auf graphischem Wege ermittelt.

Vom theoretischen Standpunkt aus sind die Dispersionskurven untereinander gleichberechtigt, d.h. es müßten im Falle einer Anregung der Platte – entsprechend den vier Ästen der Dispersionskurve – viererlei verschiedene Arten von Schwingungen entstehen und von jeder Schwingungsart solche aus dem gesamten Frequenzbereich. Tatsächlich treten jedoch die verschiedenen Frequenzen nicht mit gleicher Häufigkeit auf. Am häufigsten werden jene Frequenzen sein, die der Umgebung der Minima der Gruppengeschwindigkeit entnommen werden, am seltensten jene aus der Umgebung der Maxima. Die Folge davon ist, daß in einiger Entfernung von der Erregerstelle nur – oder doch vorwiegend – diese “ausgezeichneten Frequenzen” registriert werden.

Auf die Bedeutung dieses Umstandes für die Weiterleitung der Energie hat *H. Jeffreys* (1925) hingewiesen. Man kann den Sachverhalt auch unmittelbar einsehen, wenn man bedenkt, daß der von den Wellen in der Zeiteinheit durch die Einheit des Querschnittes getragene Energiestrom von der Wellenlänge unabhängig sein muß. Das ist nur möglich, wenn langsamer hindurchtretende Wellen entsprechend mehr Energie mit sich führen, also, da die Amplituden als Funktionen der Perioden festliegen, mit größerer relativer Häufigkeit auftreten. Der verstärkte Energietransport der Wellen aus der Umgebung des Minimums der Gruppengeschwindigkeit wird durch Erhöhung der relativen Häufigkeit dieser “langsamsten Wellen” möglich

gemacht. Umgekehrt müssen Wellen, deren Perioden aus der Umgebung des Maximums der Gruppengeschwindigkeit stammen, relativ selten sein, da nur so der verminderte Energietransport dieser "schnellsten Wellen" zustande kommen kann.

Sei nun ξ_m die Abszisse eines *Minimums* der Gruppengeschwindigkeit und seien L_m , c_m und T_m die zugehörige Wellenlänge, Phasengeschwindigkeit und Periode, dann ist

$$(27) \quad \xi_m = \frac{H}{L_m} = \frac{H}{c_m T_m}, \text{ also } T_m = \frac{H}{\xi_m c_m} = \frac{H}{\xi_m \eta_m \nu} .$$

Diese Periode wird man also in einiger Entfernung von der Anregungsstelle als relativ am häufigsten auftretend beobachten. Alles hängt nun davon ab, welche Werte man dem H und dem ν erteilt. Die Dichte der Platte geht in die Frequenzgleichungen nicht ein, hat also auch keinen Einfluß auf die bevorzugte Periode.

IV.

Um die bisherigen Überlegungen auf die Mikroseismik anzuwenden, identifizieren wir die Platte mit der Erdkruste. Für H haben wir dann die vermutliche Dicke der Erdkruste einzusetzen und für ν den entsprechenden Wert für die Phasengeschwindigkeit der Querwellen. Es ist bekannt, daß eine eindeutige Festlegung der Krustendicke bisher noch nicht gelungen ist.

R. Stoneley, der sich in einer Reihe von Arbeiten mit diesem Fragenkomplex befaßt, arbeitet mit drei Hypothesen: Die Erdkruste besteht aus

- a) einer einheitlichen Granitschicht von der Mächtigkeit H_1 ; eine Basaltschicht ist nicht vorhanden, $H_2 = 0$.
- b) einer Doppelschicht von Granit und Basalt, jede gleich mächtig wie die andere, $H_2 = H_1$.
- c) einer Doppelschicht von Granit und Basalt, jedoch mit verschiedenen Mächtigkeiten, $H_2 = 2H_1$.

Für die Krustendicke erhält er verschiedene Werte, je nach der Annahme von der er ausgeht. Die Annahme a) hat zweifellos den Vorzug größerer Einfachheit für sich, sie führt auch auf Krustendicken, die man nach dem Stande unserer Kenntnisse und Vermutungen als plausibel ansehen kann, sie trifft aber zumindest für Mitteleuropa nicht ganz zu. Hier ist – erstmalig durch die Untersuchungen von *V. Konrad* am Schwadorfer Beben – die Existenz einer Doppelschicht ziemlich sichergestellt.

Wir machen trotz dieser Bedenken zunächst die Annahme a), die Erdkruste bestehe aus einer einfachen Granitschicht (im Sinne von *E. Jeffreys*).

Dann darf man nach *R. Stoneley* (1953) für den eurasischen Kontinent

$$H = 34,6 \text{ km} \quad \text{oder} \quad H = 39,4 \text{ km}$$

setzen, je nachdem, ob man dem aus der Dispersion von *Lovewellen* oder von *Rayleighwellen* errechneten Wert mehr Vertrauen schenkt. In einer früheren Arbeit schloß *R. Stoneley* (1948) aus der Dispersion von *Lovewellen* auf eine Krustendicke von $H = 33 \pm 3$ km unter der Voraussetzung, daß die Erdkruste tatsächlich nur aus einer einheitlichen Granitschicht im Sinne von *H. Jeffreys* besteht. Wir neigen dazu, diesen kleineren Wert als den wahrscheinlicheren anzusehen, und werden in der Folge mit diesem Ansatz arbeiten.

Das Bedenken, eine so mächtige Granitschicht möchte (infolge des radioaktiven Zerfalls) einen zu starken Wärmestrom vom Innern der Erde nach außen fließen lassen wiegt deshalb nicht ganz so schwer, weil durchaus nicht erwiesen ist, daß die an der Oberfläche gemessenen Wärmewerte auch für größere Tiefen repräsentativ sind.

Mit den an der Oberfläche gemessenen Wärmewerten von

$$\begin{aligned} 6,7 \times 10^{-6} \text{ cal/g.Jahr} & \text{ für saures Gestein} \\ 1,7 \times 10^{-6} \text{ cal/g.Jahr} & \text{ für basisches Gestein und} \\ 0,9 \times 10^{-6} \text{ cal/g.Jahr} & \text{ für ultrabasisches Gestein} \end{aligned}$$

könnte man den lokal von *F. Birch* (1947) beobachteten Wärmestrom von 1,2 bis $1,3 \times 10^{-6}$ cal/qcm. sec allerdings schon durch eine Granitschicht von $H = 22$ km Mächtigkeit erreichen.

Von den übrigen, von *Stoneley* benutzten Werten $\nu = 3,363$ km/sek, $\mu = 2,997 \times 10^{11}$ dyn/qcm und $\rho = 2,65$ g/cm³ benötigen wir allein den Wert von ν .

Wir finden aus (27) mit $H = 30, 33, 34$ km

$$T_m = \frac{8,921}{\xi_m \eta_m}, \quad T_m = \frac{9,813}{\xi_m \eta_m}, \quad T_m = \frac{10,110}{\xi_m \eta_m}$$

und berechnen daraus die bevorzugten Perioden. Sie sind in der folgenden Zusammenstellung wiedergegeben:

Bevorzugte Perioden
bei verschiedenen Annahmen über die Krustendicke

		S_1^*	S_2^*	A_1^*
$\xi_m \eta_m$		2,288	0,781	1,522
T_m für	H = 30 km	3,90	11,42	5,86
	H = 33 km	4,29	12,56	6,45
	H = 34 km	4,42	12,95	6,64

Der Periodenbereich der Mikroseismik erstreckt sich von rund 2 Sekunden bis über 12 Sekunden. Die Häufigkeitsverteilung der Perioden zeigt außerordentlich scharfe Maxima. *E. Hardtwig* (1949) hat solche Häufigkeitsverteilungen (aus Stuttgarter Registrierungen) bestimmt und fand z.B. für den Kanalsturm vom 15.1.1938 als Periode größter Häufigkeit $T_m = 6,8$ Sekunden und für den Norwegensturm vom 28.2. bis 1.3.1943 (dem stärksten bis dahin registrierten) eine solche von $T_m = 7.5$ Sekunden. Die Häufigkeitsmaxima waren sehr spitz, die visuelle Bestimmung der entsprechenden Perioden daher leicht. Die Art und Weise der Auszählung der Perioden läßt aber nicht erkennen, ob neben den angegebenen Maxima noch weitere, schwächer ausgeprägte, oder auch nur Ausbuchtungen in der Häufigkeitskurve vorhanden sind. Wenn es solche gibt, dann sind sie nur so schwach ausgeprägt, daß sie bei der angewandten Methode der Auszählung nicht zur Geltung kommen.

Die experimentell gefundenen Perioden größter Häufigkeit müßten, wenn Mikroseismik wirklich das Schwingen der auf weichem Substratum aufliegenden Erdkruste wäre, mit den in unserer Tabelle enthaltenen Periodenwerten wenigstens größenordnungsmäßig übereinstimmen. Halten wir an einer Krustendicke von $H = 33$ km fest, so dürfte der zum Ast S_2 gehörige Periodenwert $T_m = 12,56$ Sekunden von vornherein als zu groß ausscheiden. Es soll damit nicht gesagt sein, daß die zugehörigen Bodenschwingungen überhaupt nicht auftreten. Es ist aber denkbar, daß bei der hier vorliegenden Art der Anregung Schwingungen dieser Art so gut wie gar nicht auftreten.

Dasselbe gilt auch für die zu den Ästen S_1^* und A_1^* gehörigen Bodenbewegungen. Das Beispiel der Beton-Straßendecke auf weichem Untergrund zeigt, daß bei der dort vorhandenen Anregungsweise eine spezielle Schwingungsart, nämlich die zu A_1^* gehörige, erzeugt wird (von den andern fand sich keine Spur). Es kann also ganz gut der Fall eintreten, daß die Art und Weise, wie (im Falle der Mikroseismik) die Erdkruste zu Schwin-

gungen angeregt wird, entweder die zum Ast S_1 oder aber die zum Ast A_1^* gehörigen Schwingungen erzeugt werden; welche es sind, das ist die Frage.

Die zum "symmetrischen Ast" S_1 gehörigen Periodenwerte stimmen, so wie sie in der Tabelle stehen, nicht recht zu den empirischen Werten von 6,8 bzw. 7,5 Sekunden. Besser würden die zum "antisymmetrischen Ast" A_1^* gehörigen Periodenwerte stimmen – zumindest für $T_m = 6,8$ Sek. Gäbe man sich mit der größenordnungsmäßigen Übereinstimmung zufrieden, so könnte man sagen, Mikroseismikwellen seien Biegewellen der als freischwingende Platte gedachten Erdkruste. Gegen diese Auffassung scheint zu sprechen, daß die Periode größter Häufigkeit verschieden groß gefunden wird – je nach dem Quellgebiet, das man der Mikroseismik vernünftigerweise zuschreibt. In Stuttgart zeigt Mikroseismik aus dem Golf von Biskaya die kleinste Periode relativer Häufigkeit, und von der Mikroseismik aus der Gegend um den westlichen Kanaleingang und den "Norwegenkopf" wurde schon gesagt, daß sie die bevorzugten Perioden 6,8 und 7,5 Sekunden hat.

Man wird also nicht darum herum können, den Einfluß der Periodenverlängerung infolge Überbrückens verschiedener Entfernungen in Rechnung zu stellen. Zum Glück liegen zur Frage der Periodenverlängerung bereits Arbeiten vor, die zumindest gewisse Anhaltspunkte bieten. So hat *W. M. Munk* (1947) eine Formel für die Zunahme der Periode einer individuellen Welle über eine Entfernung x hin aufgestellt und ihre Anwendbarkeit an einem Tsunami und einem Erdbeben überprüft. Die Übereinstimmung mit der Beobachtung war recht gut. Eine Übertragung der *Munk'schen* Formel auf Lovewellen hat dann *J. T. Wilson* vorgenommen (1948), wobei sich ebenfalls recht gute Übereinstimmung mit der Erfahrung ergab. Mißt man die Entfernung x in km und die Periode T in Sekunden, so ist nach *Wilson*

$$(28) \quad T = 2,3 \times 10^{-3} x + T_0 ,$$

wo T_0 die Periode der Welle am Entstehungsort bedeutet.

Plattenschwingungen sind von anderer Art als Tsunamis, *Love-* oder *Rayleighwellen*, bei denen sich die Formel von *Munk-Wilson* bewährt hat. Wenden wir sie trotzdem hier an, so kann dies nur mit einem gewissen Vorbehalt geschehen. Wir machen den Versuch und setzen für die Entfernungen

Stuttgart-Kanalausgang x rund 1100 km

Stuttgart-Norwegenkopf x rund 1500 km.

Als Perioden T_0 nehmen wir die von der Theorie gelieferten Werte unserer Tabelle. Es ergibt sich die folgende Zusammenstellung:

Bevorzugte Perioden
bei verschiedenen Annahmen über die Krustendicke
und verschiedenen Entfernungen der Quellgebiete

	H in km	Entfernung des Quellgebietes	S_1	S_2	A_1
T_m	30	1100 km	6,43	13,95	8,39
		1500 km	7,35	14,87	9,31
	33	1100 km	6,82	15,09	8,98
		1500 km	7,74	16,01	9,90
	34	1100 km	6,95	15,48	9,17
		1500 km	7,87	16,40	10,09

Die Tabelle zeigt: nimmt man als Krustendicke $H = 33$ km an, so sind die zum Ast S_1 gehörigen Bodenbewegungen von solcher Periode, daß man sie mit den bevorzugten Perioden der angeführten mikroseismischen Stürme identifizieren könnte. Die Gegenüberstellung zeigt in der Tat

Beobachtung $T = 6,8 \quad 7,5$ Sek.

Theorie $T = 6,82 \quad 7,74$ Sek.

Dieses Ergebnis könnte erstaunlich sein, wenn nicht so viele Unsicherheitsfaktoren in die Überlegungen eingingen. Der Wert der Phasengeschwindigkeit v wurde von *R. Stoneley* übernommen, es kann sich bei ihm jedoch nur um einen Mittelwert handeln, wobei der tatsächliche Wert in nicht überschaubarer Weise mit der Tiefe variiert. Die Dicke der Erdkruste ist ebenfalls nicht genau bekannt, die angenommenen Zahlen stellen nur die bisher plausibelsten Werte dar und jeder von ihnen könnte regional schwanken (wechselnde Krustendicke). Selbst die Annahme "Erdkruste = einfache Granitschicht" ist unsicher. Dazu kommt, daß die *Munk-Wilson'sche* Formel über die Periodenzunahme mit der Entfernung noch nicht hinreichend genug überprüft ist, ja, daß es fraglich ist, ob sie auf Plattenschwingungen angewendet werden darf.

Angesichts solcher Unsicherheiten darf man von vornherein seine Erwartungen hinsichtlich der Übereinstimmung von Theorie und Beobachtung

nicht zu hoch schrauben. Daß sie trotzdem so gut ausfällt, könnte fast wie ein Zufall erscheinen. Wir möchten daher weniger Wert auf diese gute Übereinstimmung im Einzelnen legen als auf die Übereinstimmung in der Größenordnung: *Daß die Größenordnungen für die bevorzugten Perioden so gut miteinander übereinstimmen, erscheint uns als Hauptargument dafür, in der Mikroseismik das Schwingen der Erdkruste (dieses in ganz spezieller Weise) zu sehen.*

Über die Zuordnungen im Einzelnen, auch über die Annahmen wie Krustendicke, Phasengeschwindigkeit, Gesetz der Periodenverlängerung kann man wohl diskutieren – entscheidend ist, daß die Größenordnungen der bevorzugten Perioden bei den Krustenschwingungen übereinstimmen mit den bevorzugten Perioden der Mikroseismik.

Die Mikroseismik läßt sich also deuten als das freie Schwingen der Erdkruste, wenn man diese als eine rund 30 km dicke Granitschicht (im Sinne von H. Jeffreys) ansieht. Von den vier grundsätzlich möglichen Schwingungsarten wird dabei nur eine – oder doch vorwiegend eine – tatsächlich realisiert.

Unseren Betrachtungen lag bisher die Annahme a) von Stoneley zugrunde, die Annahme nämlich, die Erdkruste bestehe aus einer einfachen Granitschicht. Wie schon ausgeführt, bestehen gegen diese Annahmen Bedenken. Man müßte als nächsten Schritt nun eine der beiden andern, von Stoneley gemachten Annahmen durchrechnen. Hier sind nun keinerlei Vorarbeiten vorhanden. Zwar arbeitet Stoneley mit der Annahme einer auf dem Substratum aufliegenden Doppelschicht Granit plus Basalt, doch fehlt es an der Durchrechnung im Einzelnen, weil (in der Arbeit von 1953) die Frequenzgleichung – in der Determinantenform – zwar aufgestellt, aber nicht ausgewertet wird. Die Rechenarbeit wird zu groß.

Was wir für den vorliegenden Zweck benötigen würden, wäre eine Theorie der Schwingungen einer zweischichtigen Platte mit freien Oberflächen – und eben diese Theorie ist nicht vorhanden.

Wir können aber über ihr Aussehen einiges vermuten. Die Frequenzgleichung wurde auch hier in zwei Einzelgleichungen zerfallen und dadurch das Problem wesentlich vereinfachen. In der Stoneley'schen Zweischichtentheorie zerfällt die Frequenzgleichung nicht, und eben dies macht diese Theorie so schwerfällig. Jede der beiden einzelnen Frequenzgleichungen würde zwei Dispersionskurven darstellen, so daß man auch hier vier Dispersionskurven bekäme – und zwar sowohl für die Phasen- wie für die Gruppengeschwindigkeit. In die Frequenzgleichungen würden die beiden Phasengeschwindigkeiten der Querwellen eingehen, die für die beiden Schichten zuständig sind und wohl auch das Verhältnis von deren Dichten. Die geometrische Form der Dispersionskurven würde sich um etwas von der bisherigen Form unterscheiden, insbesondere würde die Lage der Ex-

trema gegenüber bisher etwas geändert werden. *Damit würden auch die Werte der bevorzugten Perioden etwas andere werden.* Die Unterschiede würden umso größer, je mehr sich die beiden Schichtmaterialien in elastischer Hinsicht von einander unterscheiden. Bei den beiden geologischen Körpern, die hier in Frage kommen, sind diese Unterschiede jedoch nicht sehr groß, wir dürfen also annehmen, daß sich die Lagen der Extrema und damit die Werte der bevorzugten Perioden nicht sehr viel von den Werten der Einschichtplatte unterscheiden.

Von dieser Annahme wollen wir ausgehen, um wenigstens näherungsweise die zu erwartenden bevorzugten Perioden zu bestimmen. Wir machen *zweitens* die Annahme, die Doppelschicht schwingt ähnlich wie eine Einschichtplatte, wenn die Phasengeschwindigkeit der Querwellen das gewichtete Mittel aus den Phasengeschwindigkeiten der beiden Schichten ist; die Gewichte seien proportional zu den entsprechenden Schichtmächtigkeiten. Auch diese Annahme kann nicht allzu weit von der Wahrheit entfernt sein.

Zu diesen Annahmen tritt eine Einschränkung in der Wahl der Schichtmächtigkeiten hinzu, der insbesondere in den angelsächsischen Ländern eine gewisse Beachtung geschenkt wird. Aus japanischen Tiefherdbeben hat *H. Jeffreys* (1939) die empirische Formel

$$H_1 + 0,85 H_2 = 30,3 \pm 1,3 \text{ km}$$

hergeleitet. Dieser Beziehung müßten die beiden Mächtigkeiten H_1 und H_2 , der die Erdkruste konstituierenden Schichten genügen, wenn man zuläßt, daß eine Formel dieser Art auch allgemeinere Gültigkeit besitzt.

Erste Annahme: Die Krustenmächtigkeit sei 33 km und es sei $H_2 = 2H_1$.

Aus den beiden Gleichungen

$$H_1 + H_2 = 33$$

$$H_2 - 2H_1 = 0$$

findet man als Mächtigkeiten $H_1 = 11 \text{ km}$ und $H_2 = 22 \text{ km}$.

Wir übernehmen die von *Stoneley* angegebenen Werte

$$v_1 = 3,363 \text{ km/sek}, \quad v_2 = 3,741 \text{ km/sek}$$

für die Phasengeschwindigkeiten und finden als deren gewichtetes Mittel

$$v = \frac{1}{3} (3,363 + 2 \times 3,741) = 3,615 \text{ km/sek}.$$

Entsprechend (27) ist daher

$$T_m = \frac{33}{3,615 \xi_m \eta_m} = \frac{9,129}{\xi_m \eta_m}.$$

Für $\xi_m \eta_m$ sollen die früher benutzten Werte wieder verwendet werden. Als bevorzugte Perioden findet man dann

bei	S_1^*	S_2^*	A_1^*
T_m	3,99	11,69	6,00 Sekunden.

Berücksichtigt man die Periodenverlängerung mit der Entfernung (Formel (28)), so vergrößern sie sich auf die folgenden Werte:

				Beob.
Kanalsturm	6,52	14,22	8,53	6,8
Norwegensturm	7,44	15,14	9,45	7,5
				Sek.

Die zum Ast S_1^* gehörigen bevorzugten Perioden sind nur um Weniges kleiner als die beobachteten.

Zweite Annahme: Die Krustenmächtigkeit sei wieder $H = 33$ km und es gelte die Beziehung $H_1 + 0,85 H_2 = 30,3$.

Aus dem System

$$H_1 + H_2 = 33$$

$$H_1 + 0,85 H_2 = 30,3$$

folgt

$$H_1 = 15 \text{ km}, \quad H_2 = 18 \text{ km}.$$

Für die Phasengeschwindigkeiten sollen wieder die Werte von *Stonley* genommen werden. Durch Bilden des gewichteten Mittels ergibt sich dann

$$v = \frac{1}{11} (6 \times 3,363 + 5 \times 3,741) = 3,535 \text{ km/sek.}$$

Entsprechend (27) ist mithin

$$T_m = \frac{33}{3,535 \xi_m \eta_m} = \frac{9,335}{\xi_m \eta_m},$$

woraus wiederum durch Einsetzen der früheren Werte für $\xi_m \eta_m$ die bevorzugten Perioden gefunden werden. Sie sind

bei	S_1^*	S_2^*	A_1^*
T_m	4,08	11,95	6,13 Sekunden.

Die Berücksichtigung der Periodenverlängerung führt auf

Kanalsturm	6,61	14,48	8,66 Sekunden.
Norwegensturm	7,53	15,40	9,58

Die Übereinstimmung mit der Beobachtung ist hier besser als mit der ersten Annahme.

Dritte Annahme (P. L. Willmore): Die Krustendicke sei wieder $H = 33$ km, doch sei nun $H_1 = 14$ km, $H_2 = 19$ km, $v_1 = 3,216$ km/sek und $v_2 = 3,753$ km/sek.

Man findet $H_1 + 0,85 H_2 = 30,15$, die Gleichung von *Jeffreys* ist also immer noch weitgehend erfüllt. Das gewichtete Mittel der Phasengeschwindigkeiten ist

$$v = \frac{1}{33} (14 \times 3,216 + 19 \times 3,753) = 3,525 \text{ km/sek,}$$

daher ist

$$T_m = \frac{33}{3,525 \xi_m \eta_m} = \frac{9,362}{\xi_m \eta_m},$$

Für die bevorzugten Perioden gilt das Schema

Ast	S_1^*	S_2^*	A_1^*
T_m	4,09	11,99	6,15 Sekunden

und, bei Berücksichtigung der Periodenverlängerung

Kanalsturm	6,62	14,52	8,68
Norwegensturm	7,54	15,44	9,60 Sekunden.

Wie nicht anders zu erwarten, ist der Unterschied gegenüber der zweiten Annahme nur unwesentlich.

Weitere Annahmen dürften sich erübrigen, denn es ist jetzt hinreichend gezeigt, daß auch dann, wenn man die Erdkruste als zweischichtig ansieht, sich die hier gegebene Deutung der Mikroseismik aufrechterhalten läßt. Wesentlich scheint zu sein, daß sich die Krustendicke größenordnungsmäßig um 30 km oder etwas mehr bewegt, sofern man für die Phasengeschwindigkeiten nur jene Werte annimmt, mit denen hier gearbeitet wurde oder doch solche, die davon nur wenig abweichen (was ohnehin meist der Fall ist). Daß die Zweischichtplatte durch eine Einschichtplatte angenähert wurde, dürfte auf das Ergebnis wohl keinen schwerwiegenden Einfluß haben.

Zusammenfassend: Mikroseismik läßt sich in sehr zwangloser und eleganter Weise deuten als freie Plattenschwingungen der Erdkruste. Die Mächtigkeit der Erdkruste ist dabei mit etwas über 30 km anzusetzen und für die Phasengeschwindigkeit der Querwellen sind die Erfahrungswerte zu nehmen. Von den verschiedenen, grundsätzlich möglichen Plattenschwingungen ist in der Mikroseismik nur eine (oder vorzugsweise eine) verwirklicht.

Träfe die hier entwickelte Theorie zu, so wäre eine außerordentlich einfache und befriedigende Deutung des Phänomens der Mikroseismik gefunden. Denn wenn es wirklich die Erdkruste ist, die da schwingt (oder doch eine scharf abgegrenzte Schicht von ihr), so ist es gleichgültig, in welcher Weise ihre Schwingungen angeregt werden: ob durch die Wucht der anprallenden Wassermassen bei der Brandung in Küstennähe oder aber durch das Auf und Nieder des Seeganges im Bereich von Sturmzentren auf dem Meere. In beiden Fällen wird die "Platte" zu Schwingungen angeregt, der Gegensatz zwischen Brandungshypothese und Tiefkernhypothese würde sich als nicht vorhanden herausstellen. Das wäre ein außerordentlich wünschenswertes Ergebnis, da die Fronten zwischen beiden Lagern hoffnungslos verhärtet sind. Die Vertreter der Tiefkernhypothese halten es längst für überflüssig, Argumente zur Brandungshypothese auch nur anzuhören, geschweige denn gelten zu lassen, während umgekehrt die Vertreter der Brandungshypothese immer wieder darauf hinweisen, daß sich alle Phänomene des Komplexes "Mikroseismik" mit ihrer Hypothese zwanglos erklären lassen.

Es wäre freilich zu überlegen, ob die verschiedene Art der Anregung wirklich dieselben Schwingungen (zu ein und demselben Dispersionsast

gehörig) anregt. Es wäre etwa denkbar, daß bei einer der Anregungsarten Schwingungen auch von einem andern Ast der Dispersionskurve "mitrutschen", was auf eine Änderung im Duktus der Registrierung hinauslaufen würde. Hier wären weitere, gründliche Untersuchungen erforderlich.

Es müßte, träfe unsere Theorie zu, Mikroseismik auch auf andere Art entstehen können: etwa durch die Einflußnahme des Windes auf die Erdkruste. Größenordnungsmäßig ist der Wind dazu imstande, vorausgesetzt, daß er eine genügend große Angriffsfläche hat. Diese Voraussetzung ist nur erfüllt, wenn sich ein hohes Gebirge – möglichst mit seinen Steilabfällen – quer zur Windrichtung stellt. Es ist das Verdienst von *M. Bossolasco*, auf diese Art der Entstehung von Mikroseismik hingewiesen zu haben (Vortrag auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Hamburg 1952 und Vortrag auf der Generalversammlung der U.I.G.G. in Rom 1954). Es wäre u.E. des Versuches wert, Registrierungen während des Sommers in den Alpen vorzunehmen, dann, wenn Gewitterfronten mit ihren starken Luftbewegungen an steilen Hängen oder Abstürzen angreifen. Man darf erwarten, daß die entstehende Bodenbewegung Perioden von der Größenordnung der Mikroseismik hat.

Schließlich müßte Mikroseismik auch entstehen – immer vorausgesetzt, daß sie nichts anderes ist als das Schwingen der Erdkruste – wenn bei Großsprengungen hinreichend viel Sprengstoff verwendet wird. Über die bei Sprengungen entstehenden Spektren liegen nur wenig Überlegungen vor, dafür aber Tausende von Registrierungen. Für Großsprengungen liegen so gut wie gar keine Unterlagen vor, einfach deswegen, weil es an Großsprengungen mangelt. Führt man – wie geplant – eines Tages wirklich welche aus, so wird es eine dankbare Aufgabe sein, sich der Periodenspektren dieser Sprengungen anzunehmen. Es wird insbesondere zu untersuchen sein, ob die bei Mikroseismik bevorzugt auftretenden Perioden auch in diesen Spektren auftreten – wäre es der Fall, so wäre damit eine Stütze für die hier vorgebrachte Theorie der Mikroseismik gefunden.

Damit sind wir bei der Frage angelangt, nach welcher Richtung sich weitere Untersuchungen erstrecken sollen. Abgesehen von den schon erwähnten Fragestellungen mag Eines besonders interessieren: warum ist es möglich, daß die Erdkruste frei, d.h. wie eine Platte (und nicht wie eine aufliegende Schicht) schwingt? Die Untersuchungen von *A. Ramspeck* (1935, 1937, 1938) über das Schwingen von Beton-Straßendecken haben gezeigt, daß diese Decken sich nur dann wie freie Platten verhalten (und Biegeschwingungen vollführen), wenn sie auf elastisch weichem Material aufliegen. *Man wird also wohl annehmen müssen, daß die Erdkruste an ihrer Unterseite an elastisch weiches Material grenzt.* Damit muß keineswegs die Vorstellung verbunden sein, daß das "Substratum" als solches in seiner ganzen Ausdehnung weich ist – es würden sich schwerwiegende Gründe dagegen anführen lassen. Wohl aber kann es sich um eine Über-

gangsschicht handeln, deren Mächtigkeit recht beschränkt sein kann. Die Erdkruste schwingt auch nicht ausschließlich wie eine freie Platte, sondern sehr wohl wie eine aufliegende Schicht, dann nämlich, wenn die ins Spiel kommenden Energiemengen hinreichend groß sind. Das ist bei *Erdbeben* der Fall und die geschichtete Struktur des obersten Teils der Erde findet ihren Ausdruck in der Dispersion der *Rayleigh-* und *Lovewellen* der Hauptphase von Erdbeben. Nur wenn die Energiemengen nicht ausreichen, um auch die tiefer liegenden Erdpartien in die Bodenbewegung einzubeziehen dürfte es zu freien Plattenschwingungen der Erdkruste kommen. Die hier berührten Punkte bedürfen besonderer Untersuchung. Vielleicht lassen sich weitere Argumente für die Annahme einer weichen Schicht unter der Erdkruste beibringen und vielleicht auch eine Untergrenze für die Energiemenge, die mindestens erforderlich ist, um ein richtiges Erdbeben abzugeben (mit Bodenbewegungen auch im Substratum), nicht nur Mikroseismik.

Unsere Kenntnis der Mikroseismik ist noch sehr lückenhaft. Außer den von *E. Hardtwig* (1949) angegebenen Häufigkeitsverteilungen der Mikroseismikperioden gibt es keine Untersuchungen, die sich mit den Häufigkeitsverteilungen befassen. Es wäre aber sehr wichtig, diese *genau* und nicht nur angenähert zu bestimmen. Aus der Häufigkeitsverteilung nämlich könnte man erkennen, ob wirklich nur eine Sorte von freien Plattenschwingungen entsteht (zu einem bestimmten Ast der Dispersionskurve gehörig), oder ob auch die anderen, theoretisch möglichen Schwingungsarten entstehen. Sollte dies tatsächlich der Fall sein, so entsteht die weitere Frage, inwieweit jede der Schwingungsarten teilnimmt und welches die Gründe für die tatsächlich realisierte Energieverteilung sind.

Das Vorhandensein auch der anderen Schwingungsarten oder ihr Nichtvorhandensein müßte auch bei der Untersuchung der Teilchenbewegung des Bodens – der Orbitalbahnen – zutage treten. Jede Schwingungsart hat ihre eigenen Orbitalbahnen. Aus ihnen müßte hervorgehen, welche der möglichen Schwingungsarten im vorliegenden Fall gerade realisiert ist.

Untersuchungen solcher Art sind technisch langwierig und wohl auch undankbar, haben doch die Bodenteilchen die Eigenschaft, recht komplizierte und rasch wechselnde Bahnen zu beschreiben, die zudem von der örtlichen Schichtung des Untergrundes mit abhängen. Voraussetzung ist hier – wie übrigens auch bei der Untersuchung der Häufigkeitsverteilung der Perioden – das Vorhandensein von stark vergrößerten Präzisionsregistrierungen in allen drei Komponenten, und gerade diese erfordern einen Aufwand, der gegenwärtig an keiner Erdbebenwarte getrieben werden kann. Jedenfalls erscheint es wichtiger, die Natur der mikroseismischen Bodenbewegung zu erforschen, ehe an die praktische Anwendung herangegangen wird.

Literatur

- Angenheister, G.* (1950): Fortschreitende elastische Wellen in planparallelen Platten. Gerlands Beiträge z. Geophysik, **61**, S. 296-308.
- Birch, F.* (1947): Temperature and Heat Flow in a Wall near Colorado Springs. Am. Journ. of Science **245**, S. 733-753.
- Hardtwig, E.* (1949): Die Mikroseismik und ihre Anwendung zum Abschätzen der Dicke der Kontinentalschollen. Geofisica pura e applicata, **14**, Fasc. 3/4.
- Jeffreys, H.* (1925): On the Surface Waves of Earthquakes. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl. **1**, S. 282-292.
- Jeffreys, H.* (1939): Some Japanese Deep-Focus-Earthquakes. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl. **4**, S. 424-460.
- Köhler, R.* (1929): Beobachtungen an Profilen auf See-Eis, Zeitschr.f.Geophys. **5**, S. 314.
- Lamb, H.* (1917): On Waves in an Elastic Plate. Proceedings Roy. Soc. London, (A), **93**, 114-128.
- Longuet-Higgins, C.L.* (1950): A Theory of the Origin of Microseisms. Phil. Trans. Roy. Soc. London. (A), **243**, S. 1-35.
- Miche, M.* (1944): Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur constante ou décroissante. Ann. Ponts et Chaussées, **154**, S. 25-87; 131-164; 270-292; 396-406.
- Munk, W.M.* (1947): Increase in the Period of Waves Traveling over Large Distances; with Applications to Tsunamis, Swell, and Seismic Surface Waves. Trans. Am. Geophys. Union, **28**, S. 198-217.
- Pekeris, C.L.* (1948): Theory of Propagation of Explosive Sound in Shallow Water; in "Sound Transmission in the Ocean". Geol. Soc. Am. 1948.
- Press, F. and Ewing, M.* (1948): A theory of microseisms with geological applications. Trans. Am. Geophys. Union, **29**, S. 163-174.
- Ramspeck, A.* (1935): Dynamische Untersuchungen von Straßendecken. Die Betonstraße, **2**, 1935.
- Ramspeck, A.* (1937): Dynamische Untersuchungen auf Beton-Fahrbahndecken. Forschungsarbeiten aus dem Straßenwesen. Volk und Reich, Berlin 1937.
- Ramspeck, A.* (1938): Schwingungen der Fahrbahndecken von Betonstraßen. Schwingungstagung 1938, Berichtheft, Berlin 1938.
- Stoneley, R.* (1948): The continental Layers of Europe. Bull. Seism. Soc. Am. **38**, S. 263-274.
- Stoneley, R.* (1953): The Transmission of Rayleighwaves across Eurasia. Bull. Seism. Soc. Am. **43**, S. 127-135.
- Wilson, J.T.* (1948): Increase in Period of Earthquakes Surface Waves with Distance Traveled. Bull. Seism. Soc. Am. **38**, S. 89-93.