

ZEITSCHRIFT
FÜR
GEOPHYSIK

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

B. Brockamp, Münster i. W.

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

Jahrgang 25

1959

Heft 4



PHYSICA - VERLAG · WURZBURG

**Niedersächsische Staats- u.
Universitätsbibliothek
Göttingen**

25 März 1959

INHALTSVERZEICHNIS

<i>Schneider, G.</i> : Zum Wellencharakter der mikroseismischen Bodenunruhe	161
<i>Fischer, G.</i> : Die Mitschwingzeiten der Nordsee, errechnet mit einem Differenzverfahren.	186
<i>Lange-Hesse, G.</i> : Durchschnittlicher Tagesgang der F1-Schicht-Grenzfrequenzen und seine Abhängigkeit von geographischer Breite und Jahreszeit	199

Die ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 34,— 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, Institut für reine und angewandte Geophysik,
Münster (Westfalen), Steinfurter Straße 107

Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:

Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 80, Postscheck: Hamburg Nr. 55983

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. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Münzstrasse 12. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebing, Arnulf Liebing und Hildgund Holler, sämtl. Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler, u. Charl. Kuhnert, beide Würzburg.

Typoskript: Physica-Verlag, Würzburg; Offsetdruck: fotokop, Darmstadt.

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1959

Zum Wellencharakter der mikroseismischen Bodenunruhe¹⁾

Von G. Schneider, Stuttgart²⁾

Zusammenfassung: Untersucht werden charakteristische Mikroseismik-Stürme, die in Stuttgart von einem Satz Galitzin-Wilip-Seismographen aufgenommen worden sind. Die Deutung des Mikroseismik-Wellencharakters erfolgt durch die Aufstellung von Amplituden-Perioden-Diagrammen, die Darstellung von räumlichen Schwingungsfiguren aus dem gesamten Periodenbereich der Mikroseismik und an Hand von empirisch ermittelten örtlichen Phasengeschwindigkeitswerten. Dabei ergibt sich für die kurzen Perioden der Mikroseismik eine Überlagerungsform aus Wellen höherer Ordnung des Love- und des Rayleighwellentyps, während sich der langperiodische Teil des Mikroseismik-Spektrums in Form reiner Rayleighwellen fortpflanzt.

Abstract: This paper reports an investigation of characteristic microseismic storms as recorded in Stuttgart by a set of Galitzin-Wilip seismographs. The interpretation of the wave character of microseisms is based on amplitude-period diagrams, on threedimensional figures of particle orbits extending over the entire spectrum of microseisms, and on empirically determined local phase velocities. The results indicate that the shorter period microseisms can be interpreted as a superposition of higher-mode surface waves of the Rayleigh and Love type, while the long-period part of the microseismic spectrum is propagated in the form of pure Rayleigh waves.

1. Einleitung

Die vorliegenden Untersuchungen über die mikroseismische Bodenunruhe (oder kurz Mikroseismik) sind an Hand der Registrierungen eines vollständigen, gleichartig justierten Satzes Galitzin-Wilip-Seismographen ($T_S = T_G = 12 \text{ sec}$; $\mu_S^2 = \mu_G^2 = 0.0$) der Stuttgarter Station durchgeführt worden.

¹⁾ Vortrag, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysik. Gesellschaft in Bad Soden im Oktober 1959.

²⁾ Dr. Götz Schneider, Landeserdbebendienst Baden-Württemberg, Stuttgart-O, Richard-Wagner-Str. 15.

Die in Stuttgart aufgenommene Mikroseismik ist im allgemeinen gekennzeichnet durch eine regelmäßige Wellenform. Ihr Periodenbereich liegt zwischen $T = 3.8$ und 9.2 sec. Die größten Amplituden der wahren Bodenbewegung wurden bisher im Laufe des Norwegen-Sturms Ende Februar – Anfang März 1943 mit $A = 9.9 \mu$ registriert.

Die Art der durchgeführten Untersuchungen soll hier bei fünf Mikroseismik-Stürmen näher erläutert werden. Es handelt sich dabei immer um mikroseismische Aktivität, die auf ein möglichst eng begrenztes Anregungsgebiet zurückzuführen ist. In gleicher Weise wurden vom Verfasser bisher 25 Stürme aus dem Zeitraum 1930-1958 untersucht [1].

Die Abbildungen 1-5 zeigen die jeweilige Wettersituation und Ausschnitte aus den Registrierungen der drei Stuttgarter Galitzin-Wilip-Komponenten:

Sturm I (5./6. III. 1938): Als Anregungsgebiete kommen zunächst die zwischen Island und Schottland liegenden Inselgruppen, später in der Hauptphase des Sturms vor allem die süd- und mittelnorwegische Küste in Frage. Typisch für einen Norwegen-Sturm sind regelmäßige und relativ lange einheitliche Wellengruppen mit einer Dauer von etwa einer Minute und darüber.

Sturm II (18./19. XII. 1938): Wie schon die Wetterkarte deutlich zeigt, liegt die Anregung im Kanalgebiet. Auffallend ist das Vorherrschen kurzer Perioden auch bei starken Amplituden.

Sturm III (2./3. X. 1958): Das Entstehungsgebiet dieser durch auffallend lange Perioden gekennzeichneten Mikroseismik läßt sich auch mit Hilfe der Wetterkarte nicht ohne weiteres deuten. Es steht fest, daß das Azimut sehr konstant in nordwestliche Richtung zeigt. Es muß ferner angenommen werden, daß ein weit entfernter Herd (d.h. $\Delta = \text{ca. } 2000$ km) vorliegt, da im Spektrum Perioden um $T = 9$ sec dominieren. Eine sehr ähnliche Registrierung in Uccle vom 1./2. IV. 1939 wird von F. Becker [2] beschrieben. Er gibt als Entstehungsgebiet "Weit westlich Irland" an.

Sturm IV (4./5. XII. 1958): Die norwegische Küste wird von starken anlandigen Winden getroffen. Schon das äußere Bild der Aufzeichnung läßt einen Norwegen-Sturm erkennen.

Sturm V (28./29. XII. 1958): Dieser Sturm zeigt einen sehr deutlichen Einsatz und im Durchschnitt längere Perioden als der vorangehende. Die einheitlichen Wellengruppen sind wesentlich kürzer, das Gesamtbild weniger gleichförmig. Diese Kennzeichen sprechen insgesamt für Mikroseismik von den Küstengebieten der Britischen Inseln.

Mikroseismik-Sturm 5./6.3.38

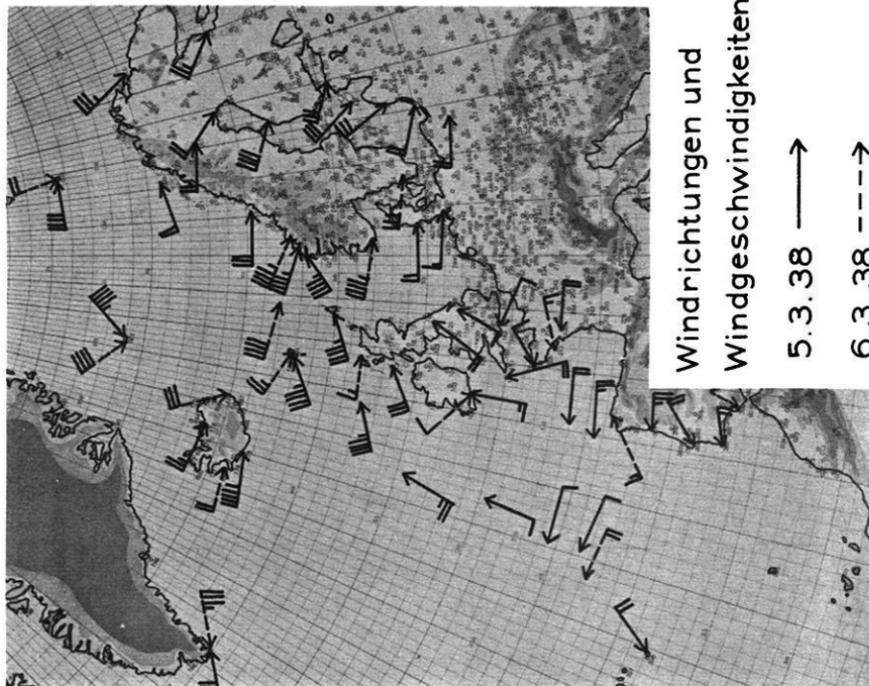
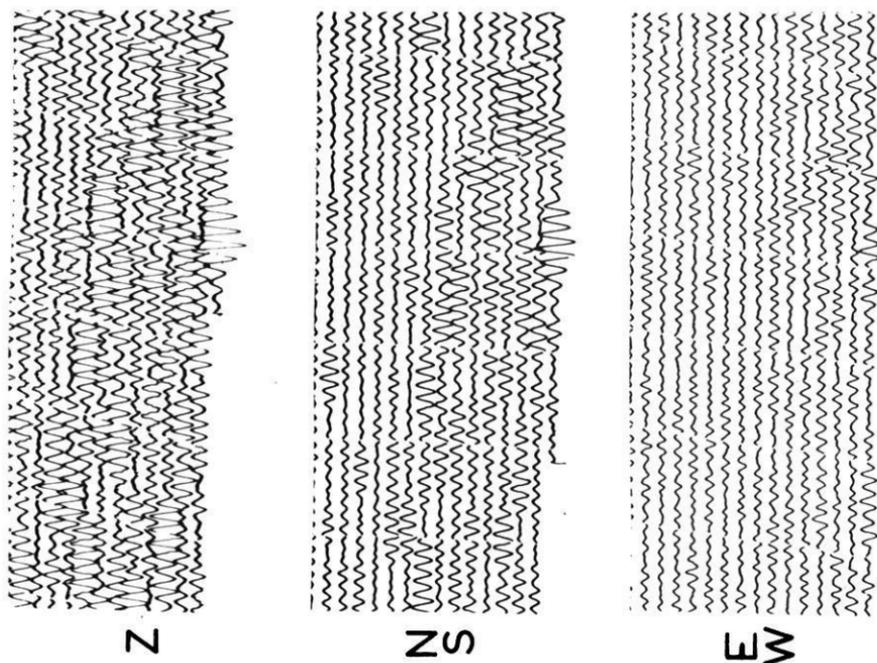


Abb. 1: Mikroseismik - Sturm I (5./6. III. 1938), Galitzin - Wilip - Registrierungen und Wetterlage

Mikroseismik-Sturm 18./19.12.38

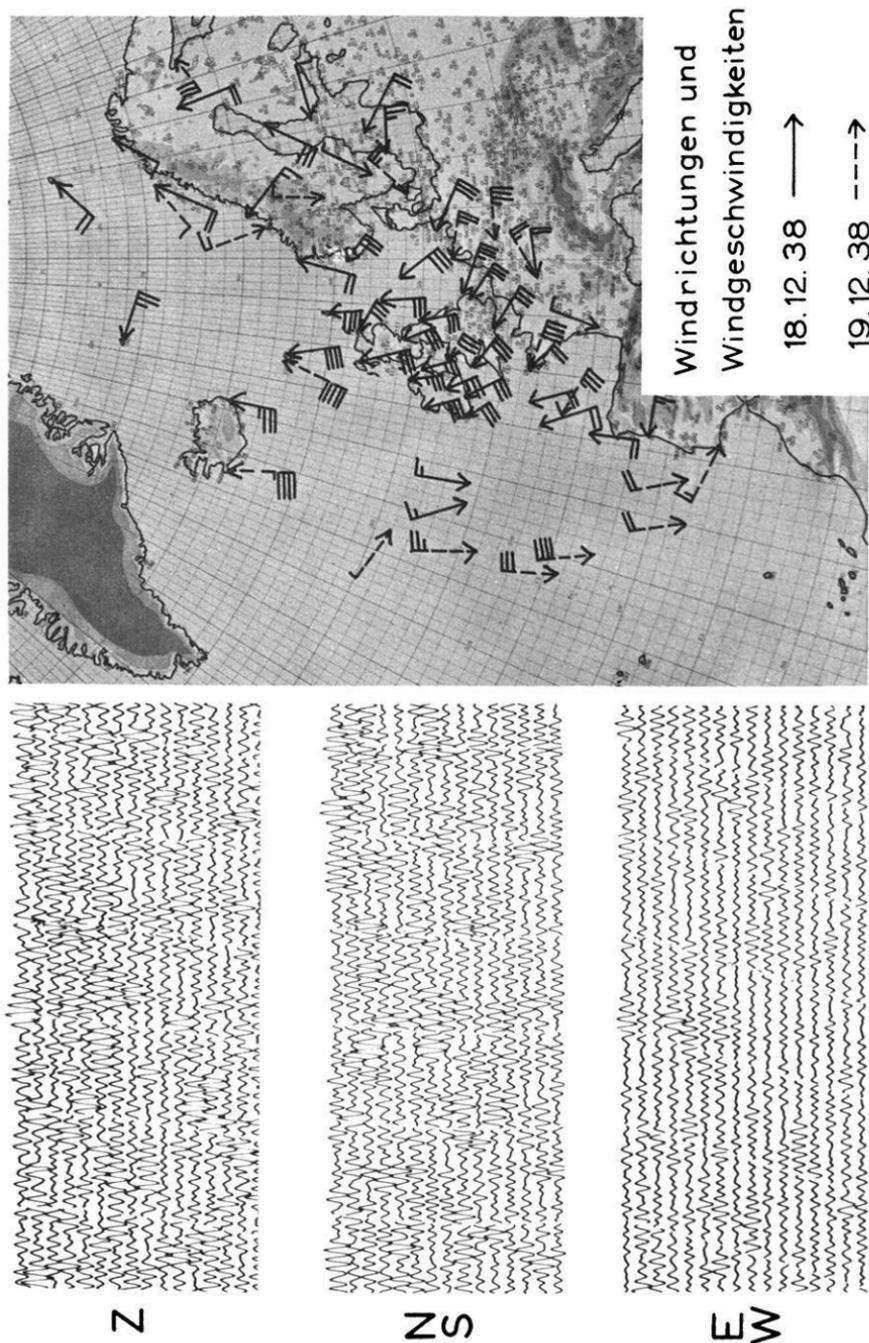
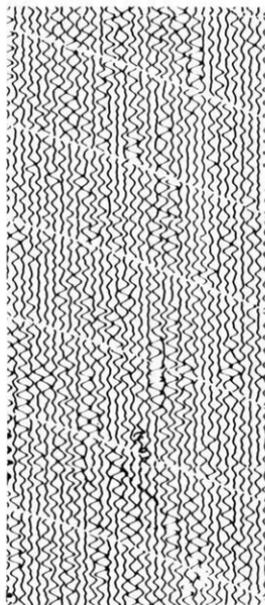
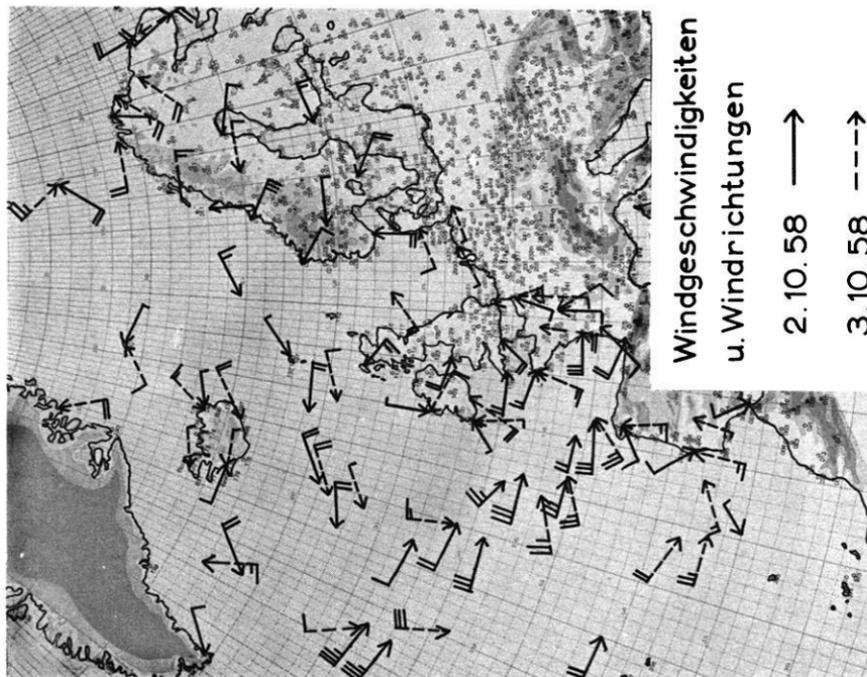
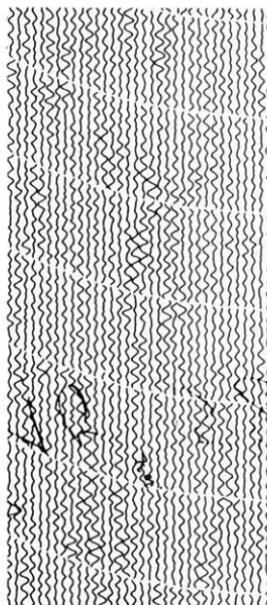


Abb. 2: Mikroseismik - Sturm II (18./19. XII. 1938), Galitzin - Wilip - Registrierungen und Wetterlage

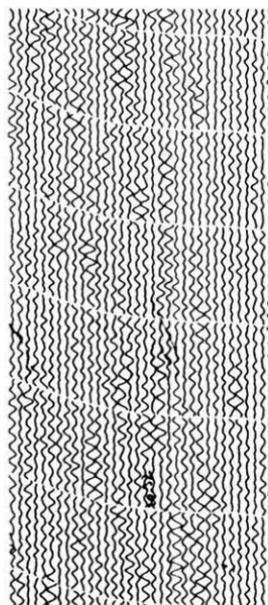
Mikroseismik-Sturm 2./3.10.58



Z



ZS



EW

Abb. 3: Mikroseismik - Sturm III (2./3. X. 1958), Galitzin - Wilip - Registrierungen und Wetterlage

Mikroseismik-Sturm 4./5.12.58

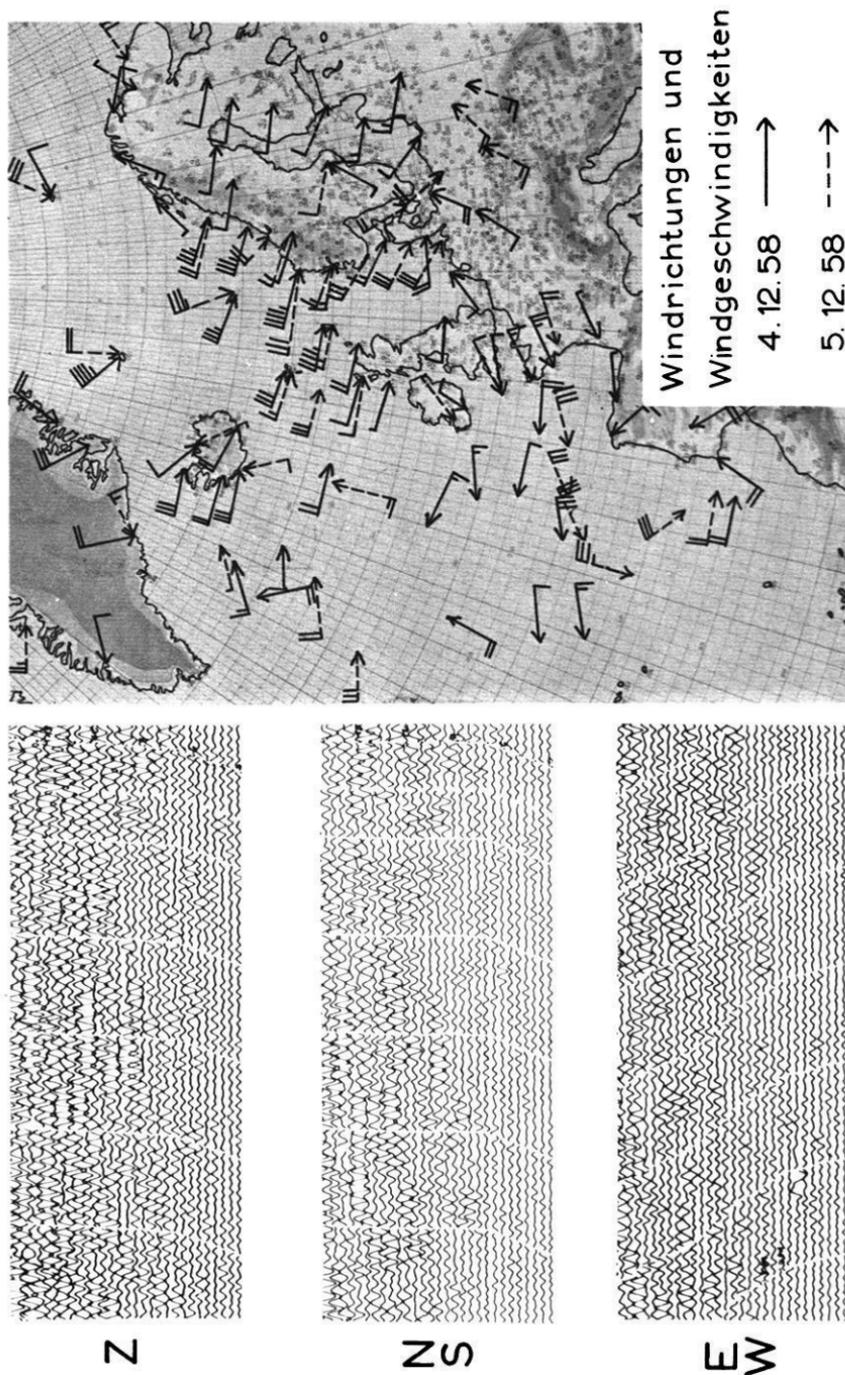
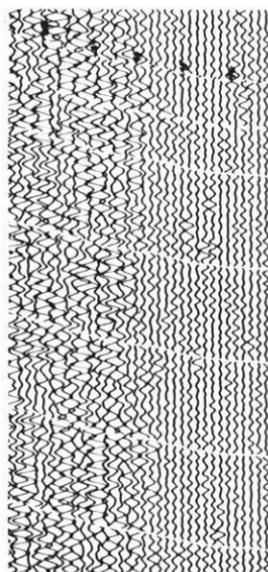
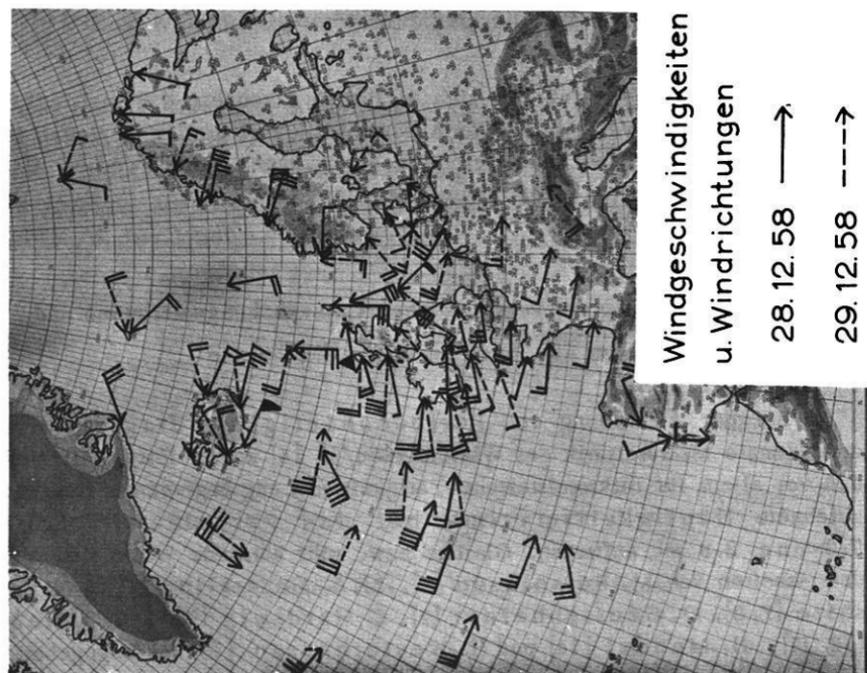
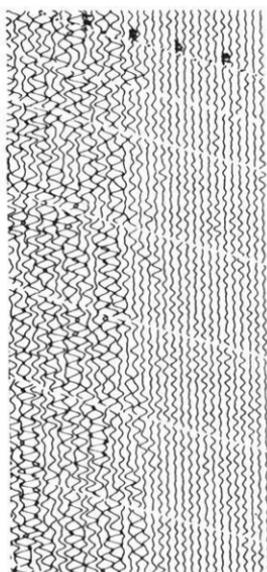


Abb. 4: Mikroseismik-Sturm IV (4./5. XII. 1958), Galitzin-Wilip-Registrierungen und Wetterlage

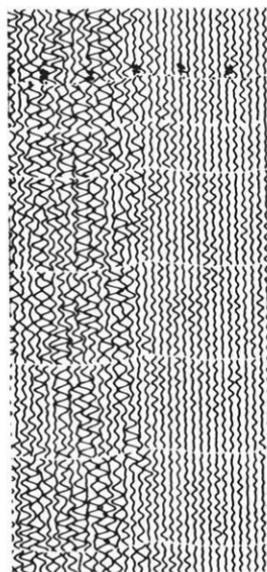
Mikroseismik-Sturm 28./29.12.58



N



ZS



EW

Abb. 5: Mikroseismik - Sturm V (28./29. XII. 1958), Galitzin - Wilip - Registrierungen und Wetterlage

An Hand von Abb. 1-5 läßt sich vielleicht erkennen, daß man auf Grund einer Analyse des Wellenbildes der Mikroseismik eine gewisse Regionalisierung mikroseismischer Aktivitätszentren vornehmen kann, worauf von W. Hiller [3] und F. Becker [2] schon hingewiesen worden ist.

2. Beschreibung der verschiedenen Untersuchungsmethoden und der aus ihnen erzielten Ergebnisse

a) Bei der Aufstellung von Periodenhäufigkeitsdiagrammen für drei Monate Mikroseismik des Winters 1956/57 [4] konnte festgestellt werden, daß vor allem für mikroseismische Tätigkeit mit eng begrenztem Herd ausgezeichnete Häufigkeitsmaxima bei den Perioden $T = 5.8; 6.5; 7.3$ und 8.8 sec auftreten. Gleiche bzw. sehr ähnliche Werte sind auch in den Arbeiten von M. Bossolasco [5], M.A. Castrillon [6], J. Darbyshire [7, 8], O. Geussenhainer [9], E. Hardtwig [10, 11], O. Hecker [12, 13], H. Mendel [14] und H. Westerhausen [15, 16] angegeben. Bei derartigen Vergleichen muß natürlich berücksichtigt werden, daß Stationen, die in Küstennähe liegen, oder die einen Untergrund aufweisen, der aus schwach verfestigten Sedimenten in größerer Mächtigkeit besteht, eine Mikroseismik registrieren, die sich vor allem aus Wellen mit Perioden $T = 4 - 5$ sec aufbaut. Diese Beobachtungen wurden von W. Kohlbach [17] für Groß-Raum, von M. Båth [18] für Helsinki, Uppsala, Bergen und Kopenhagen, von K. Strobach [19] für Hamburg und von T. Nesse [20] für Bergen gemacht. Außerdem treten in solchen Situationen auch andere Wellentypen wie bei kontinental gelegenen Stationen auf. So konnte K. Strobach [19] in Hamburg für einen mikroseismischen Sturm an Wellentypen 65% linear polarisierte Schwingungen, neben 16% Schwingungen mit progressiv-elliptischer- und 19% mit retrograd-elliptischer Orbitalbewegung feststellen. Die progressive Orbitalbewegung dürfte wahrscheinlich auf die großen Schermodulunterschiede in den Sedimenten Norddeutschlands zurückzuführen sein.

b) Auf Grund einer Anregung von W. Hiller wurden vom Verfasser Diagramme aufgenommen, welche den im Verlaufe eines Mikroseismik-Sturmes wahrnehmbaren Anstieg der Perioden mit wachsenden Amplituden wiedergeben sollten. Gleiche Verfahren wurden bereits von E. Hardtwig [21] und H. Westerhausen [15, 16] benutzt.

Auch im Verlaufe dieser Kurven treten die schon von den Periodenhäufigkeitsdiagrammen bekannten bevorzugten Periodenwerte auf, wie Abb. 6 zeigt. Deutlich sichtbar ist hier bei allgemeiner Zunahme der Periode mit der Ampli-

tude, daß trotz ansteigender Amplitudenwerte in gewissen Bereichen die Perioden konstant bleiben. Die Mikroseismik-Wellen behalten also innerhalb bestimmter Amplitudenbereiche gleichsam den bevorzugten Periodenwert. Das in Abb. 6 gezeigte Amplituden-Perioden-Diagramm gehört zum Mikroseismik-Sturm I (5./6. III. 1938).

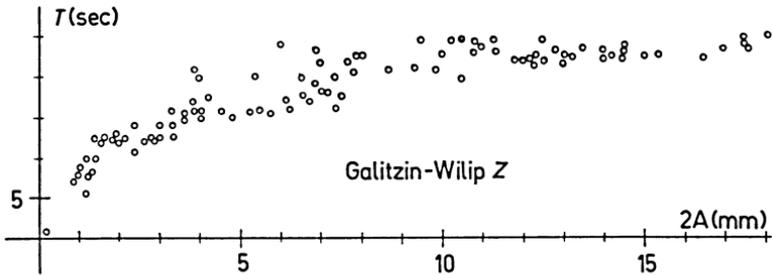


Abb. 6: Amplituden-Perioden-Diagramm für Sturm I

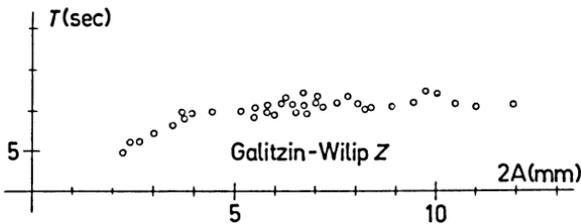


Abb. 7: Amplituden-Perioden-Diagramm für Sturm II

Aus Abb. 7 kann noch deutlicher als aus Abb. 2 erschen werden, daß beim Kanal-Sturm vom 18./19. XII. 1938 trotz großer Amplituden die Perioden kaum $T = 6$ sec übersteigen. In den Abb. 8-10 sind die den Stürmen III-V entsprechenden Amplituden-Perioden-Diagramme wiedergegeben.

c) Es erhebt sich nun die Frage, ob zu den einzelnen bevorzugten Periodenwerten verschiedene Wellentypen gehören. Um dies feststellen zu können, wur-

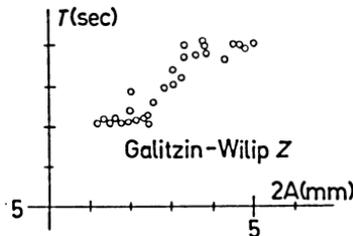


Abb. 8: Amplituden-Perioden-Diagramm für Sturm III

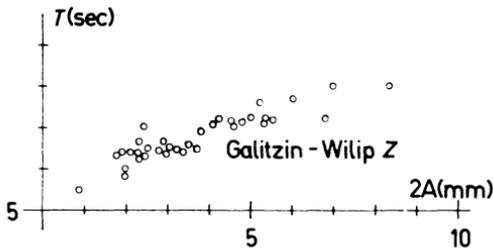


Abb. 9: Amplituden - Perioden - Diagramm für Sturm IV

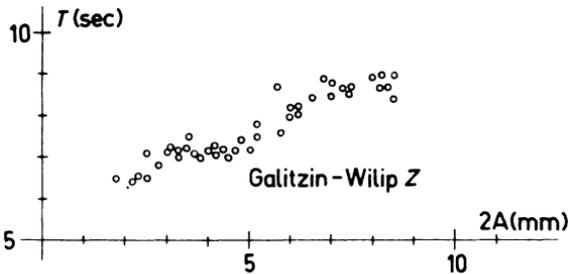


Abb. 10: Amplituden - Perioden - Diagramm für Sturm V

den Schwingungsfiguren für Mikroseismik-Wellen verschiedener Periode in einer Art räumlicher Darstellung gezeichnet. Die sich dabei ergebenden Tatsachen sind Abb. 11 zu entnehmen. Die Größe der Vertikalbewegung wird dabei durch die Strichstärke der Horizontalbewegung, ihr Vorzeichen durch schwarze (Bewegung nach oben) bzw. weiße Ausfüllung (Bewegung nach unten) wiedergegeben. Der Maßstab für die Vertikalbewegung beträgt dabei ein Zehntel des für die

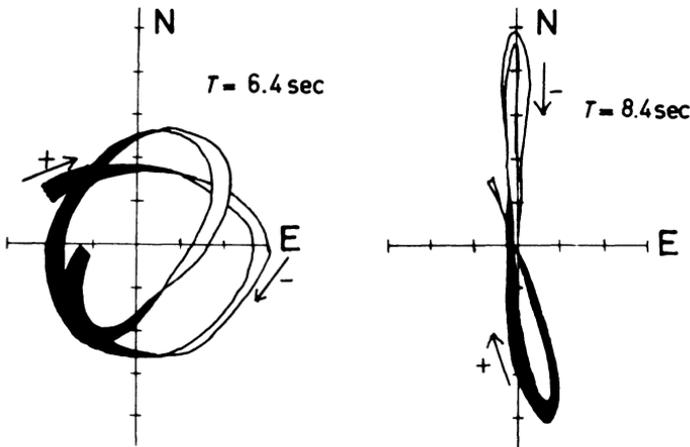


Abb. 11: Typische Schwingungsfiguren zu Sturm I

Horizontalbewegung gewählten Abbildungsmaßstabes. Außerdem wurde bei Abb. 11 die linke Schwingungsfigur im Verhältnis 2:1 zur rechten vergrößert, um den gewonnenen Sachverhalt besser darstellen zu können.

Man sieht hier, daß zu den Wellen mit einer Periode $T = 6,4 \text{ sec}$ (das Gleiche gilt auch für alle Mikroseismik-Wellen mit einer Periode $T < 6,4 \text{ sec}$) ein Schwingungstyp gehört, den man sich durch die Überlagerung einer Art Rayleighwelle mit einer Art Love welle entstanden denken kann, wenn man beachtet, daß das Azimut des Sturmes I (5./6. III. 1938) etwa Nord ist.

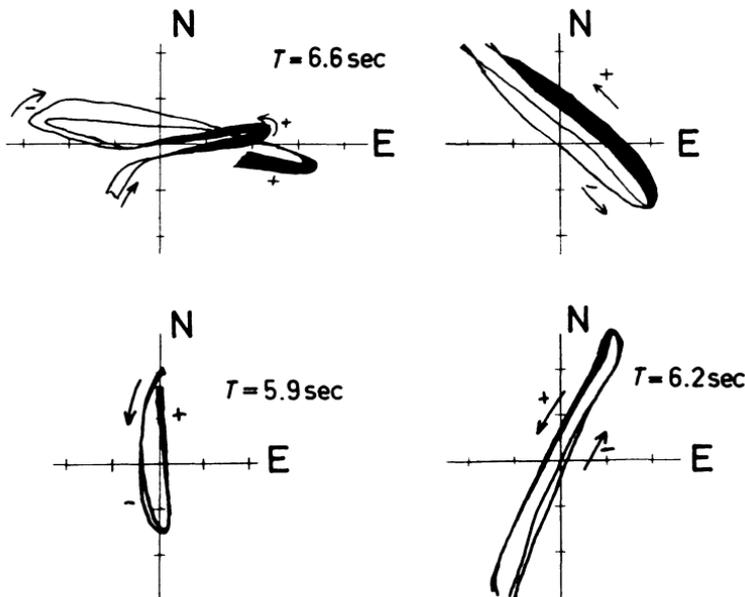


Abb. 12: Typische Schwingungsfiguren zu Sturm II

Dagegen dominiert im Bereich der langen Mikroseismik-Perioden der mehr oder weniger rein ausgeprägte Schwingungstyp einer Rayleighwelle. Diese Feststellung wurde nun an Hand zahlreicher Schwingungsfiguren für verschiedene Stürme aus unterschiedlicher Richtung bestätigt. Die Ergebnisse bei den Stürmen II-V sind in den Abb. 12-15 zu sehen. Dabei wurden jeweils solche Schwingungsfiguren abgebildet, die als vorwiegende Typen auftreten. Eine Unterstützung erfahren diese Tatsachen durch die Registrierung eines Sturmes vom Kanalgebiet am 17./18. X. 1959. Das Azimut liegt für Stuttgart um WNW. Die stärksten Amplituden sind

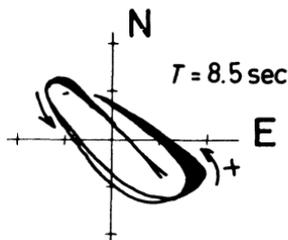


Abb. 13: Typische Schwingungsfiguren zu Sturm III

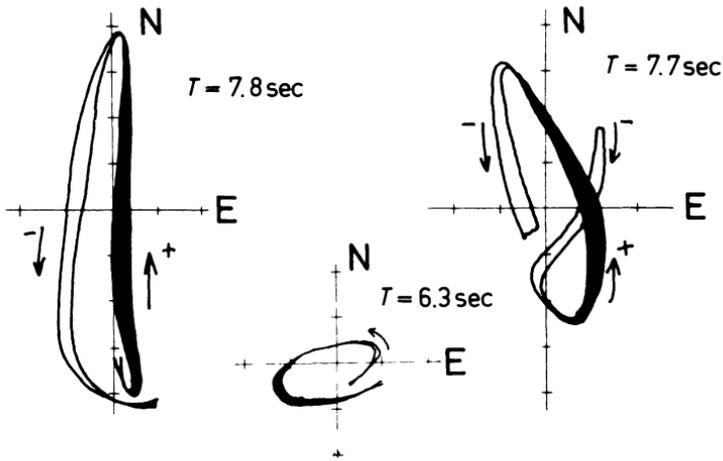


Abb. 14: Typische Schwingungsfiguren zu Sturm IV

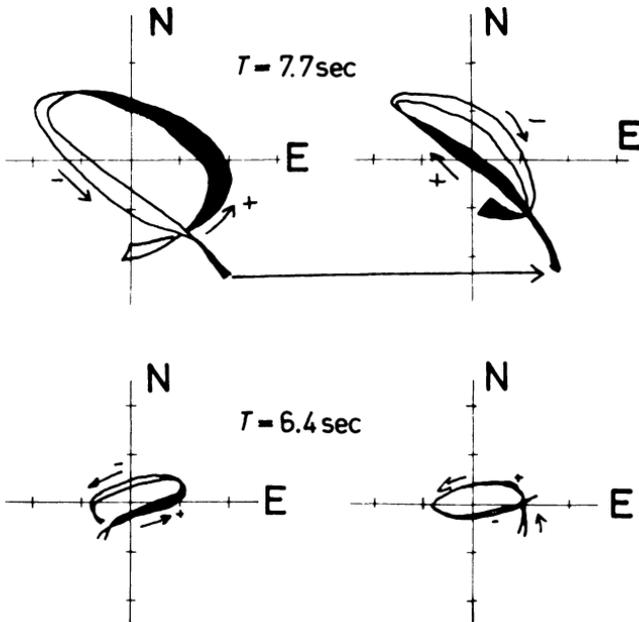
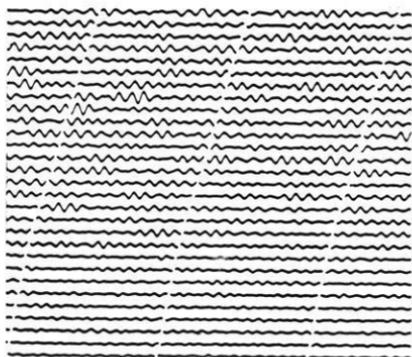


Abb. 15: Typische Schwingungsfiguren zu Sturm V

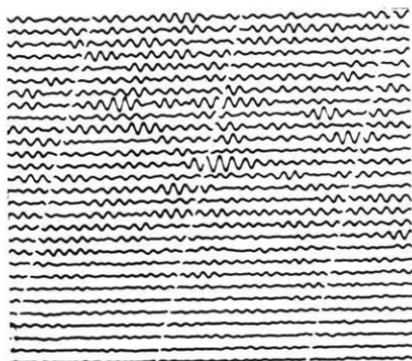
auf der Nordkomponente zu sehen. Dieser Sturm liefert nur Wellen des Überlagerungstyps, da in seinem Spektrum kaum Perioden mit $T > 5$ sec auftreten (Abb. 16). In Abb. 17 ist aus der Registrierung des Sturmes IV (4./5. XII. 1958;



Z



17. X. 1959, 07 Uhr

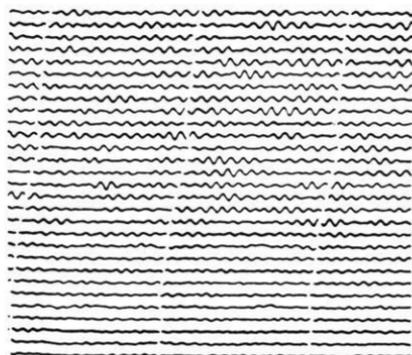


N

S



18. X. 1959, 07 Uhr



E

W

Abb. 16: Mikroseismik - Sturm 17./18. X. 1959, Galitzin - Wilip - Registrierungen und Wetterlage

Norwegen) ein Zug von in E-W-Richtung schwingenden Q -Wellen dargestellt. Die mittlere Periode liegt bei $T_m = 6.5$ sec. Solche Wellenzüge sind in Stuttgart keine Seltenheit im Gegensatz zu den Beobachtungen an anderen Stationen. Reine Q -Wellen treten nur bei den kürzeren Perioden der Mikroseismik auf.

d) Wie die Zusammenstellung von Amplituden-Perioden-Diagrammen (Abb. 18) für verschiedene Mikroseismik-Herdgebiete Europas zeigt, liegt hier eine deutliche Entfernungabhängigkeit vor. Dabei nimmt die Steilheit im Anstieg der Kurven mit wachsender Entfernung zu. Die entsprechenden Kurven von H. Westershausen [16] zeigen die gleiche Tendenz.

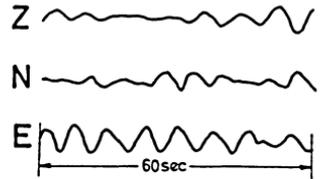


Abb. 17: Q -Wellen, registriert im Verlaufe des Sturmes IV (4./5. XII. 1958)

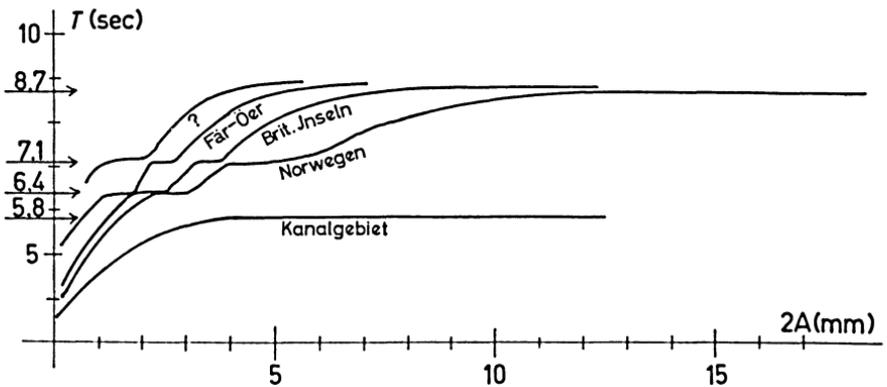


Abb. 18: Zusammenstellung von Amplituden-Perioden-Diagramme für verschiedene Mikroseismik-Herdgebiete Europas

e) Aus den Registrierungen der Stationen Meßstetten und Tübingen wurden für zwei Norwegen-Stürme Phasengeschwindigkeitswerte bestimmt. Die beiden Stationen sind 39.3 km voneinander entfernt, liegen beide in der Azimutalrichtung der Stürme und sind mit den gleichen Instrumenten der Bauart "Stuttgart" (Meßstetten: Eigenperiode $T_0 = 1.2$ sec, Dämpfungsverhältnis $\nu = 7$, Maximalvergrößerung $V_{\max} = \text{ca. } 6000$. Tübingen: $T_0 = 1.1$ sec, $\nu = 7$, $V_{\max} = \text{ca. } 5000$) ausgerüstet. Die Werte, wie sie in Abb. 19 gezeigt werden, können nur als Maximalwerte der wirklichen Phasengeschwindigkeit angesprochen werden, da sie Scheingeschwindigkeiten darstellen. Bei einem Vergleich mit den aus der Literatur bekannten Mikroseismik-Phasengeschwindigkeitswerten kommen die hier ermittelten Werte den Angaben von M. Gilmore und W. Hubert [22], B. Gutenberg und H. Benioff [23], B. Gutenberg [24], J. Ramirez

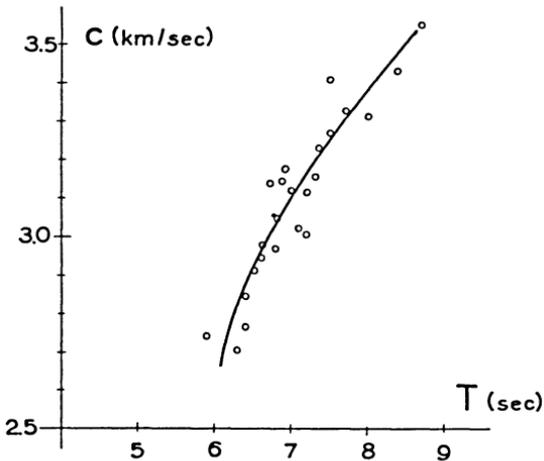


Abb. 19: Mikroseismik-Phasengeschwindigkeiten im Schwäbischen Stufenland

[25] und F. Trommsdorff [26] sehr nahe. Eine wirkliche Vergleichsmöglichkeit gibt es jedoch im allgemeinen nicht, da die meisten Verfasser nicht die den Phasengeschwindigkeitswerten entsprechenden Perioden angeben. Wesentlich höher liegen allerdings die Werte von W. Donn und M. Blaik [27] mit einer mittleren Phasengeschwindigkeit $c = 5.8$ km/sec bei einer Periode $T = 4 - 5$ sec und andererseits viel niedriger die Ergebnisse von R. Ikegami und F. Kishinouye [28], F. Kishinouye [29] und F. Kishinouye und I. Shida [30, 31] von etwa $c = 0.5 - 1.5$ km/sec bei einer Periode $T = 2.5 - 4.2$ sec. Es ist natürlich die Frage, ob hier nicht die gleichen Effekte zugrunde liegen wie bei den Phasengeschwindigkeiten von H. D. Krug [32].

3. Deutung der genannten Ergebnisse

a) Nach H. Jeffreys [33] kann angenommen werden, daß durch die Dispersion in geschichteten Medien das Spektrum einer Welle in der Weise verändert wird, daß in größerer Entfernung vom Herd im Spektrum nur noch die Frequenzen vorhanden sind, die den Extremwerten einer Gruppengeschwindigkeitsdispersionskurve entsprechen. Aus diesen Extremwerten resultieren die Airy-Phasen des Seismogramms.

Die bei der Mikroseismik auftretenden bevorzugten Periodenwerte sollen als Airy-Phasen gedeutet werden. Bei der Betrachtung einer Dispersionskurve für M_2 - und Q_2 -Wellen nach T. Nagamune [34] und J. Dorman [35] in Abb.

20 fällt auf, daß beide Wellenarten für die gleiche Periode (der Wert würde durchaus größenordnungsmäßig dem kürzerperiodischen Teil der Mikroseismik entsprechen) ein Gruppengeschwindigkeitsminimum zeigen, wie M_2 - und Q_2 -

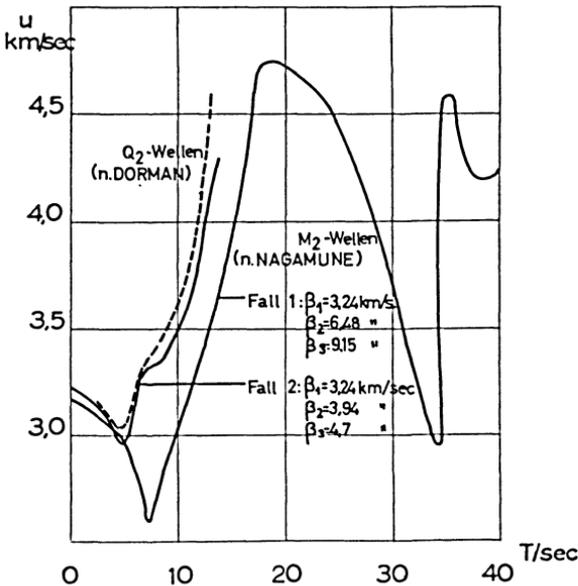


Abb. 20: Theoretische Dispersionskurve für M_2 - und Q_2 -Wellen

Wellen überhaupt die gleiche Dispersion aufweisen. Deshalb ist es wahrscheinlich, daß der Mischtyp, wie er bei den kürzeren Perioden der Mikroseismik auftritt, durch eine Überlagerung von Wellen höherer Ordnung des Rayleigh- und des Lovewellentyps zu erklären ist. Aus Darstellungen von K. Kanai [36] und St. Müller [37] sind die Werte für Perioden, Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten bei Airy-Phasen für bestimmte Schermodulverhältnisse der Wellentypen M_1 , M_2 und Q_1 zu entnehmen. Sie sind für bestimmte Annahmen (Schichtdicke $H = 32$ km; Schergeschwindigkeit in der Schicht $\beta_1 = 3.2$ km/sec und Schermodulverhältnis Halbraum/Schicht $\mu_2/\mu_1 = 1.5$) in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Wellenart	Gruppengeschwindigkeit (km/sec)	Phasengeschwindigkeit (km/sec)	Periode (sec)
M_1	2.7	3.0	16
M_2	3.0	3.3	6
Q_1	3.1	3.3	16

Dabei spricht die Periode für die M_1 -Welle von $T = 16$ sec gegen eine Deutung der kurzperiodischen Mikroseismik als M_1 -Wellen. Die zu der Airy-Phase der M_2 -Wellen gehörende Phasengeschwindigkeit liegt etwas höher als die für Süddeutschland ermittelten Werte. Für die genannte Zuordnung eines Mischtyps zu den kürzeren Perioden der Mikroseismik spricht auch die Ausbildung einer Kurve, die das Verhältnis der Größe der Horizontalamplitude zu der Vertikalamplitude in Abhängigkeit von der Periode darstellt. Bei den längeren Perioden ist nämlich der von der Theorie geforderte Wert von 1.4 etwa erfüllt, während sich für die kürzeren Perioden sehr starke Abweichungen ergeben. Diese Tatsache wird auch von A. Lee [38] und M. Blaik und W. Donn [39] bestätigt. Letztere Verfasser geben sogar den Bereich von $T = 4.2 - 7.2$ sec sehr genau an, innerhalb dessen das geforderte Amplitudenverhältnis für Rayleighwellen nicht erfüllt ist.

Ein Nachteil der Deutung der Mikroseismik in gewissem Umfange als Wellen höherer Ordnung besteht allerdings im Augenblick noch darin, daß die für Süddeutschland bestimmten Mikroseismik-Phasengeschwindigkeiten etwas zu niedrig liegen. Das läßt sich aber wahrscheinlich durch den Einfluß der Sedimentauflage deuten, da die Geschwindigkeiten der Oberflächenwellen des Love- und Rayleightyps mit Perioden $T < 12$ sec sehr stark durch die stratigraphischen und tektonischen Verhältnisse an der Erdoberfläche beeinflusst werden, wie J. Oliver und M. Ewing [40] zeigen konnten.

Außerdem beruhen die zum Vergleich herangezogenen theoretischen Dispersionskurven für Wellen höherer Ordnung auf Voraussetzungen in bezug auf Schichtmächtigkeiten, Geschwindigkeits-, Dichte- und Schermodulverhältnisse, die den geologischen Gegebenheiten in Mitteleuropa nicht gerecht werden. Es ist deshalb geplant, für entsprechende Modelle die Dispersionskurven von Oberflächenwellen höherer Ordnung zu berechnen, um eine endgültige Entscheidung in dieser Frage fällen zu können.

b) Einer Erklärung bedürfen auch die im Kurvenverlauf der Amplituden-Perioden-Diagramme auftretenden, der Amplitudenachse parallelen Stufen. Dabei muß angenommen werden, daß die Anregungsfunktion für die Mikroseismik ein kontinuierliches Spektrum aufweist. Die Mikroseismik-Wellen stehen dabei zu den ozeanischen Wellen frequenzmäßig in einem bestimmten Verhältnis. Es wird ferner für die ozeanischen Wellen wie für die Erdbebenwellen vorausgesetzt, daß mit zunehmender Energie auch längere Perioden im Spektrum auftreten. Dies kann für die Meereswellen beispielsweise aus dem von A. Schumacher [40] zusammengestellten empirischen Material ersehen werden. Für Erdbebenwellen wurde die gleiche Erscheinung von H. Berckhemer [42] nachgewiesen. Die an der Station registrierten Wellenzüge sind jedoch keine einfache Widerspiege-

lung der Anregungsfunktion, sondern das aus Anregungs- und Übertragungsfunktion gebildete Produkt (Abb. 21). Bei der Übertragungsfunktion wird zur Erklärung des bei der Mikroseismik zu beobachtenden Filtereffekts ein System von

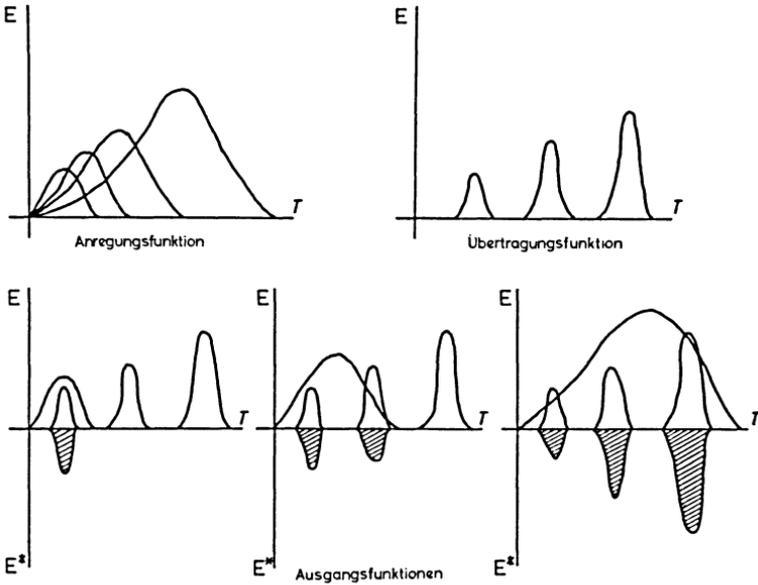


Abb. 21: Schematische Darstellung des Anregungs- und Übertragungssystems bei der Mikroseismik

Kanälen angenommen. Aus dem Bilde der Produktfunktion ist ersichtlich, daß nur dann etwas an der Station registriert werden kann, wenn ein Kanal beliefert wird. Wenn nun die Energieanlieferung durch die Anregungsfunktion auch ansteigt, so wird bis zu einem gewissen Grade nur durch den ersten Kanal Energie geschickt, wenn auch bereits längere Perioden in der Anregungsfunktion vorhanden sind. Wenn wir die Amplituden als Maß für die Energie betrachten, lassen sich auf diese Weise die Stufen im Kurvenverlauf des Amplituden-Perioden-Diagramms erklären.

c) Zu den Amplituden-Perioden-Diagrammen für verschiedene Anregungsgebiete (Abb. 18).

Es wird vorausgesetzt, daß in der Erdkruste als Fortpflanzungsmedium die kurzen Perioden stärker gedämpft werden als die langen. Die Anregungsfunktion wird zunächst für alle Gebiete der Mikroseismik-Entstehung als gleich angenommen. Zieht man nun einen Vergleich zwischen den größeren und den kleineren Entfernungen, so muß man, um am Ausgang gleiche Amplituden zu erhalten, bei größerer Entfernung schon eine energetisch höher liegende Funktion anneh-

men. Da aber mit der höheren Energiefunktion auch größere Perioden verbunden sind, steigt das Amplituden-Perioden-Diagramm für weiter entfernt liegende Anregungsgebiete stärker an.

Etwas anders gelagert ist der Fall beim Kanalgebiet. Hier sind der Anregungsfunktion in Richtung auf lange Perioden im Vergleich zu den übrigen Küstengebieten Europas von vornherein Grenzen gesetzt. Derartige Faktoren sind beim Kanal die geringe Wassertiefe und die geringe mögliche Windwirklänge (fetch). Letzterer Faktor hat neben der Bodenlabilität nach R. Bungers [43] und W. Donn [44] einen sehr starken Einfluß auf die Entstehung der Oberflächenwellen des Meeres. Diese Tatsachen sind auch in guter Übereinstimmung mit empirisch ermittelten Meereswellen-Kennzahlen, insbesondere mit den Werten für die Periode der Meereswellen [45].

4. Die verschiedenen Entstehungshypothesen für die Mikroseismik

a) Die Tiefdruckkernhypothese, wie sie vor allem von E. Gherzi [46, 47] vertreten wird, konnte wohl weitgehend von J. Ramirez [48], B. Gutenberg [49] und M. Ewing und F. Press [50] widerlegt werden.

b) Die von S.K. Banerji [51] entwickelte, später von J.G. Scholte [52] unter Berücksichtigung der Kompressibilität des Wassers erweiterte Theorie, welche eine direkte Übertragung der Gravitationswellenenergie auf den Meeresboden vorsieht, berücksichtigt nicht die rasche Abnahme der Wellenenergie mit der Wassertiefe.

c) Die heute meist diskutierten Ansichten über den Entstehungsmechanismus der Mikroseismik sind auf der einen Seite die Brandungshypothese, von E. Wiechert [53] begründet, vor allem von B. Gutenberg [54, 55, 56, 57] weiter entwickelt, und auf der anderen Seite die von P. Bernard [58], M. Mische [59], M.S. Longuet-Higgins [60, 61] und G.E.R. Deacon [62] aufgestellte Hypothese, die Druckvariationen zweiter Ordnung in einem System stehender Wellen als Ursache der Mikroseismik ansieht.

Für die Ansichten von M.S. Longuet-Higgins u.a. sprechen alle britischen Arbeiten, soweit sie sich mit Mikroseismik beschäftigen, sowie einige amerikanische und japanische Darlegungen, die ein von der Theorie gefordertes 2:1-Verhältnis der Meereswellenperiode zur Mikroseismikperiode einwandfrei festgestellt haben. Von vielen Autoren wird aber auch ein 1:1-Verhältnis gefunden. So in neueren Arbeiten von J. Oliver und M. Ewing [63] und P.

Pomeroy [64]. Die genannten Autoren registrierten Mikroseismik und Meereswellen gleichzeitig. Das Mikroseismik-Spektrum umfaßte dabei Perioden von $T = 4 - 22$ sec. Meereswellen mit Perioden $T > 22$ sec konnten bisher an dieser Stelle der amerikanischen Ostküste nicht festgestellt werden. Da M. Båth [65] sogar Verhältniszahlen zwischen 0.5 und 1.0 für Skandinavien angibt, zeigt eine Gesamtbetrachtung der Literatur, daß die Verhältniszahlen zwischen 0.5 und 2.0 schwanken. Außerdem läßt sich das von verschiedenen Autoren festgestellte Auftreten von Q -Wellen [66, 67, 68, 69] schwer mit den Ansichten von M.S. Longuet-Higgins u.a. vereinbaren.

Um in diesem Punkt mehr Klarheit zu erhalten, ist geplant, in Zusammenarbeit mit der Station Bergen zwei Meereswellen-Meßstationen mit amerikanischen Instrumenten vom Typ "Mark IX", wie sie an der Universität von Kalifornien in Berkeley entwickelt worden sind, aufzustellen. Die Stationen sollen bei Marstøen und Kristiansund (Abb. 22) installiert werden, um so direkte Vergleichsmöglichkeiten zwischen Meereswellenregistrierungen an der norwegischen Küste und Mikroseismik-Registrierungen in Stuttgart zu erhalten.

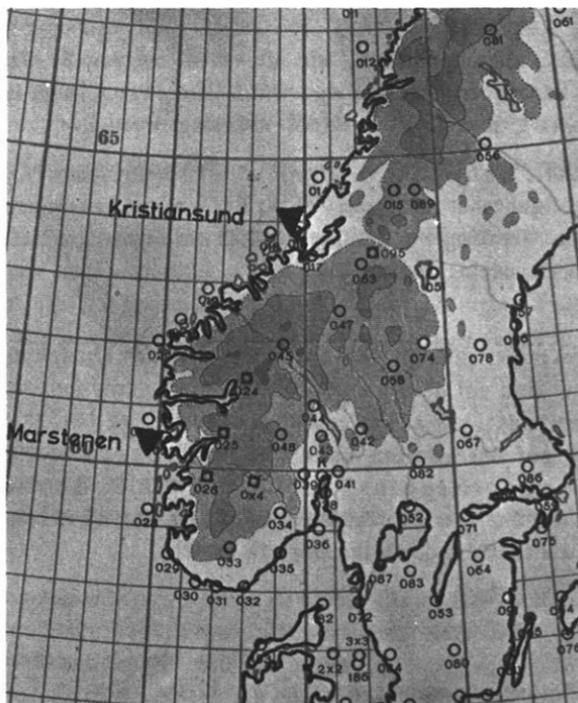


Abb. 22: Geplante Aufstellungsorte für Wellenschreiber an der norwegischen Küste

d) Eine Anwendung der von F. Press und M. Ewing [70] dargestellten und von H. Menzel [71] erweiterten Theorie der Wellen in einem Modell Halbraum mit darüberlagernder Flüssigkeitsschicht auf die in Stuttgart registrierte Mikroseismik ist nicht möglich. Um zu dem in Stuttgart aufgenommenen Periodenspektrum zu kommen, müßte eine Wassertiefe von etwa 5 km vorausgesetzt werden, was den in Nord- und Westeuropa gegebenen ozeanographischen Verhältnissen wohl in nicht geringem Maße widerspricht, wenn man beispielsweise die von G. Schott [72] veröffentlichte Tiefenkarte des Atlantik betrachtet.

Zum Schluß möchte ich meinen herzlichen Dank den Herren Prof. Dr. W. Hiller, Dr. H. Berckhemer und Dipl. Phys. St. Müller M.S. für die mir gegebenen wertvollen Anregungen, Hinweise und Ratschläge sagen.

Literatur

- [1] Schneider, G.: Zusammenhänge zwischen mikroseismischer Bodenunruhe in Stuttgart und Aufbau der Erdkruste in Mitteleuropa. Dissertation, TH Stuttgart (1958), 65 pp.
- [2] Becker, F.: Seegang und Mikroseismik. Dtsche Hydrogr. Z. 2 (1949), 67-78.
- [3] Schulze, G. A.: Natürliche Bodenunruhe. Naturforschung und Medizin in Deutschland 1939-1946, 18, Geophysik II, 16-22.
- [4] Schneider, G.: Eine Untersuchung der Mikroseismik in Stuttgart während des Winters 1956/57 unter besonderer Anwendung von Periodenhäufigkeitsspektren. Diplomarbeit, TH Stuttgart 1957, 339 pp.
- [5] Bossolasco, M.: Seegang, Meteorologische Faktoren und Mikroseismik. Ann. d. Meteor. 5 (1952), 298-302.
- [6] Castrillon, M. A.: Microsismes observats a Barcelona durant els anys 1915 a 1916. d'Estudis Catalans, Memoires 1, Fasc. 1 (1927), 1-47.
- [7] Darbyshire, J.: Identification of microseismic activity. Proc. Roy. Astr. Soc. A 202 (1950), 439-448.
- [8] Darbyshire, J.: Structure of microseismic waves; estimation of direction of approach by comparison of vertical and horizontal components. Proc. Roy. Astr. Soc. A 223 (1954), 96-111.
- [9] Geussenhainer, O.: Ein Beitrag zum Studium der Bodenunruhe mit Perioden von 4-10 Sekunden. Dissertation, Göttingen (1921).
- [10] Hardtwig, E.: Großsprengung und Mikroseismik. Ann. di Geof. 9 (1956), 273-284.

- [11] Hardtwig, E.: Über die Entstehung der Mikroseismik. Z. f. Geophysik 23 (1957), 83-112.
- [12] Hecker, O.: Ergebnisse der Beobachtungen der mikroseismischen Bewegungen an den europäischen Stationen an vier Tagen des Winters 1911/12. Gerland 13 (1914), 13-32 (Kleine Mitteilungen).
- [13] Hecker, O.: Ergebnisse der Beobachtungen der mikroseismischen Bewegungen an den europäischen Stationen an vier Tagen des Winters 1912/13. Gerland 14 (1915-18), 1-13 (Kleine Mitteilungen).
- [14] Mendel, H.: Die seismische Bodenunruhe in Hamburg und ihr Zusammenhang mit der Brandung. Dissertation, Hamburg (1929), 47 pp.
- [15] Westerhausen, H.: Über die Ortung mikroseismischer Unruheherde. Ann. di Geof. 7 (1954), 71-124.
- [16] Westerhausen, H.: Untersuchungen über die Bodenunruhe mit Perioden 4-8 sec. Archiv f. Meteor., Geoph. u. Bioklimat. 8 (1955), 465-498.
- [17] Kohlbach, W.: Untersuchungen über die mikroseismische Bodenunruhe in Groß-Raum. Schriften Phys. Ökonom. Ges. Königsberg 67 (1931), 20-64.
- [18] Båth, M.: Microseismic period spectra and related problems in the Scandinavian area. Arden House Symp. (1952), 56-64.
- [19] Strobach, K.: Stereoskopische Vektorregistrierung der mikroseismischen Bodenunruhe. Chronique de l'U.G.G.I. 22 (1959), 225.
- [20] Nesse, T.: An investigation of microseisms in Bergen. Universitetet i Bergen, Årbok 1957, Naturvitenskapelig rekke Nr. 11, 39 pp.
- [21] Hardtwig, E.: Die Mikroseismik und ihre Anwendung zum Abschätzen der Dicke der Kontinentalschollen. Geof. pura e appl. 14 (1949), 203-224.
- [22] Gilmore, M. und Hubert, W.: Microseisms and Pacific typhoons. Bull. Seism. Soc. Am. 38 (1948), 195-228.
- [23] Gutenberg, B. und Benioff, H.: An investigation of microseisms. Final report Contr. No. AF 19 (122) 436 (1956), 39 pp.
- [24] Gutenberg, B.: Untersuchungen zur Bodenunruhe in Südkalifornien. Z. f. Geophysik 21 (1955), 177-189.
- [25] Ramirez, J.: An experimental investigation of the nature and origin of microseisms at St. Louis, Mo. Bull. Seism. Soc. Am 30 (1940), 35-84, 139-178.
- [26] Trommsdorff, F.: Untersuchungen über die natürliche Bodenunruhe (Mikroseismik) mit transportablen Dreikomponentenstationen. Z. f. Geophysik 10 (1939), 304-320.
- [27] Donn, W. und Blaik, M.: A study and evaluation of the tripartite method of locating hurricanes. Bull. Seism. Soc. Am. 43 (1953), 311-329.

- [28] Ikegami, R. und Kishinouye, F.: A study on the propagation of microseismic waves (Pt. 3). Bull. Earthqu. Res. Inst. 29 (1951), 305-311.
- [29] Kishinouye, F.: Studies of microseisms by observations. Bull. Earthqu. Res. Inst. 35 (1957), 533-542.
- [30] Kishinouye, F. und Shida, I.: Tripartite observations of microseisms in Yamagata City. Bull. Earthqu. Res. Inst. 37 (1959), 177-181.
- [31] Kishinouye, F. und Shida, I.: Tripartite observations of microseisms in Sakata. Bull. Earthqu. Res. Inst. 34 (1956), 183-188.
- [32] Krug, H. D.: Ausbreitung der natürlichen Bodenunruhe nach Aufzeichnungen mit transportablen Horizontalseismographen. Z. f. Geophysik 13 (1937), 328-348.
- [33] Jeffreys, H.: On the surface waves of earthquakes. Month. Not. Geophys. Suppl. I (1925), 282-292.
- [34] Nagamune, T.: M_2 -waves in a medium with double surface layers. Geophys. Mag. 27 (1956), 345-352.
- [35] Dorman, J.: Numerical solutions for Love wave dispersion on a half space with double surface layer. Geophysics 24 (1959), 12-29.
- [36] Kanai, K.: On the group velocity of dispersive surface waves. Bull. Earthqu. Res. Inst. 29 (1951), 49-60.
- [37] Müller, St.: Die Ausbreitung elastischer Stoßimpulse in oberflächennahen Schichten des Erdbodens. Diplomarbeit, TH Stuttgart (1937), 166 pp.
- [38] Lee, A.: The three components of microseismic disturbances at Kew-Observatory. Meteor. Off. Geophys. Mem. 66 (1935).
- [39] Blaik, M. und Donn, W.: Microseism ground motion at Palisades and Weston. Bull. Seism. Soc. Am. 44 (1954), 597-612.
- [40] Oliver, J. und Ewing, M.: The effect of surficial sedimentary layers on continental surface waves. Bull. Seism. Soc. Am. 48 (1958), 339-354.
- [41] Schumacher, A.: Stereophotogrammetrische Wellenaufnahmen mit schneller Bildfolge. In Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen Bd. III, S. 501.
- [42] Berckhemer, H.: Einfluß der Herdausdehnung auf das seismische Wellenspektrum. Cronique de l'U.G.G.I. 22 (1959), 229-230.
- [43] Bungers, R.: Über die Entstehung und Ausbreitung der Bodenunruhewellen. Vorläufiger Bericht, unveröffentl. (1943).
- [44] Donn, W.: A case study bearing on the origin and propagation of 2- to 6-second microseisms. Trans. Am. Geophys. Union 38 (1957), 354-359.
- [45] Bruns, E.: Handbuch der Wellen der Meere und Ozeane. Berlin (1955).
- [46] Gherzi, E.: Microseisms associated with storms. Gerland 25 (1930), 145-147.
- [47] Gherzi, E.: Cyclones and microseisms. Gerland 36 (1932), 20-32.

- [48] Ramirez, J.: Air oscillations and ground oscillations. *Earthqu. Not.* 10 (1938), 18.
- [49] Gutenberg, B.: Microseisms, microbaroms, storms and waves in Western North America. *Trans. Am. Geophys. Union* 34 (1953), 161-173.
- [50] Ewing, M. und Press, F.: Further study of atmospheric fluctuations recorded on seismographs. *Trans. Am. Geophys. Union* 34 (1953), 95-100.
- [51] Banerji, S.K.: Theory of microseisms. *Proc. Ind. Acad. Sci.* 1 (1935), 727-753.
- [52] Scholte, J.G.: Over het verband tussen zeegolven en microseismen: I en II. *Ned. Akad. Wetenschap., Verslag Gewone Vergader Afdeel. Natuurk.* 52 (1943), 669-683.
- [53] Wiechert, E.: *Verhandl. der II. Internat. Seismolog. Konferenz. Gerland, Ergänzungsband* 2 (1904), 41-43.
- [54] Gutenberg, B.: Untersuchungen über die Bodenunruhe mit Perioden 4^s bis 10^s in Europa. *Veröffentl. Zentr. Int. Seism. Assn. Strasbourg* (1921), 1-106.
- [55] Gutenberg, B.: Microseisms in North America. *Bull. Seism. Soc. Am.* 21 (1931), 1-24.
- [56] Gutenberg, B.: On microseisms. *Bull. Seism. Soc. Am.* 26 (1936), 111-117.
- [57] Gutenberg, B.: Observations and theory of microseisms. *Comp. of Meteor.* (1951), 1303-1311.
- [58] Bernard, P.: Sur certaines propriétés de la houle étudiées à l'aide des enregistrements séismographiques. *Bull. Inst. Océan. Monaco* 38 (1941), 1-19.
- [59] Mîche, M.: Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur constante ou décroissante. *Ann. ponts et chauss.* 114 (1944), 25-87, 131-164, 270-292, 396-406.
- [60] Longuet-Higgins, M.S.: A theory of the origin of microseisms. *Phil. trans. Roy. Soc. A.* 243 (1950), 1-35.
- [61] Longuet-Higgins, M.S.: Can sea waves cause microseisms? *Arden House Symp.* (1952), 74-86.
- [62] Deacon, G.E.R.: Relations between sea-waves and microseisms. *Nature* 160 (1947), 419-421.
- [63] Oliver, J. und Ewing, M.: Microseisms in the 11- to 18-second period range. *Bull. Seism. Soc. Am.* 47 (1957), 111-127.
- [64] Pomeroy, P.: Background and storm microseisms in the period range 11-22 seconds. *Am. Geophys. Union, 40th annual meeting, Mai 1959.*
- [65] Båth, M.: Comparison of microseisms in Greenland, Iceland and Scandinavia. *Tellus* 5 (1953), 109-134.
- [66] Leet, D.: Microseisms in New England. *Geophysics* 12 (1947), 639-650.

- [67] Wadati, K. und Masuda, K.: On pulsatoric oscillations of the ground. *Geophys. Mag.* 9 (1935), 185-196.
- [68] Geddes, A.E.M.: A survey of the microseisms recorded at Aberdeen in 1955, together with a review of the meteorological conditions under which they may have arisen. *Bull. Seism. Soc. Am.* 48 (1958), 65-76.
- [69] Iyer, H.M. und Darbyshire, J.: The study of microseisms for storm forecasting. *The new scientist* 3 (1958), 16-18.
- [70] Press, F. und Ewing, M.: A theory of microseisms with geologic applications. *Trans. Am. Geophys. Union* 29 (1948), 163-174.
- [71] Menzel, H.: Zur Theorie der seismischen Bodenunruhe. *Dtsche Hydrogr. Z.* 2 (1949), 169-177.
- [72] Schott, G.: *Geographie des Atlantischen Ozeans.* Hamburg (1942).

Die Mitschwingzeiten der Nordsee, errechnet mit einem Differenzenverfahren ¹⁾

Von G. Fischer, Hamburg ²⁾

Zusammenfassung: Ein Verfahren zur numerischen Integration der hydrodynamischen Gleichungen wird kurz beschrieben. Um das Verfahren zu prüfen, werden die Mitschwingzeiten der Nordsee berechnet, wobei die vom Atlantik eintretende Gezeitenwelle als eine Randbedingung vorgegeben wird. Der Vergleich mit den aus Beobachtungen abgeleiteten Verhältnissen ergibt eine zufriedenstellende Übereinstimmung.

Abstract: A short description of a finite difference method to integrate the hydrodynamical equations is presented. In order to test this method the lunar tides of the North Sea are computed by prescribing as one boundary condition the tidal wave entering from the Atlantic. The comparison with observed values gives a reasonable agreement.

Einleitung

Viele in der dynamischen Ozeanographie auftretende Probleme sind deshalb noch nicht gelöst worden, weil sich entweder die mathematischen Schwierigkeiten nicht überwinden ließen oder der Arbeitsaufwand zu groß wurde. Viele Probleme ließen sich zumindest angenähert lösen, wenn man numerische Verfahren zur Integration der hydrodynamischen Gleichungen unter Zuhilfenahme elektronischer Rechenautomaten heranzöge.

¹⁾ Vortrag gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Bad Soden im Oktober 1959.

²⁾ Dr. Günther Fischer, Geophysikalisches Institut der Universität Hamburg.

Über einige Ergebnisse, die mit einem derartigen Differenzenverfahren gewonnen wurden, soll an dieser Stelle berichtet werden. Die Rechnungen³⁾, die in den Jahren 1957/58 am Internationalen Meteorologischen Institut in Stockholm durchgeführt wurden, hatten zum Ziel, die durch Wind und Gezeiteneinflüsse hervorgerufenen Änderungen des Wasserspiegels und der Strömungen nachzubilden und zu erforschen, inwieweit die Ergebnisse zur praktischen Anwendung benutzt werden können. Eine ähnliche Methode war bereits vorher von Hansen [1] angewandt worden, um nachträglich die durch den Hollandorkan im Januar 1953 hervorgerufenen Wasserstände der Nordsee nachzurechnen. Der größte Teil der Ergebnisse sowie eine genaue mathematische Analyse der benutzten Differenzgleichungen sind bereits veröffentlicht [2]. Deshalb soll hier auf das Verfahren nur kurz eingegangen werden und die noch nicht publizierten Ergebnisse einer Rechnung aufgrund eines nichtlinearen Systems gebracht werden. Die Rechnungen beziehen sich auf die M_2 Tide der Nordsee, da hier glücklicherweise ein gutes Beobachtungsmaterial zur Verfügung steht, mit dem die Ergebnisse der Rechnung verglichen werden können.

Das Verfahren

Das System der Gleichungen besteht aus den beiden über die Tiefe integrierten Bewegungsgleichungen und der ebenfalls über die Tiefe integrierten Kontinuitätsgleichung. Die Dichte wird als konstant angenommen, der Druck sei hydrostatisch. Die Gleichungen lauten:

$$\begin{aligned}
 & \text{a) } \frac{\partial U}{\partial t} = -gh \frac{\partial \zeta}{\partial x} + fV - U \frac{\partial}{\partial x} U/h - V \frac{\partial}{\partial y} U/h - \nu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{-h} \\
 (1) \quad & \text{b) } \frac{\partial V}{\partial t} = -gh \frac{\partial \zeta}{\partial y} - fU - U \frac{\partial}{\partial x} V/h - V \frac{\partial}{\partial y} V/h - \nu \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_{-h} \\
 & \text{c) } \frac{\partial \zeta}{\partial t} = - \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right)
 \end{aligned}$$

Dabei bedeuten U, V die Komponenten des Wassertransportes in der x - bzw. y -Richtung, die sich aus den Geschwindigkeitskomponenten u, v vermittels

$$U = \int_{-h}^{\zeta} u \, dz, \quad V = \int_{-h}^{\zeta} v \, dz \quad \text{ergeben; } z = -h(x, y) \text{ ist der Boden, } z = 0 \text{ die un-}$$

³⁾ Diese Untersuchungen wurden durch das Office of Naval Research, Washington, unter Kontrakt Nr. 1143(00)-1 finanziell gefördert.

gestörte Wasseroberfläche, $z = \zeta(x, y)$ die Abweichung von der ungestörten Wasseroberfläche. $\nu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{-h}$, $\nu \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_{-h}$ (ν Koeffizient des Vertikalaustausches) sind die Komponenten der Bodenreibung; sie wurden mit dem Wassertransport folgendermaßen in Beziehung gesetzt:

$$\nu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{-h} = r U, \quad \nu \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_{-h} = r V; \quad r = \frac{2,6 \cdot 10^{-3}}{h^2} \sqrt{U^2 + V^2};$$

g ist die Erdbeschleunigung, f der Coriolisparameter, welcher für die Rechnung als konstant angenommen wurde.

In den advektiven Termen wurden bei der Integration über die Tiefe die horizontalen Komponenten der Geschwindigkeit als unabhängig von der Tiefe vorausgesetzt, und die Vertikalkomponente vernachlässigt. Wegen $\zeta \ll h$ wurde ferner h statt $(h + \zeta)$ gesetzt. Die gemachten Annahmen und Vernachlässigungen betreffen sämtlich Größen, deren Einfluß auf das Ergebnis als gering betrachtet werden kann. Auch die advektiven Glieder bewirken in den hier durchgeführten Rechnungen, wie praktisch erprobt wurde, nur eine kleine Änderung der Ergebnisse.

Die Randbedingungen, die speziell bei den Mitschwingzeiten zu stellen sind, lauten, da kein Wasser durch die Küsten fließen darf, daß die Normalkomponente der Geschwindigkeit bzw. des Wassertransportes an den Küsten verschwindet. Hingegen sind die Gezeitenwelle oder nach Belieben die Komponenten des Gezeitenstromes als Funktion der Zeit an den offenen Rändern vorzuschreiben.

Das vorliegende Differentialgleichungssystem soll nun durch ein explizites Differenzgleichungssystem angenähert werden, welches schrittweise in der Zeit zu lösen ist. Hierzu gibt es viele Möglichkeiten, die jedoch durch die Forderung eingeschränkt werden, daß das Verfahren numerisch stabil sein soll. Darunter ist zu verstehen, daß die Werte der Differenzgleichungen bei sukzessiver Verkleinerung der Maschenweiten gegen die Lösung der Differentialgleichungen konvergieren soll, und, daß bei konstant gehaltener Maschenweite dem System im Anfangszustand aufgeprägte Fehler im Laufe der Rechnung durch ungünstige Fortpflanzung nicht anwachsen sollen. Die Stabilitätsfragen wurden mit den von der Mathematik gegebenen Hilfsmitteln eingehend untersucht. Ein brauchbares Differenzschema ist danach folgendes:

$$(2) \quad a) \quad U^{(n+1)} = U^{(n)} - \frac{gh \Delta t}{2 \Delta s} \Delta_x \zeta^{(n)} + f V^{(n)} - \frac{U^{(n)} \Delta t}{2 \Delta s} \Delta_x U^{(n)}/h - \\ - \frac{V^{(n)} \Delta t}{2 \Delta s} \Delta_y U^{(n)}/h - r U^{(n)}$$

$$(2) \quad \begin{aligned} b) \quad V^{(n+1)} = & V^{(n)} - \frac{g h \Delta t}{2 \Delta s} \Delta_y \zeta^{(n)} - f U^{(n)} - \frac{U^{(n)} \Delta t}{2 \Delta s} \Delta_x V^{(n)} / h - \\ & - \frac{V^{(n)} \Delta t}{2 \Delta s} \Delta_y V^{(n)} / h - r V^{(n)} \end{aligned}$$

$$c) \quad \zeta^{(n+1)} = \zeta^{(n)} - \frac{\Delta t}{2 \Delta s} \left(\Delta_x U^{(n+1)} + \Delta_y V^{(n+1)} \right)$$

Dabei bedeutet z.B. $\frac{\Delta_x U^{(n)}}{2 \Delta s} \equiv \frac{U(t, x + \Delta x, y) - U(t, x - \Delta x, y)}{2 \Delta x}$ den Differenzenquotienten in Bezug auf x im Gitterpunkt: $x = x_0 + j \Delta x$, $y = y_0 + k \Delta y$, ($\Delta x = \Delta y = \Delta s$) zur Zeit: $t = t_0 + n \Delta t$; $j, k, n = 0 \pm 1, \pm 2, \dots$

Die Berechnung erfolgt im einzelnen so, daß von einem zur Zeit $t = t_0$ bekannten Anfangsfeld: $U^{(0)} \equiv U(t_0, x, y)$, $V^{(0)} \equiv V(t_0, x, y)$, $\zeta^{(0)} \equiv \zeta(t_0, x, y)$ ausgehend die "neuen" Werte des Wassertransportes: $U^{(1)} \equiv U(t_0 + \Delta t, x, y)$, $V^{(1)} \equiv V(t_0 + \Delta t, x, y)$ aus den beiden ersten Gleichungen (2a) und (2b) bestimmt werden und dann in die dritte Gleichung (2c) zur Berechnung der "neuen" Wasserstandswerte: $\zeta^{(1)} \equiv \zeta(t_0 + \Delta t, x, y)$ eingesetzt werden. Die U , V und ζ werden also alle an ein und demselben Punkt berechnet, nicht wie bei einem von Hansen [1] vorgeschlagenen Verfahren, in dem diese Größen an verschiedenen Gitterpunkten berechnet werden.

Die Stabilität ist, zumindest wenn man die nichtlinearen Glieder fortläßt und die Koeffizienten h und r als konstant betrachtet, praktisch gewährleistet, wenn

1. die Courant-Friedrichs-Lewy Bedingung: $\sqrt{gh} \frac{\Delta t}{\Delta s} < \sqrt{2}$ erfüllt ist,

und 2. der Zeitschritt Δt so gewählt wird, daß $\Delta t < \frac{r}{f^2}$ bleibt. Da die Koeffizienten jedoch nicht konstant sind und ebenfalls nichtlineare Glieder auftreten,

wurde vorsichtshalber ein Ausgleichsverfahren eingeführt, um die Stabilität zu vergrößern. Ist das gesamte Feld für die Zeit $t_0 + \Delta t$ nach dem vorher beschriebenen Schema berechnet worden, wird es nicht direkt zur Bestimmung des Feldes für die Zeit $t_0 + 2 \Delta t$ verwendet, sondern vorher geglättet. Die Werte in allen inneren Punkten werden dabei mit den Werten der benachbarten Punkte so kombiniert, daß z.B.

$$\begin{aligned} U^{(1)}(x, y) \rightarrow \bar{U}^{(1)}(x, y) = & \alpha U^{(1)}(x, y) + \\ & + \frac{1-\alpha}{4} \{ U^{(1)}(x + \Delta x, y) + U^{(1)}(x - \Delta x, y) + U^{(1)}(x, y + \Delta y) + U^{(1)}(x, y - \Delta y) \} \end{aligned}$$

mit $0 \leq \alpha \leq 1$ wird.

Die Größen $U^{(n)}$, $V^{(n)}$, $\zeta^{(n)}$ auf den rechten Seiten der Gleichung (2) müßten also präziserweise durch die Größen $\bar{U}^{(n)}$, $\bar{V}^{(n)}$, $\bar{\zeta}^{(n)}$ ersetzt werden. Durch dieses Mittelungsverfahren bleibt die Differenzengleichung eine Annäherung an die Differentialgleichung, da für $\Delta s \rightarrow 0$: $\bar{U} \rightarrow U$ und ebenso $\frac{\Delta_x \bar{U}}{2 \Delta s} \rightarrow \frac{\partial U}{\partial x}$ geht.

Die Ausgleichung besitzt den Vorteil, daß sie selektiv dämpfend wirkt. Bei geeigneter Wahl von α werden besonders die Störungen mit der Wellenlänge in der Größenordnung $2 \Delta s$ unterdrückt, welche – ohne einen physikalischen Hintergrund zu besitzen – die bei Differenzenverfahren unbeliebten Aufrauhungen der Felder bewirken (Instabilität). Die größeren Wellenlängen werden dahingegen relativ wenig gedämpft; immerhin wirkt das Ausgleichsverfahren auch bei ihnen noch in geringem Maße und macht sich als zusätzliche Reibung bemerkbar. Die Randwerte wurden nur längs des Randes ausgeglichen, um neue Randbedingungen zu vermeiden. Das hier skizzierte Ausgleichsverfahren besitzt eine große Ähnlichkeit mit dem physikalisch definierten Horizontalaustausch, und es wäre vielleicht zweckmäßiger, letzteren anstelle der Ausgleichung in die Rechnung einzuführen.

Nun noch ein Wort zu den Randbedingungen. An einem der y -Achse parallelen festen Rand muß nach dem früher gesagten U verschwinden, und V und ζ errechneten sich gemäß (1a) und (1b) aus einer Differentialgleichung. Da die Einführung der exakten Randbedingungen in das Differenzenverfahren auf große Schwierigkeiten stößt, wurde hier so vorgegangen, daß das "neue" $V^{(n+1)}$ allein aus der Gleichung (2b) (mit $U = 0$) und das "neue" $\zeta^{(n+1)}$ allein aus der Gleichung (2c) bestimmt wurde. Formal ist das ohne weiteres möglich, da alle auf den rechten Seiten stehenden Größen bekannt sind; wo sich keine zentrierten Differenzen anwenden ließen, wurden unzentrierte benutzt. Diese Verfahrensweise scheint zwar nicht besonders gut zu sein, da die mit $U = \frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial U}{\partial y} = 0$ aus der Gleichung (1a) folgende geostrophische Bedingung: $-g h \frac{\partial \zeta}{\partial x} + f V = 0$ unberücksichtigt bleibt; jedoch zeigten die Ergebnisse keinen ersichtlichen Einfluß dieser "falsch" eingeführten Randbedingung. An den Eckpunkten (Buchten) wurde nach demselben Grundsatz $U = V = 0$ gesetzt und $\zeta^{(n+1)}$ nach (2c) errechnet.

Die Stabilität des Verfahrens sagt leider nichts darüber aus, wie gut die Werte des Differenzengleichungssystems die Lösung des Differentialgleichungssystems annähern. Hier spielen die Fragen nach der Größe des Abrundungsfehlers (durch Rechnen mit einer endlichen Anzahl von Stellen) und des Verfahrensfehlers (durch Annäherung des Differentialquotienten durch einen Differenzenquotienten) eine große Rolle, die jedoch theoretisch für ein derartig komplexes System

schwer zu erfassen sind. Die Möglichkeit, empirisch durch Vergleich der numerischen mit der analytischen Lösung eine Aussage über die Fehler zu gewinnen, entfällt für das vorliegende Problem wegen der mathematischen Schwierigkeiten. Ein derartiger Vergleich wurde jedoch in einer vereinfachten Aufgabenstellung angewandt und zeigte eine sehr gute Übereinstimmung beider Lösungen. Die Lösung der Differenzgleichung hängt im Gegensatz zu der der Differentialgleichung noch von den Parametern Δs , Δt und α ab. Auch wenn bekannt ist, daß das Verfahren für $\Delta t \rightarrow 0$ und $\Delta s \rightarrow 0$ unter den genannten Bedingungen konvergiert, so weiß man noch nicht, wie klein diese Parameter zu wählen sind, um eine vorgegebene Genauigkeit zu erreichen. Einzelne empirische Untersuchungen über den Einfluß dieser Parameter wurden durchgeführt (siehe dazu [1]). Auf jeden Fall ist einleuchtend, daß die Anzahl der Gitterpunkte so groß sein muß, daß die Küsten und Tiefen einigermaßen gut erfaßt werden. Letzten Endes bestimmt die Speicherkapazität des Rechenautomaten, wie umfangreich die Rechnung angelegt werden kann. In der Annahme, daß die Natur genau genug durch das System der Differentialgleichungen repräsentiert wird, kann man jedoch die aus Beobachtungen gefundene Lösung mit der Lösung des Verfahrens vergleichen, wie es im folgenden mit den Mitschwingzeiten – der M_2 Tide – der Nordsee geschehen soll.

Ergebnisse

Das für die später zu zeigenden Ergebnisse verwendete Gitternetz ist in der Abb. 1 zu sehen. Die Küsten sind durch Linienzüge angenähert worden. Die Berechnung erfolgte in den eingezeichneten Gitterpunkten, die einen Abstand von 37 km besitzen. Die jedem Punkt zuzuordnende Tiefe wurde aus der mittleren Tiefenverteilung der Umgebung im Radius des halben Gitterabstandes bestimmt, soweit dieses Gebiet nicht von der Küste eingenommen wurde. Wo die Punkte auf Land fielen, wurde die Tiefe des benachbarten Vorküstengebietes eingesetzt, jedoch nicht kleiner als 15 m gewählt. Die die Gezeitenwelle betreffenden Randbedingungen wurden in den fett eingetragenen Punkten vorgeschrieben und sind aus den Beobachtungen abgeleitet (nach einer Darstellung von Hansen [3]). Vorgeschrieben wurde dabei ζ als periodische Funktion der Zeit: $\zeta = \zeta_1 \cos \frac{2\pi}{T}t + \zeta_2 \sin \frac{2\pi}{T}t$ mit der Periode $T = 12,24$ Stunden (12 Mondstunden) an der nördlichen Umrandung und in der Doverstraße, während im Skagerrak wegen des dort auftretenden sehr geringen Tidenhubs $\zeta = 0$ für alle Zeiten gesetzt wurde. Mit einem beliebig vorgegebenen Anfangsfeld wird so lange gerechnet, bis nach jeweils einer Periode dieselben Werte auftreten. Die Größe der einzel-

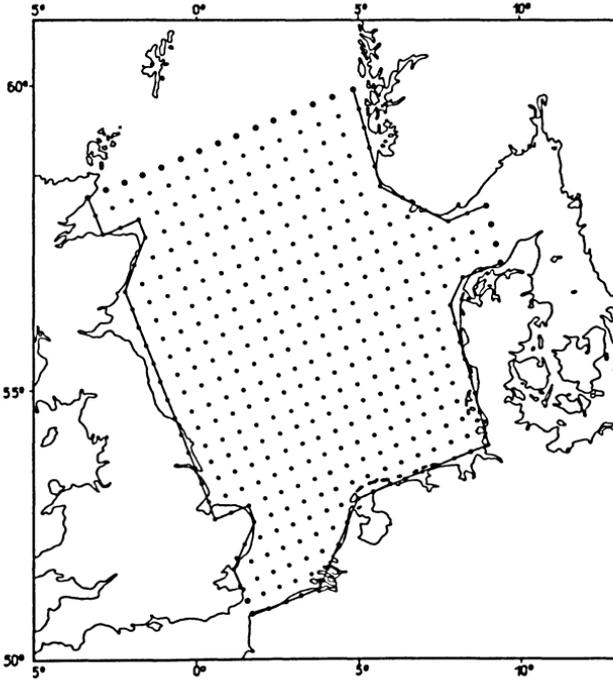


Abb. 1: Gitternetz für die Nordsee zur Berechnung der Gezeiten. In den fett eingezeichneten Punkten ist die Gezeitenwelle als Randbedingung vorgeschrieben

nen Parameter war folgende: $\Delta s = 37 \text{ km}$, $\Delta t = \frac{T}{72} \approx 10 \text{ min}$, $\alpha = 7/8$, $f = 1.2 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$, $r = 2,6 \cdot 10^{-3} h^2 \sqrt{U^2 + V^2} \text{ sec}^{-1}$. Zur anschaulichen Darstellung der Gezeiten sind in der Abb. 2 die Linien gleicher Eintrittszeit und Amplitude des Hochwassers eingezeichnet worden, links die aus Beobachtungen abgeleiteten Verhältnisse, rechts die berechneten Verhältnisse. Auf den ersten Blick scheint eine sehr gute Übereinstimmung zu herrschen. Die berechnete Lage der beiden südlichen Amphidromien (Knotenpunkte, in denen der Tidenhub verschwindet) stimmt praktisch mit der Lage der beobachteten überein. Die Amphidromie vor der südnorwegischen Küste konnte jedoch nicht verifiziert werden. Die Güte der Rechnung wird dadurch nicht beeinträchtigt, da beobachtungsmäßig diese Amphidromie noch nicht erfaßt worden ist – der Tidenhub in ihrer Umgebung ist sehr klein –, und ihre mögliche Existenz aus theoretischen Überlegungen abgeleitet wurde; ob sie wirklich vorhanden ist, bleibt ungewiß. Was die beiden Abbildungen im wesentlichen unterscheidet ist, daß die Eintrittszeiten

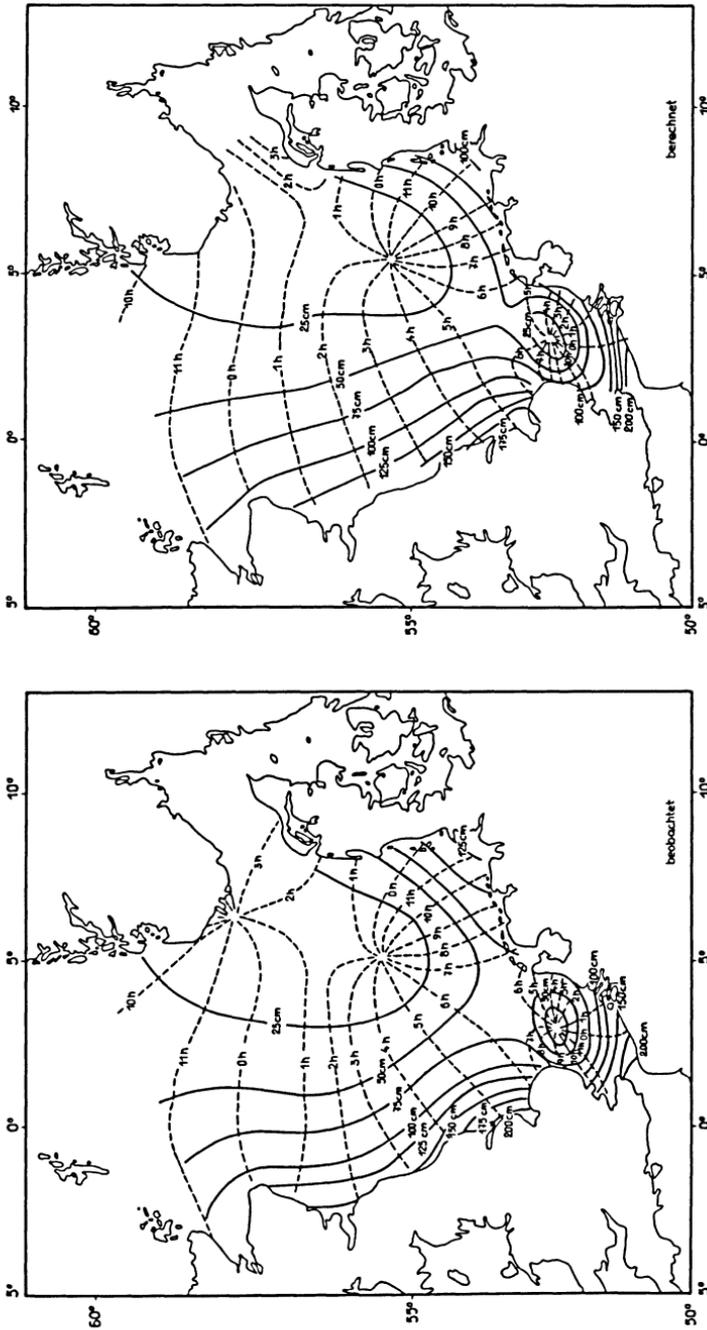


Abb. 2: Vergleich zwischen beobachteter (links) und berechneter (rechts) M_2 -Tide

Ausgezogen: Linien gleicher Amplitude in cm
 Gestrichelt: Linien gleicher Eintrittszeit des Hochwassers in Mond-
 stunden bezogen auf den Durchgang des Mondes durch
 den 0° -Meridian.

des Hochwassers im Fall "berechnet" gegenüber den Beobachtungen um so früher liegen, je weiter die Welle von der westlichen Nordsee kommend in die Deutsche Bucht einschwenkt; an der nordfriesischen Küste gibt die Rechnung die Eintrittszeit um ungefähr eine Stunde zu früh an. Auch die Gezeitenamplitude ist besonders in der Nähe der deutsch-dänischen Küste zu klein berechnet worden, der Unterschied beträgt ungefähr 25 cm. Im großen und ganzen kann man jedoch wohl von einer zufriedenstellenden Übereinstimmung sprechen.

Es wurde oben erwähnt, daß die Rechnung solange fortgeführt wurde, bis die Werte sich nach jeweils einer Periode nicht mehr unterschieden. Diese Aussage soll etwas näher erläutert werden. Die Rechnung wurde mit einer Genauigkeit von 6 Dezimalstellen ausgeführt, und die Ergebnisse wurden auf drei Stellen – im Fall ζ sind das Zentimeter – genau niedergeschrieben. Leider bestehen keine Ausschriften des ganzen Feldes im Abstände einer Periode, jedoch solche im Abstand einer halben Periode, die sich nur durch das Vorzeichen unterscheiden sollten. Die folgende Tabelle 1 zeigt eine Aufstellung über die nach einer halben Periode (6 Mondstunden) tatsächlich erhaltenen Differenzen: $\Delta = \left| \zeta_{t=0^h} \right| - \left| \zeta_{t=6^h} \right|$ in den 376 Gitterpunkten.

Δ	Anzahl der Fälle
≤ 1 cm	319
= 2 cm	30
= 3 cm	10
= 4 cm	11
= 5 cm	3
= 6 cm	1
= 7 cm	1
= 8 cm	1

Tabelle 1: Verteilung der Differenzen $\Delta = \left| \zeta_{t=0^h} \right| - \left| \zeta_{t=6^h} \right|$
für alle Gitterpunkte

Bei der Anfertigung dieser Tabelle war aufgefallen, daß die großen Δ (> 4 cm) an Rand- und Eckpunkten zu finden waren; die mittleren Δ (zwischen 2 cm und 4 cm) lagen in unmittelbarer Nachbarschaft von Rand- und Eckpunkten, während alle übrigen inneren Punkte höchstens Abweichungen von 2 cm zeigten. Diese Abweichungen beruhen zum größten Teil nicht darauf, daß das Feld noch nicht

eingeschwungen war, sondern darauf, daß das Differenzenverfahren Fehler besitzt. Beruhigend ist jedoch, daß sich diese Abweichungen nicht im Laufe der Rechnung summieren, sondern eine oszillierende Tendenz aufweisen. Um das zu beweisen, sind in der Tabelle 2 die ζ -Werte an zwei Punkten aufgetragen, die während des Rechenvorganges über mehrere Perioden hindurch niedergeschrieben worden waren. Die Werte in der Spalte ζ_e beziehen sich dabei auf einen Eckpunkt, der ungefähr der Elbmündung gleichzusetzen ist, diejenigen in der Spalte ζ_i beziehen sich auf einen inneren Punkt in der südwestlichen Nordsee im Abstand $2 \Delta s$ von der englischen Küste. Als Anfangsfeld (Zeitschritt 0) wurde übrigens das sehr ähnliche Ergebnis einer Rechnung benutzt, die sich von der hier aufgeführten nur darin unterscheidet, daß die advektiven Glieder vernachlässigt wurden und der Reibungsfaktor zu $r = \frac{2,5}{h^2} \cdot 10^2 \text{ sec}^{-1}$ (h in cm) angenommen wurde. Die erste Spalte gibt die Anzahl der Zeitschritte an, die zweite Spalte die entsprechende Zeit in Mondstunden (72 Zeitschritte = 13 Mondstunden = eine Periode).

Zeitschritt	Zeit	ζ_e (cm)	ζ_i (cm)
00	6 ^h	- 72	+ 89
12	8 ^h	+ 23	+ 11
24	10 ^h	+ 94	- 75
36	0 ^h	+ 72	- 89
48	2 ^h	- 31	- 8
60	4 ^h	- 91	+ 77
72	6 ^h	- 70	+ 88
84	8 ^h	+ 28	+ 8
96	10 ^h	+ 92	- 78
108	0 ^h	+ 67	- 89
120	2 ^h	- 30	- 5
132	4 ^h	- 91	+ 80
144	6 ^h	- 72	+ 89
156	8 ^h	+ 26	+ 6
168	10 ^h	+ 93	- 79
-	0 ^h	-	-

Tabelle 2: Werte der Gezeitenwelle an zwei Gitterpunkten im Laufe der Rechnung

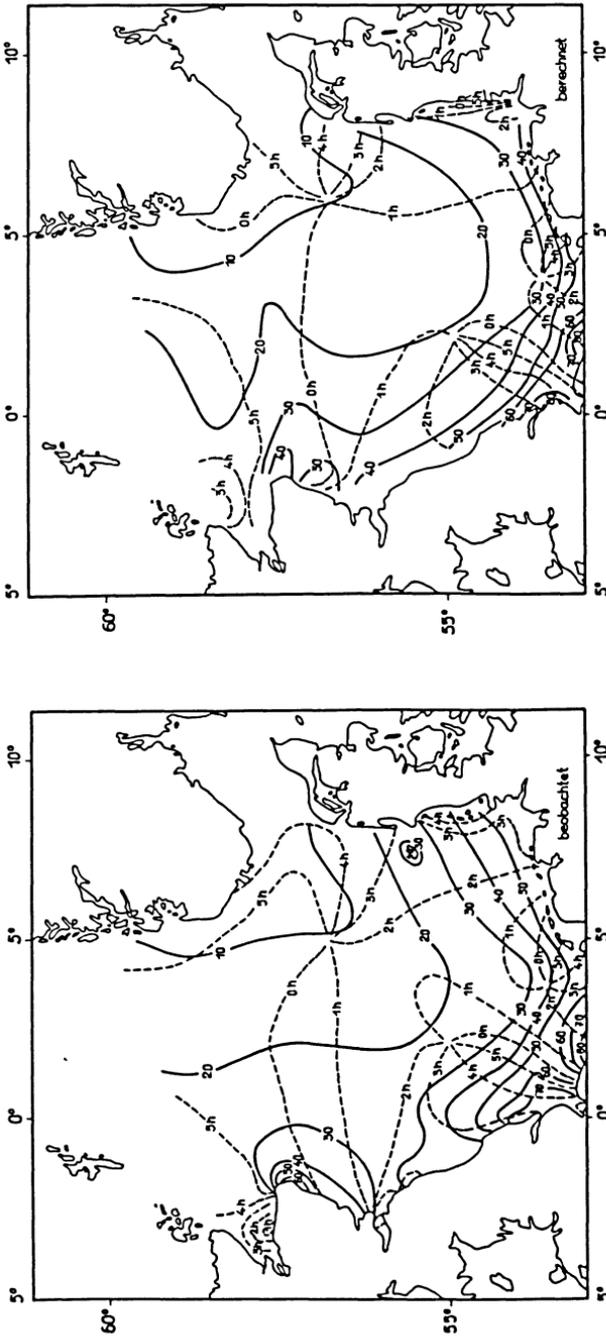


Abb. 3: Vergleich zwischen beobachteter (links) und berechneter (rechts) M_2 -Tide

Ausgezogen: Linien gleichen Betrages der Größtggeschwindigkeit des Gezeitenstroms in cm/sec

Gestrichelt: Linien gleicher Eintrittszeit der Größtggeschwindigkeit des Gezeitenstroms in Mondstunden bezogen auf den Durchgang des Mondes durch den 0° Meridian.

Man sieht, daß für den inneren Punkt (ζ_i) die Schwankungen im Abstände von sechs Stunden – abgesehen vom Vorzeichen – sehr klein bleiben, wobei man noch berücksichtigen muß, daß zumindest zu Beginn der Rechnung die Welle noch nicht "stationär" gewesen ist. Auch die etwas größeren Abweichungen an dem Eckpunkt (ζ_e) fallen nicht sehr ins Gewicht; es ist ohne Schwierigkeiten möglich, mit ausreichender Genauigkeit den zeitlichen Verlauf der Schwingungen aufzuzeichnen. Man kann danach behaupten, daß die rechnerische Genauigkeit für das ganze Feld im Mittel bei ± 1 cm liegt.

In der nächsten Abbildung 3 werden die Gezeitenströmungen gezeigt, die sich aus dem Wassertransport durch Division mit der Tiefe h ergeben. Der Vergleich zwischen "beobachtet" und "berechnet" zeigt hier ein etwas ungünstigeres Bild als bei den ζ -Werten, wenn auch beide Lösungen voneinander abhängen. Außer den verspäteten Eintrittszeiten sind besonders die gegenüber den Beobachtungen zu kleinen Geschwindigkeiten in der Deutschen Bucht auffallend. Auch wenn man annehmen kann, daß diese über die Tiefe gemittelten Geschwindigkeiten kleiner sein müssen, als die an einem Punkt nahe der Wasseroberfläche gemessenen, so bleibt, da die Gezeitenströme wenig mit der Tiefe veränderlich sind, doch noch eine Differenz von ca. 25% in diesem Gebiet. Die Geschwindigkeitswerte an den Eckpunkten sind in der Zeichnung nicht berücksichtigt worden, da sich sonst wegen der dort vorgegebenen Bedingung $U = V = 0$ zeichnerische Schwierigkeiten ergeben. Die errechneten Punkte, in denen der Gezeitenstrom unveränderlich bleibt, stimmen gut mit den aus Messungen gewonnenen überein.

Maßnahmen, die zu einer weiteren Verbesserung der Ergebnisse führen könnten, wären einerseits eine Verkleinerung des Gitterabstandes, eine Verkleinerung der Ausgleichung und eine Änderung des Reibungsgesetzes in der Art, daß die Wirkung der Reibung zumindest in den flachen Gebieten kleiner wird. Auf der anderen Seite hängen die Ergebnisse in erster Linie von der Vorgabe der Gezeitenwelle an den offenen Rändern ab; gerade an der nördlichen Umrandung ist jedoch die aus Beobachtungen abgeleitete Gezeitenwelle unsicher, eine Änderung von 10%, die sicher zu vertreten wäre, würde auch auf die Ergebnisse eine Änderung von ungefähr 10% bewirken. Es ist immerhin erstaunlich, wie trotz der relativ groben Annäherung mit allen darin enthaltenen Fehlern, das Verfahren so gute Ergebnisse liefert, und es bleibt zu hoffen, daß auch ähnlich gelagerte Probleme – z.B. die Vorhersage des Windstaus – mit einem derartigen Verfahren mit gutem Erfolg gelöst werden können.

Literatur

- [1] Hansen, W.: Theorie zur Errechnung des Wasserstandes und der Strömungen in Randmeeren nebst Anwendungen. Tellus, Vol. 8, Nr. 3, 1956, 287-300.
- [2] Fischer, G.: Ein numerisches Verfahren zur Errechnung von Windstau und Gezeiten in Randmeeren. Tellus Vol. 11, Nr. 1, 1959, 60-76.
- [3] Hansen, W.: Gezeiten und Gezeitenströme der halbtägigen Hauptmond-tide M_2 in der Nordsee. Dtsch. Hydrogr. Zeitschr. 2, Ergänzungsheft 1, 1952.

Durchschnittlicher Tagesgang der $F1$ -Schicht - Grenzfrequenzen und seine Abhängigkeit von geographischer Breite und Jahreszeit ¹⁾

Von G. Lange-Hesse, Lindau ²⁾

Zusammenfassung: Die in mittleren und höheren Breiten während der Sommermonate auftretende $F1$ -Schicht zeigt dort im Durchschnittstagesgang der Grenzfrequenzen ($foF1$) eine deutliche Abhängigkeit vom Sonnenstand. Diese Sonnenstandsabhängigkeit ist jedoch in den Breiten zwischen Äquator und Wendekreisen in Jahren eines Sonnenfleckenmaximums nicht mehr vorhanden. Erst von den Wendekreisbreiten an aufwärts macht sich eine zunächst schwache Sonnenstandsabhängigkeit bemerkbar, die nach höheren Breiten hin stärker wird. Das jahreszeitliche Auftreten der $F1$ -Schicht zeigt in Äquaturnähe zwei Maxima, in Breiten oberhalb der Wendekreise dagegen nur eins.

Abstract: The $F1$ -layer appears in middle and higher latitudes only during summer month. It is showing there in the average daily variation of critical frequencies ($foF1$) a distinct dependence on the sun's zenith angle. In latitudes between equator and tropics, however, no dependence on the zenith angle is recognizable in years during sunspot maximum. From the tropics up to higher latitudes a slight dependence on the sun's position is existing in the average daily $foF1$ -variation which increases with increasing latitude. The seasonal number of occurrence of the $F1$ -layer is showing two maxima in latitudes near the equator, but only one maximum in latitudes above the tropics.

¹⁾ Vortrag gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Bad Soden im Oktober 1959.

²⁾ G. Lange-Hesse, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Ionosphärenphysik, Lindau über Northeim/Hann.

A) Einleitung

Während der Sommermonate tritt in mittleren und höheren Breiten eine Aufspaltung der F -Schicht in F_1 - und F_2 -Schicht auf. Auf dem Senkrechtlotungs-Ionogramm macht sich diese Aufspaltung durch eine Verzögerungsspitze im Verlauf des F -Echos bemerkbar. Man erhält etwa einen Ecoverlauf wie in Bild 1 dargestellt. Der Übersichtlichkeit halber ist dort nur das Echo der ordentlichen Komponente gezeichnet. Der Spitze der scheinbaren Höhe im Verlauf des F -Echos (in Bild 1 mit foF_1 bezeichnet) entspricht in Wirklichkeit nur eine Stufe an der Unterseite der F -Schicht. Die kritische Frequenz, die man bei dieser Verzögerungsspitze abzulesen und mit F_1 -Grenzfrequenz (foF_1) zu bezeichnen pflegt, bedeutet nur einen Wendepunkt im Verlauf der Elektronenkonzentration an der Unterseite der F -Schicht. Die Stufe ist nicht immer gleichmäßig deutlich und es kommen alle Übergangsfälle bis zu einem nahezu glatten Verlauf vor. Voraussetzung für die Angabe der E_1 - und F_2 -Grenzfrequenzen ist, daß man an die Echospuren vertikale Tangenten anlegen kann (Bild 1: foE_1 , foF_2). Im Gegensatz dazu muß man, um foF_1 -Werte abzulesen, eine horizontale Tangente anlegen können, wie in Bild 1 dargestellt.

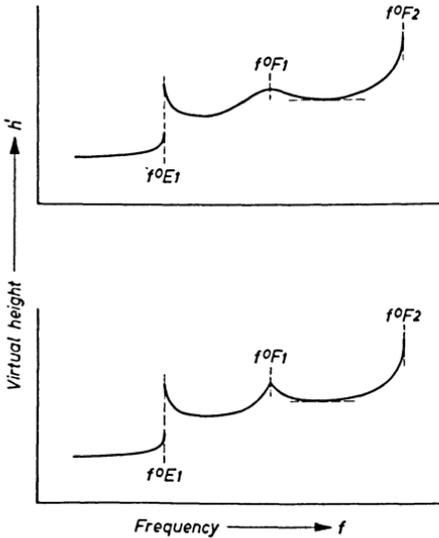


Abb. 1: Zur Definition der F_1 -Schicht-Grenzfrequenz (foF_1)

Fig. 1: On the definition of the F_1 -layer critical frequency (foF_1)

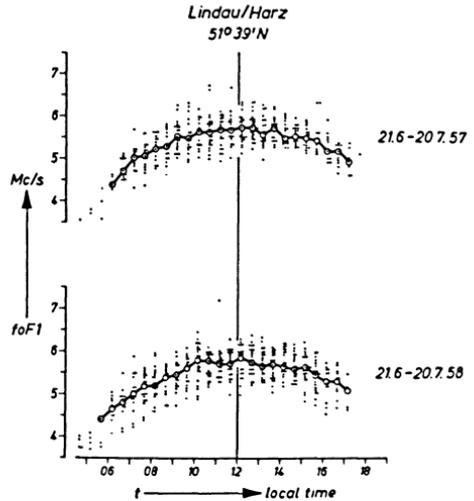


Abb. 2: Durchschnittlicher Tagesgang von foF_1 in Lindau ($\phi = 51^\circ 39' N$, $\lambda = 10^\circ 7,5' E$) zur Zeit des Nordsolstiums. Eine deutliche Sonnenstandsabhängigkeit ist zu erkennen

Fig. 2: Average daily variation of foF_1 at Lindau ($\phi = 51^\circ 39' N$, $\lambda = 10^\circ 7,5' E$) during north solstice. A distinct solar control is discernible

Es ist eigentlich erstaunlich, daß die so definierte kritische Frequenz $f_o F1$ im durchschnittlichen Tagesgang einem Sonnenstandgesetz folgt, und zwar gibt das Gesetz

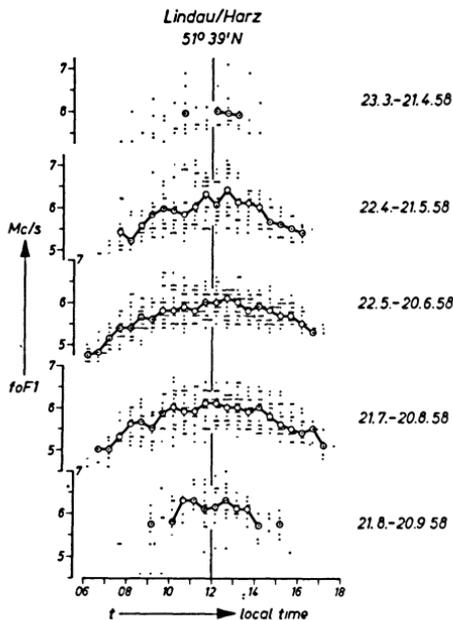
$$(1) \quad f_o F1 = K(F1) \cdot \cos^{0.2} \chi$$

die Meßwerte gut wieder [1], [2]. χ = Zenit-Abstandswinkel der Sonne. $K(F1)$, die F1-Grenzfrequenz für senkrechten Sonnenstand ($\chi = 0$), ist vom Sonnenfleckenzyklus abhängig [3]. Bild 2 zeigt den durchschnittlichen Tagesgang der $f_o F1$ -Werte von Lindau für die Zeit vom 21.6.-20.7.1957 und 58. Die Sonnenstandsabhängigkeit ist dort deutlich zu erkennen und durch das vorstehend genannte Gesetz läßt sich der durchschnittliche Tagesgang der Meßwerte in ausreichender Näherung darstellen.

Bild 3 zeigt den jahreszeitlichen Einfluß auf den durchschnittlichen Tagesgang von $f_o F1$ in Lindau. Ein deutliches Auftreten der F1-Schicht ist dort in der Zeit etwa von zwei Monaten vor (22.4.) bis zwei Monate nach dem höchsten Sonnenstand (20.8.) zu erkennen. Auch zeichnet sich in diesem Zeitraum die Sonnenstandsabhängigkeit des mittleren Tagesganges deutlich ab.

Abb. 3: Durchschnittlicher Tagesgang von $f_o F1$ in Lindau zu verschiedenen Jahreszeiten. Die F1-Schicht zeigt ein ähnliches Verhalten in höheren Breiten bis hinauf zu etwa 70° [2], aber ein ganz anderes in äquatornahen Breiten (Abb. 4-9)

Fig. 3: Average daily variation of $f_o F1$ at Lindau for different seasons. The F1-layer shows a similar behaviour in higher latitudes up to about 70° [2], but a quite other one near the equator (Fig. 4-9)



B) Arbeitsrichtung

Ähnlich wie in mittleren Breiten verhält sich die $F1$ -Schicht bezüglich des jahreszeitlichen Auftretens und der Sonnenstandsabhängigkeit (Bild 2 und 3) auch in höheren Breiten. Eingehende Untersuchungen hierüber sind von J. C. W. Scott durchgeführt [2]. Inwiefern sich in dieser Hinsicht die $F1$ -Schicht in äquatornahen Breiten verhält, ist bislang noch nicht Gegenstand einer eingehenderen Untersuchung gewesen. In den Lehrbüchern steht, daß in der Nähe des Äquators die $F1$ -Schicht ganzjährig auftritt. Ferner muß auf Grund der Angaben in den Hefen mit Vorhersagen der ionosphärischen Grenzfrequenzen (wie z. B. in [4]) angenommen werden, daß auch in äquatornahen Breiten die $F1$ -Schicht besonders im durchschnittlichen Tagesgang von $f_o F1$ eine Sonnenstandsabhängigkeit zeigt. Gegenstand der nachstehenden Untersuchungen soll daher sein zu überprüfen, ob das wirkliche Verhalten der $F1$ -Schicht in äquatornahen Breiten den bisherigen Vorstellungen entspricht oder nicht. Da im Internationalen Geophysikalischen Jahr Ionosphärenbeobachtungsstationen in größerer Anzahl in äquatornahen Breiten tätig waren, konnte bei den Untersuchungen auf dieses umfangreichere Material zurückgegriffen werden.

C) Jahreszeitliches Auftreten der $F1$ -Schicht in Abhängigkeit von der geographischen Breite

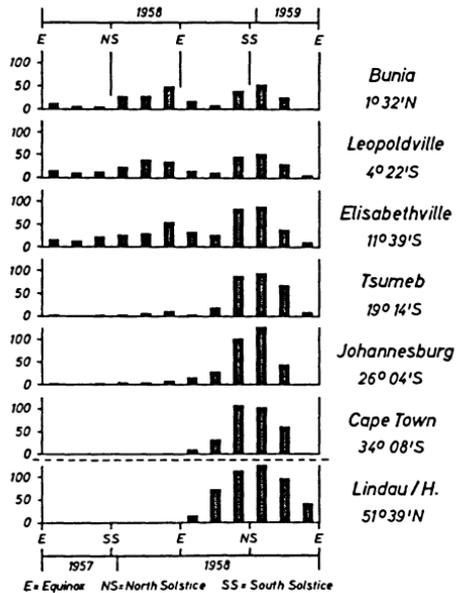
Bild 4 zeigt die Häufigkeit der $F1$ -Schicht zwischen 12 und 16 h Ortszeit bei stündlichen Messungen in Abhängigkeit von der Jahreszeit und der geographischen Breite. In äquatornahen Breiten, wo die Sonne zweimal im Jahr einen Höchststand erreicht, zeigt auch die $F1$ -Schichthäufigkeit zwei Maxima. Etwa von den Wendekreisbreiten ($23,5^\circ$) an aufwärts, wo die Sonne nur einmal jährlich einen Höchststand erreicht, zeigt auch die $F1$ -Schichthäufigkeit nur ein Maximum, das zeitlich genau mit dem Sonnenhöchststand zusammenfällt.

Weiterhin ist in Bild 4 zu erkennen, daß es auch Zeiträume gibt, in denen in äquatornahen Breiten die $F1$ -Schicht praktisch verschwindet. Sie tritt also dort nicht ganzjährig auf wie in Lehrbüchern noch zu lesen ist. Etwa in der Breite von Tsumeb (Wendekreisbreite) liegt der Übergang vom äquatornahen Verhalten der $F1$ -Schicht zu dem in mittleren und höheren Breiten. Durch die Errichtung der Station Tsumeb³⁾ im Internationalen Geophysikalischen Jahr konnte diese Übergangszone relativ genau festgelegt werden.

³⁾ Errichtet durch das Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Ionosphärenphysik, Lindau über Northeim/Hann.

Abb. 4: Häufigkeit der F1-Schicht zwischen 12.00 und 16.00 Ortszeit (bei stündlichen Messungen) in Abhängigkeit von der Jahreszeit für Stationen in verschiedenen geographischen Breiten in der Nähe des 10°E-Längengrades. Die Häufigkeit zeigt zwei Maxima im Jahr in äquatornahen Breiten und nur ein Maximum in Breiten oberhalb von etwa 20°

Fig. 4: Number of occurrence of the F1-layer between 12.00 and 16.00 local time (values measured hourly) in dependence on seasons for stations in different geographic latitudes near the 10°E-meridian. The number of occurrence shows two maxima a year in latitudes near the equator and only one maximum in latitudes above about 20°



D) Durchschnittlicher Tagesgang in äquatornahen Breiten

Bild 5 zeigt den durchschnittlichen Tagesgang von f_oF1 in Tsumeb zu verschiedenen Jahreszeiten. Bild 6 zeigt den gleichen Tagesgang etwa zum Zeitpunkt des Südsolstitiums an zwei aufeinanderfolgenden Jahren. Im Gegensatz zu mittleren Breiten (Bild 2 und 3) ist dort keine Sonnenstandsabhängigkeit im durchschnittlichen Tagesgang zu erkennen. Bei Ausbildung der F1-Schicht in den Vormittagsstunden pflegen die f_oF1 -Werte am höchsten zu liegen und es setzt dann mit zunehmender Tageszeit ein mehr oder weniger monotoner Abfall ein, bis wenige Stunden vor Sonnenuntergang die F1-Schicht wieder verschwindet.

In Bild 5 und 6 sind einige Meßwerte zu erkennen, die merklich unter dem Durchschnitt liegen und im Gegensatz zum durchschnittlichen Tagesgang eine Sonnenstandsabhängigkeit erkennen lassen. Diese Meßwerte gehören zu erdmagnetisch stark gestörten Tagen. Wie in mittleren Breiten [5] so liegen demnach auch in äquatornahen Breiten die F1-Grenzfrequenzen bei hohen erdmagnetischen Unruhegraden merklich unter dem Durchschnitt. Wie aus Bild 5 und 6 weiterhin zu erkennen ist, bildet sich an den erdmagnetisch stark gestörten Tagen die F1-Schicht wesentlich früher aus (etwa kurz nach Sonnenaufgang) als

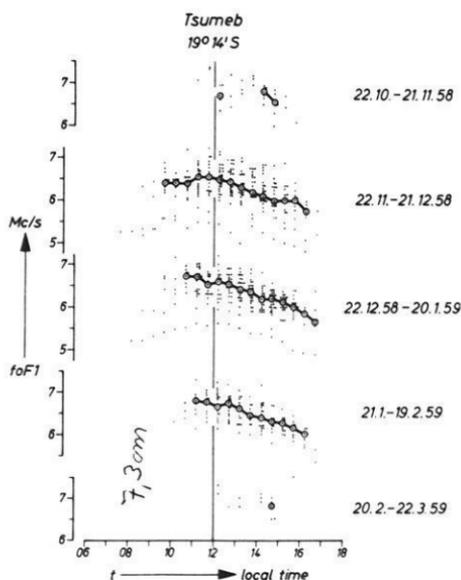


Abb. 5: Durchschnittlicher Tagesgang von $foF1$ in Tsumeb zu verschiedenen Jahreszeiten

Fig. 5: Average daily variation of $foF1$ at Tsumeb for different seasons

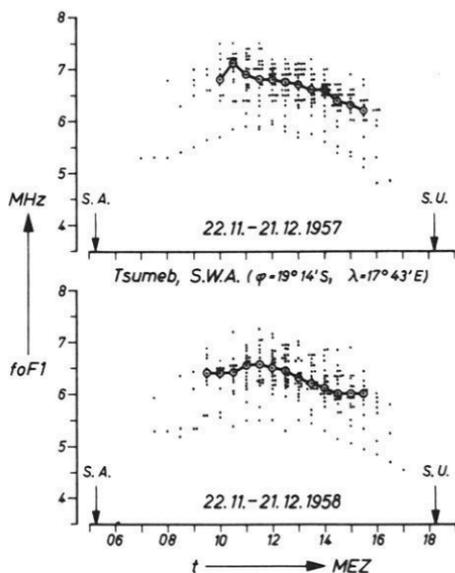


Abb. 6: Durchschnittlicher Tagesgang von $foF1$ in Tsumeb etwa zum Zeitpunkt des Südsolstitiums an zwei aufeinanderfolgenden Jahren

Fig. 6: Average daily variation of $foF1$ at Tsumeb at about south solstice during two consecutive years

an normalen Tagen. Das ist eine bereits bekannte Erscheinung, auf die erstmalig in [6] hingewiesen wurde. Der von dem Verhalten in mittleren und höheren Breiten stark abweichende $foF1$ -Durchschnittstagesgang in Tsumeb tritt auch an anderen äquatornahen Stationen auf, wie in Bild 7 zu sehen ist. Dort ist dieser Tagesgang gezeigt für vier Stationen etwa zwischen 0° und 20°S in der Nähe des 10. Längengrades östlich von Greenwich. Die $F1$ -Schicht zeigt an allen vier dort gezeigten Stationen das gleiche Bild: Keine Sonnenstandsabhängigkeit im Tagesgang, sondern ein nahezu stetiger Abfall mit der Tageszeit.

E) Durchschnittlicher Tagesgang in Breiten oberhalb der Wendekreise

Der allmähliche Übergang im $foF1$ -Tagesgang von dem anomalen äquatornahen Verhalten zu normalen Bedingungen (Sonnenstandsabhängigkeit) ist in Bild 8/9 gezeigt. Dort ist der durchschnittliche $foF1$ -Tagesgang dargestellt

Abb. 7: Durchschnittlicher Tagesgang von f_oF1 für vier Stationen zwischen etwa 0° und 20° Süd in der Nähe des 10° E-Längengrades

Fig. 7: Average daily variation of f_oF1 for four stations between about 0° and 20° South near the 10° E-meridian

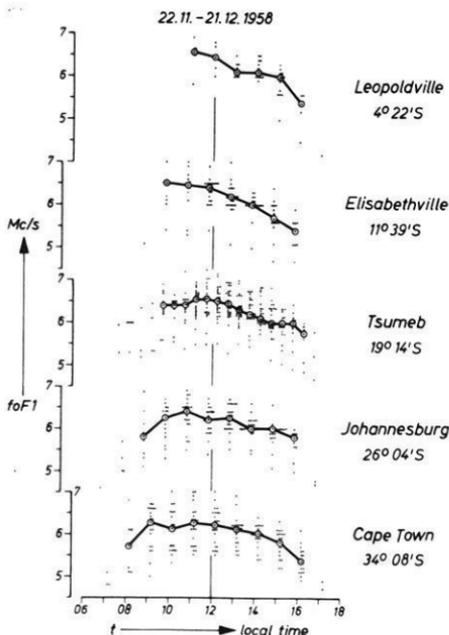
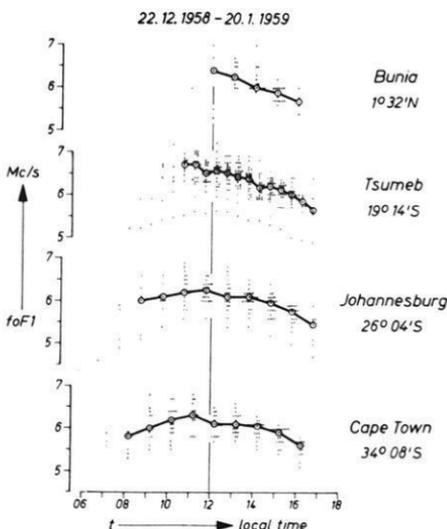
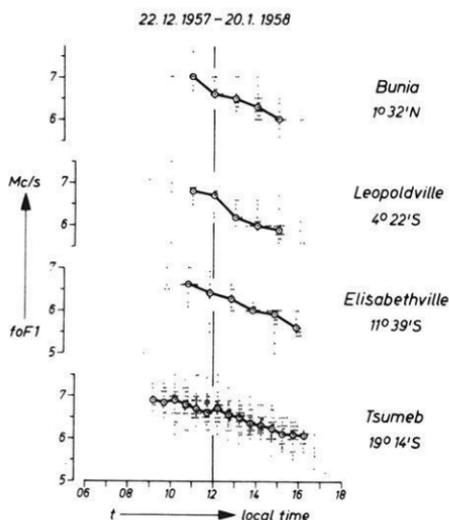


Abb. 8/9: Durchschnittlicher Tagesgang von f_oF1 für vier/fünf Stationen zwischen etwa 0° und 35° Süd in der Nähe des 10° E-Längengrades

Fig. 8/9: Average daily variation of f_oF1 for four/five stations between about 0° and 35° South near the 10° E-meridian.

von vier bzw. fünf Stationen zwischen den Breiten von etwa 0° bis 35° S in der Nähe des 10. Längengrades östl. von Greenwich. Eine angenäherte Sonnenstandsabhängigkeit ist erst in Breiten oberhalb des Wendekreises (Johannesburg, Cape Town) zu erkennen, jedoch ist dieselbe noch nicht so eng wie in mittleren und höheren Breiten (Bild 2 und 3, [2]).

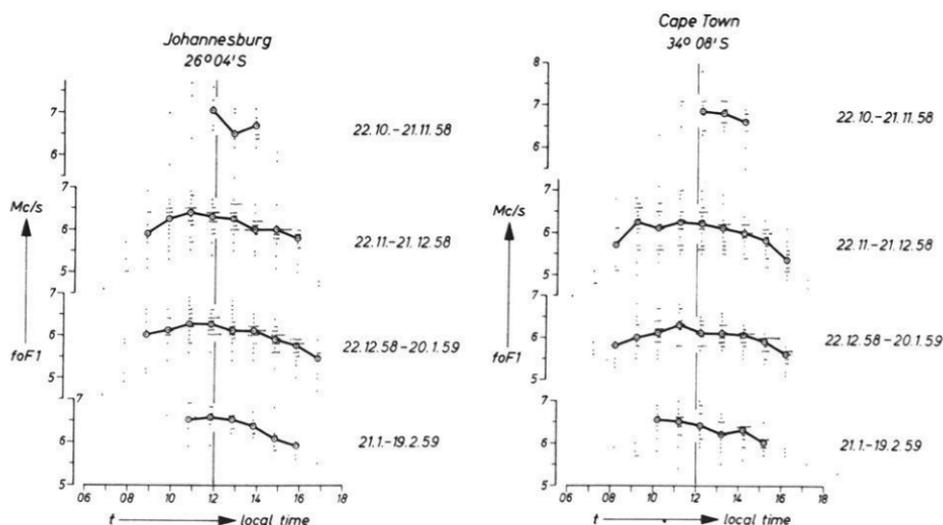


Abb. 10/11: Durchschnittlicher Tagesgang von $foF1$ in Johannesburg/Cape Town zu verschiedenen Jahreszeiten

Fig. 10/11: Average daily variation of $foF1$ at Johannesburg/Cape Town for different seasons

Bild 10 und 11 zeigen den jahreszeitlichen Einfluß auf den durchschnittlichen $foF1$ - Tagesgang von Johannesburg und Cape Town. Eine angenäherte Sonnenstandsabhängigkeit ist dort nur in der Zeit von etwa einem Monat vor (22. 11.) bis einem Monat nach dem höchsten Sonnenstand (20. 1.) erkennbar. Im Gegensatz dazu bleibt in mittleren Breiten die weit engere Sonnenstandsabhängigkeit im $foF1$ - Tagesgang etwa vier Monate lang bestehen (Bild 3). Die vorstehenden Ergebnisse deuten darauf hin, daß der Einfluß des Sonnenstandes auf den $foF1$ - Tagesgang etwa von den Wendkreisbreiten an merkbar und nach höheren Breiten hin stärker wird.

F) Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick auf weitere Arbeitsrichtungen

In äquatornahen Breiten etwa zwischen Äquator und den Wendekreisen zeigt der $f_o F_1$ -Durchschnittstagesgang keine Abhängigkeit vom Sonnenstand (Bild 5-7). Neben den in [7], [8] und [9] gezeigten Anomalien in der geographischen Breitenverteilung der $f_o F_1$ -Mittagswerte zeigt somit die F_1 -Schicht in äquatornahen Breiten auch eine Anomalie im Tagesgang. Lediglich an erdmagnetisch stark gestörten Tagen zeigt dort der $f_o F_1$ -Tagesgang eine deutliche Sonnenstandsabhängigkeit mit merklich unter dem Durchschnitt liegenden Werten (Bild 5 und 6).

Oberhalb der Wendekreisbreiten ist zunächst nur eine angenäherte Sonnenstandsabhängigkeit zu erkennen (Bild 10 und 11). In mittleren (ca. 50°) und höheren Breiten bis hinauf zu etwa 70° ist jedoch eine deutliche Sonnenstandsabhängigkeit entsprechend Gl. (1) vorhanden. Der Einfluß der Sonnenstandsabhängigkeit nimmt demnach von den Wendekreisen angefangen nach höheren Breiten hin zu (Bild 8, 9, 2, 3 und [2]).

Im jahreszeitlichen Gang zeigt das Auftreten der F_1 -Schicht zwischen Äquator und etwa Wendekreis, wo die Sonne zweimal im Jahr einen Höchststand erreicht, ebenfalls zwei Maxima. Oberhalb der Wendekreisbreiten zeigt dagegen die F_1 -Schicht-Häufigkeit nur ein Maximum, das zeitlich genau mit dem dort einmal pro Jahr eintretenden Sonnenhöchststand zusammenfällt (Bild 4). Im Gegensatz zu bisher in Lehrbüchern vertretenen Ansichten gibt es in Äquatornähe Monate, in denen die F_1 -Schicht praktisch verschwindet. Sie tritt dort also nicht ganzjährig auf.

Die bisherige Vorstellung, wonach die F_1 -Grenzfrequenz gemäß Gl. (1) allein eine Funktion des Zenitabstandswinkels der Sonne ist, bedarf offenbar auf Grund der vorstehenden und in [7]-[9] gezeigten Ergebnisse einer Korrektur für äquator- und wendekreisnahe Breiten. Man wird daher in Zukunft die Ausbildung der F_1 -Schicht mehr als dynamisches Problem ansehen müssen.

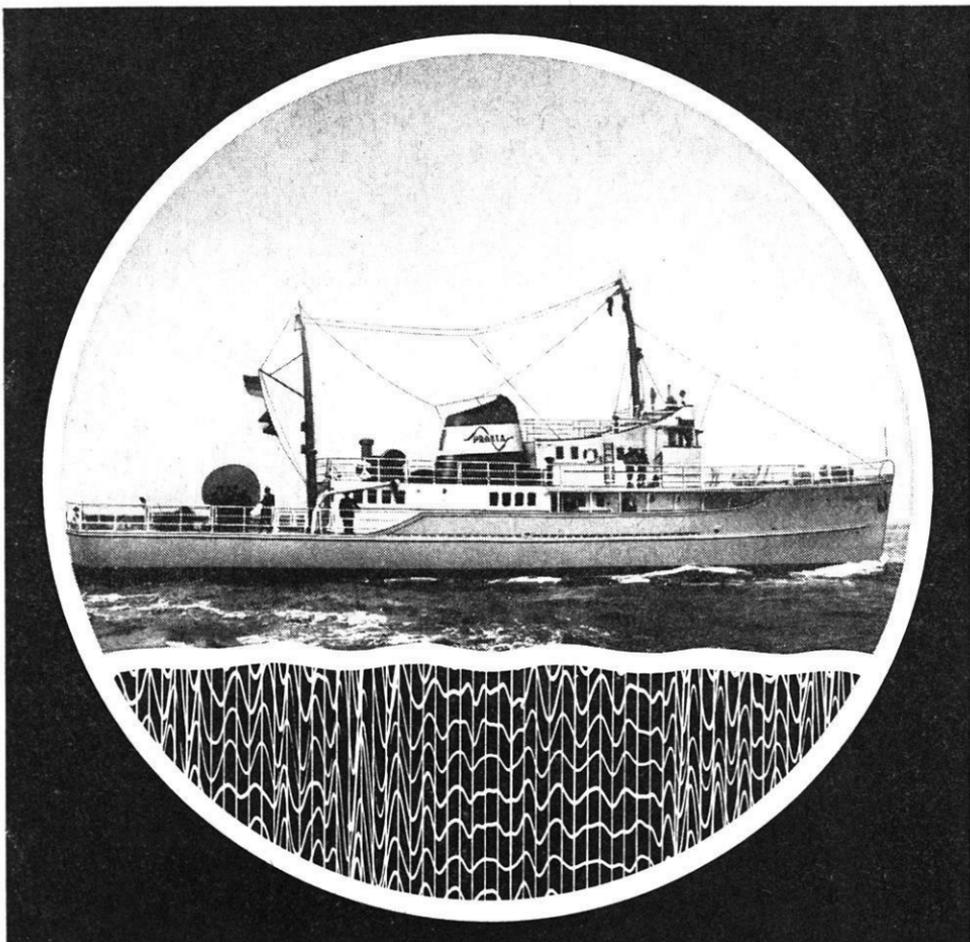
Alle vorstehend gezeigten Ergebnisse gelten für die Zeit des Sonnenfleckenmaximums. Ob in Zeiten minimaler Sonnenflecken-tätigkeit, wenn im Gegensatz zum Fleckenmaximum die Differenz zwischen F_1 - und F_2 -Grenzfrequenz sehr gering ist, gleiche Ergebnisse vorliegen, bleibt späteren Untersuchungen vorbehalten.

Die vorstehenden Untersuchungen stützen sich auf Stationen, die alle in der Nähe des Meridians $10^\circ E$ liegen. Sollte auch die Geomagnetische Breite einen Einfluß auf das hier gezeigte Verhalten der F_1 -Schicht haben, was auf Grund

der Ergebnisse in [7]-[9] möglich ist, so lassen sich die vorstehend gezeigten Ergebnisse nicht ohne weiteres auf andere geographische Längen übertragen, besonders nicht auf jene, wo die Differenz zwischen geographischer und geomagnetischer Breite sehr groß ist (Nord- und Südamerika sowie Ostasien, Australien). In der Nähe des 10. Längengrades östlich von Greenwich fallen dagegen geographische und geomagnetische Breite in erster Näherung zusammen.

Literatur

- [1] Menzel, D.H. und Wolbach, J.G.: URSI, Zürich Assembly (1950) (no. 55), 201-205.
- [2] Scott, J.C.W.: The Solar Control of the *E* and *F1* Layers at High Latitudes. *J. Geophys. Res.* 57 (1952) 369-386.
- [3] CRPL, Ionospheric Radio Propagation. Nat. Bur. of Standards, Washington, Circular 462 (1948).
- [4] Department of Scientific and Industrial Research (DSIR), England. Prediction of Radio Wave Propagation Conditions, issued by Radio Research Station Slough, England.
- [5] Lange-Hesse, G.: Einfluß der erdmagnetischen Unruhe auf die Durchschnittsabweichungen der *F1*-Schicht-Tagesgrenzfrequenzen. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 11 (1957) 293-94.
- [6] Berkner, L.V., Wells, H.W. and Seaton, S.L.: Ionospheric Effects Associated with Magnetic Disturbances. *Terr. Mag.* 44 (1939) 283-311.
- [7] Rastogi, R.G.: Geomagnetic Influence on the *F1*- and *F2*-Regions of the Ionosphere-Effect of Solar Activity. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 14 (1959) 31-40.
- [8] Ghosh, M.: Geomagnetic Control of the *F1* Region of the Ionosphere. *J. Geophys. Res.* 60 (1955) 115-116.
- [9] Eyfrig, R.: Contribution à l'étude de l'effect du géomagnétisme sur la couche *F1*. *C.R. Acad. Sci., Paris A* 241 (1955) 759-761.



GEOPHYSIKALISCHE MESSUNGEN AUF SEE

MIT

M. S. PROSPEKTA



HANNOVER · HAARSTRASSE 5 · FERNRUF: 8 66 61 · FERNSCHREIBER: 92 2847 · DRAHTWORT: PRAKLA



Geophysics abroad

Ask

SEISMOS
GmbH
HANNOVER - GERMANY

Central Processing Office with  **seisMAC** system

equipped to process
HTL Magnetic Discs
SIE Magnetic Tapes

Geophysikalische Messungen überall

SEISMOS
GmbH
HANNOVER

Refraktion · Reflexion · Gravimetrie (zu Lande und zu Wasser)
Geoelektrik (Eigenpotential · Widerstand · Induktion)
Szintillometrie (carborne)
Magnetik