

## Werk

**Jahr:** 1977

**Kollektion:** fid.geo

**Signatur:** 8 Z NAT 2148:

**Digitalisiert:** Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

**Werk Id:** PPN1015067948\_0043

**PURL:** [http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN1015067948\\_0043](http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN1015067948_0043)

**LOG Id:** LOG\_0104

**LOG Titel:** Analyse von Mikroseismikmessungen auf Sylt

**LOG Typ:** article

## Übergeordnetes Werk

**Werk Id:** PPN1015067948

**PURL:** <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN1015067948>

**OPAC:** <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=1015067948>

## 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](mailto:gdz@sub.uni-goettingen.de)

## **Analyse von Mikroseismikmessungen auf Sylt**

R. Szelwis und P. Janle

Institut für Geophysik der Universität Hamburg,  
Bundesstraße 55/XIV, D-2000 Hamburg 13, Federal Republic of Germany

### **Analysis of Microseisms Measured on the Isle of Sylt**

**Abstract.** Microseisms in the frequency band  $f \approx 0.05\text{--}0.5$  Hz, obtained from measurements with 2 three-component seismometer stations on the isle of Sylt, may well be interpreted by propagating modes of Rayleigh waves in a simple layered model of the crust. The “ellipticity”, i.e. the ratio of horizontal to vertical velocity component, is an important indicator that the wave propagation is strongly dependent upon the near-surface sedimentary layers. Microseisms in the frequency domain  $f \lesssim 0.25$  Hz generally comes in from the western semicircle (North Sea, Atlantic) and in the band  $f \approx 0.25\text{--}0.40$  Hz from the Baltic Sea.

The microseismic spectral density peaks compared to those of seawave amplitudes, which were measured simultaneously near the coast, give no conclusive evidence for local microseisms generation. There is a correspondence in that the microseismic peaks generally fall into the frequency range of the “windwave” peaks, but individual peaks with corresponding time variations of frequency or spectral density are hardly identifiable.

For lower frequencies (“swell” domain,  $f \lesssim 0.12$  Hz), even if seawave spectral peaks appear, the microseismic spectral density is relatively small. This may be attributed to a property of the elastic substratum, for the model transfer functions show a rapid decrease towards lower frequencies. Here (most likely locally generated) disturbances with relatively high wavenumbers and low coherence between stations dominate over propagating modes.

**Key words:** Microseisms – Rayleigh-waves – Cross-spectra – Spectral transfer functions.

### **1. Einleitung**

Die Untersuchung von Mikroseismik in der Vergangenheit läßt, grob gesagt, drei wesentliche Gesichtspunkte erkennen: (1) Studium des Anfachungsmecha-

nismus, (2) Untersuchung der Ausbreitungseigenschaften, (3) Elimination aus Registrierungen deterministischer seismischer Vorgänge. Zu den letzten beiden Punkten wurden verhältnismäßig detaillierte Kenntnisse gesammelt, dagegen ist die Frage nach den Quellen der Mikroseismik bis heute nicht schlüssig beantwortet.

In zahlreichen Untersuchungen dienten dieser Frage im wesentlichen Richtungsbestimmungen, aus denen Zusammenhänge zwischen Mikroseismik und atmosphärischen Drucksystemen über Meeresgebieten deutlich wurden. Simultane Mikroseismik- und Seegangsregistrierungen ließen Korrespondenzen in der zeitlichen Entwicklung der Spektraldichte-Maxima von Mikroseismik und Seegang erkennen und führten zur Unterscheidung „Primärer Mikroseismik“ (primary frequency microseisms) von „Sekundärer Mikroseismik“ (secondary frequency microseisms).

Die Sekundäre Mikroseismik wurde durch Miche (1944) und Longuet-Higgins (1950) theoretisch erklärt, die Primäre Mikroseismik durch Hasselmann (1963). In jedem Fall wird die Mikroseismik-Entstehung auf nichtlineare Wechselwirkungen des Seegangs zurückgeführt.

Eine experimentelle Verifikation der theoretischen Vorstellungen ist außerordentlich aufwendig, weil sie die Kenntnis des Seegangs im gesamten Anfauchungsgebiet erfordert. Die Möglichkeit dazu bietet sich dem „Teilprojekt Mikroseismik“ im Rahmen des Sonderforschungsbereiches Meeresforschung (SFB 94) durch Zusammenarbeit mit der Seegangsforschung des SFB 94 im Untersuchungsgebiet Nordsee.

Als Teil eines im Bau befindlichen Drei-Punkt-Array aus Dreikomponenten-Seismometern auf der Insel Sylt waren im Winter 1974 zwei Stationen einsatzbereit. Sie bestehen aus je drei senkrecht zueinander angeordneten Seismometern vom Typ S13-Geotech, deren untere Grenzfrequenz, modifiziert durch Entzerrer-Vorverstärker, bei ca. 0,05 Hz liegt. Mit diesem Stationspaar wurden über einen Zeitraum von 14 Tagen, jeweils im Abstand von 6 h, halbstündige Messungen der Geschwindigkeit der elastischen Verschiebungen an der Erdoberfläche durchgeführt. Der Abstand der Stationen („Steinhaus“ und „Schöpfwerk“) betrug 6,3 km, das Azimut ihrer Verbindungslinie N 33,2° W. Gleichzeitig wurden an zwei Orten, die 6 km („SG 4“) bzw. 27 km („SG 8“) westlich der Insel lagen, die Seegangsamplituden registriert (vgl. Fig. 1). (Die „Waverider-Bojen“ stellten uns das „Teilprojekt Seegangenergie-Bilanz“ des SFB 94 und das Deutsche Hydrographische Institut zur Verfügung.)

Aus den Meßreihen wurden die (Kreuz-)Spektren für den Frequenzbereich 0–0,5 Hz mit einer statistischen Stabilität bestimmt, die durchschnittlich 50–60 Freiheitsgraden entspricht.

## 2. Spektren der Mikroseismik

Typische gemessene Mikroseismik-Spektren sind in den Figuren 2, 3 gegeben: Figur 2 zeigt Varianz-(Power-)Spektren der drei Komponenten der Bodenteilchen-Geschwindigkeit, Figur 3 zeigt Phasen- und Kohärenzspektren zwischen einer horizontalen und der vertikalen Komponente einer Station sowie zwischen zwei gleichen Komponenten der beiden Stationen.

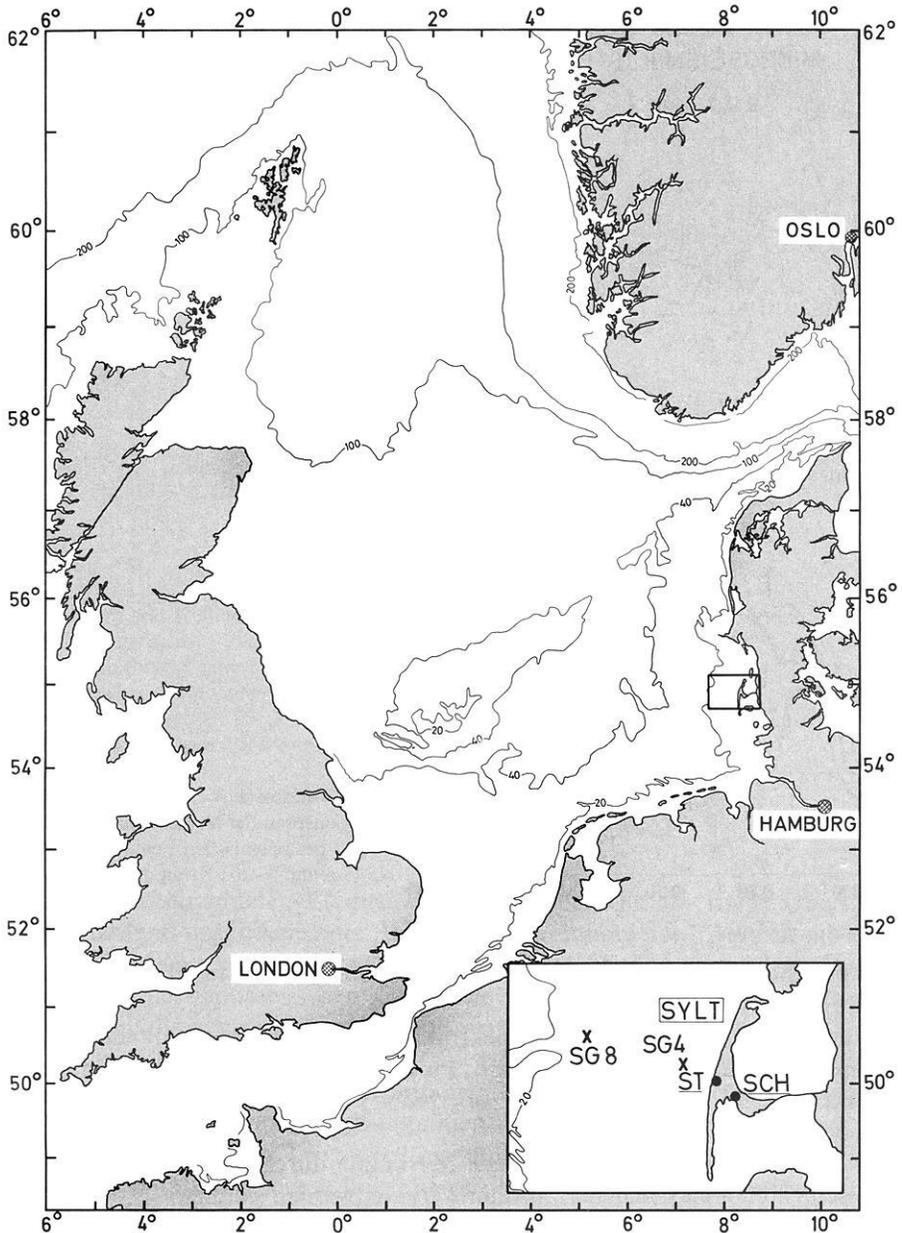
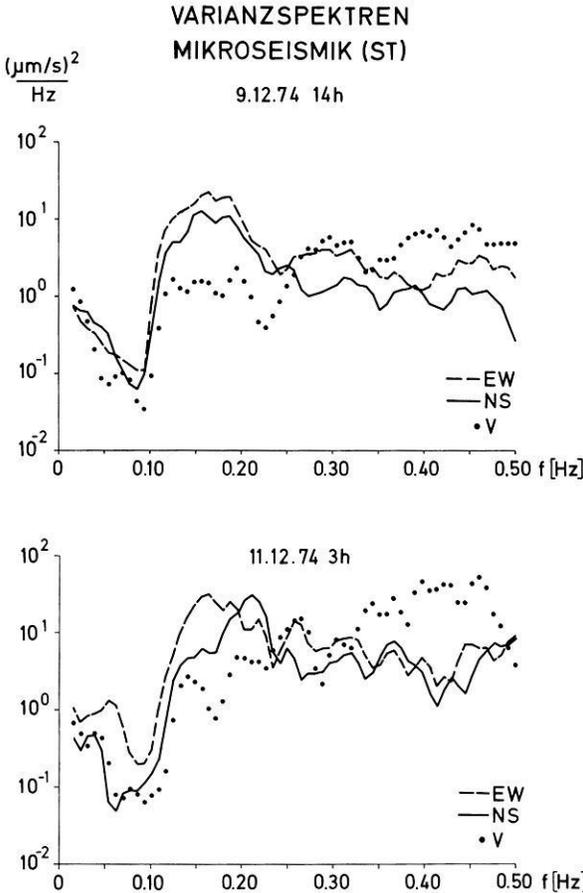


Fig. 1. Lage der seismischen Stationen ST und SCH sowie der Bojen SG4 und SG8. Die Zahlen bei den Nordsee-Tiefenlinien bezeichnen die Tiefe in m

Die Spektraldichte weist ein charakteristisches Minimum in einem Intervall auf, das etwas unterhalb der Frequenz  $f \approx 0,10$  Hz liegt. Zu höheren Frequenzen erfolgt ein rascher Anstieg. Während die Spektraldichte der Horizontalkomponenten unmittelbar auf ein Maximum um  $f \approx 0,15-0,20$  Hz anwächst und im höherfrequenten Bereich wieder abnimmt, wächst die Spektraldichte der Verti-



**Fig. 2.** Varianz-(Power-)Spektren der drei Komponenten der Verschiebungsgeschwindigkeit des seismischen Feldes: EW-( $S_1$ ), NS-( $S_2$ ) und V-( $S_3$ )-Komponente.

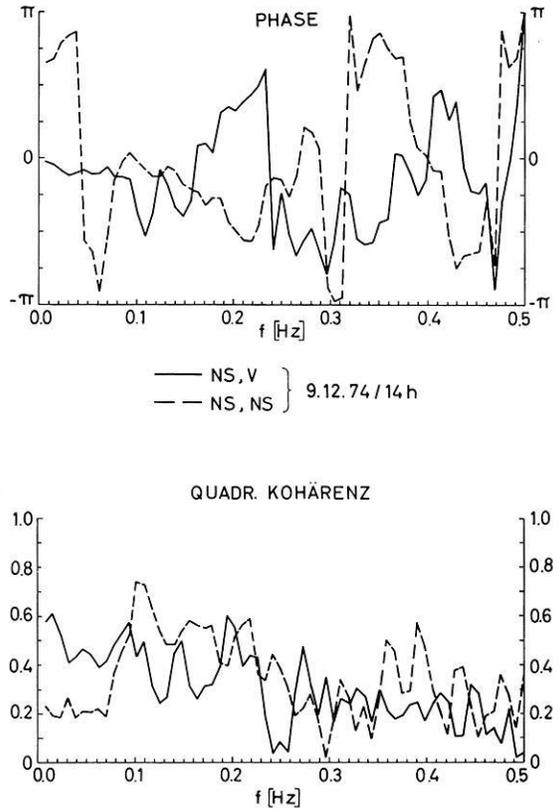
kalkkomponente langsamer mit der Frequenz auf ein breites Maximum oberhalb  $f \approx 0,35$  Hz.

Unterhalb  $f \approx 0,10$  Hz sind die Spektraldichten von Horizontal- und Vertikalkomponenten annähernd gleich groß; im Bereich  $f \approx 0,10-0,25$  Hz dominiert die Spektraldichte der horizontalen, oberhalb  $f \approx 0,25$  Hz die der vertikalen Komponente.

Später wird gezeigt, daß wesentliche Merkmale durch freie Rayleighwellen eines geschichteten elastischen Halbraums erklärt werden können.

Betrachtet man die Phasen- und Kohärenzspektren der Mikroseismik (Fig. 3), so kann man auch hier, insbesondere aufgrund der Kohärenz, ganz grob drei Frequenzbereiche unterscheiden: Im Bereich  $f \approx 0,10-0,25$  Hz ist die Kohärenz zwischen gleichen Komponenten beider Stationen größer als die zwischen verschiedenen Komponenten (hier zwischen der vertikalen und einer horizontalen) einer Station; im unteren Frequenzbereich ( $f \lesssim 0,10$  Hz) ist es umgekehrt, im oberen ( $f \gtrsim 0,25$  Hz) sind die Kohärenzwerte vergleichbar groß.

Aus Frequenz-Wellenzahl-Analysen der Mikroseismik mit Hilfe von Groß-Arrays (vgl. Haubrich et al., 1969; Lacoss et al., 1969) folgt, daß die Mikro-



**Fig. 3.** Phasen- und Kohärenzspektren der Mikroseismik zwischen verschiedenen Komponenten (NS-V) einer Station sowie zwischen gleichen Komponenten (NS-NS) der beiden Stationen. Das 95 %-Signifikanzniveau der (quadratischen) Kohärenz liegt bei 0,2

seismik des betrachteten Frequenzbereichs größtenteils aus freien Oberflächenwellen besteht, unter denen die Rayleighwellen dominieren. Wieweit die eigenen Ergebnisse damit vereinbar sind, soll anhand der Theorie unimodaler Rayleighwellen für die hypothetischen Grenzfälle enger Richtungs Bündelung und isotropen Einfalls überprüft werden (vgl. Anhang II):

Im unteren Frequenzbereich ( $f \lesssim 0.10$  Hz) ist die praktisch insignifikante Kohärenz zwischen den NS-Komponenten nicht mit der Vorstellung freier Rayleighwellen vereinbar; sie müßte hier (unabhängig von der Richtungs Bündelung) nahe bei 1 liegen. Die verhältnismäßig hohe Kohärenz zwischen Vertikal- und Horizontalkomponente läßt auf vertikal-elliptische Polarisation schließen; die (dem Betrag nach) großen Werte der Phase zwischen den NS-Komponenten auf sehr kleine Phasengeschwindigkeiten ( $c \lesssim 1$  km/s) – sofern hier von einem Wellenfeld gesprochen werden kann.

Im mittleren Frequenzbereich ( $f \approx 0.10 - 0.25$  Hz) paßt sich die Kohärenz zwischen den NS-Komponenten ebenso wie die (hier nicht abgebildete) Kohärenz zwischen den Vertikalkomponenten gut der Funktion  $J_0^2\left(\frac{2\pi r}{c_6} f\right)$  mit  $r$ - Stationsabstand,  $c_6 = 6$  km/s (vgl. A 15) an. Für Wellen mit kleineren Phasengeschwindigkeiten ( $c \lesssim 6$  km/s) ist die gemessene Kohärenz im Fall enger Rich-

tungsbündelung erklärbar, im Fall von Isotropie wäre sie zu hoch (vgl. A 11, A 15). Die Phasenspektren verlaufen hier nahezu monoton; ihre Frequenzabhängigkeit deutet ebenfalls auf Richtungsbündelung des Wellenfeldes (vgl. A 12, A 14). Phase wie Kohärenz sind hier also konsistent mit einem großenteils vertikal-elliptisch polarisierten und richtungsgebündelten Wellenfeld.

Oberhalb  $f \approx 0,25$  Hz nimmt die Kohärenz auf Werte ab, die dem 95 %-Signifikanzniveau entsprechen. Die teilweise signifikanten Trends der Phasen deuten hier auf stärkere Richtungsbündelung.

Die Frage, ob es sich um Oberflächenwellen handelt, wird erst mit Hilfe der Wellenzahlen bzw. Phasengeschwindigkeiten sowie der „Elliptizität“ schlüssig zu beantworten sein.

### 3. Einfallsrichtung, Richtungsstrebweite

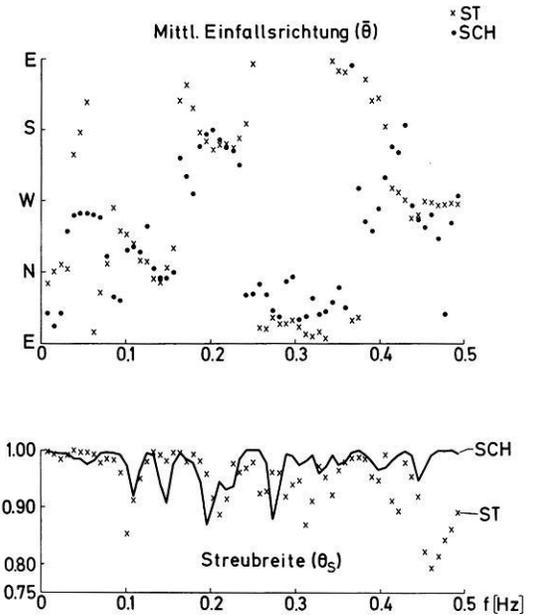
Die Einfallsrichtung von Rayleighwellen läßt sich eindeutig mit Hilfe einer Dreikomponenten-Station bestimmen, wenn außer der Horizontalkomponente der Teilchenschwingungs-Ellipse noch deren Umlaufsinn berücksichtigt wird. Im allgemeinen ist der Umlaufsinn modeabhängig, in der Grundmode ist er praktisch stets retrograd. Für die Berechnung der Einfallsrichtung wird im Folgenden retrograde Elliptizität vorausgesetzt.

Neben der Einfallsrichtung ( $\bar{\theta}$ ) läßt sich ein Maß für den mittleren Winkelbereich gewinnen, aus dem die Rayleighwellen am Meßort eintreffen: die „Richtungsstrebweite“ ( $\theta_s$ ). Die beiden Größen haben die Bedeutung des ersten bzw. zweiten Moments der als normal-symmetrisch aufgefaßten Richtungsverteilung der gemessenen Spektraldichte bei jeder Frequenz  $f$  (vgl. Anhang II).

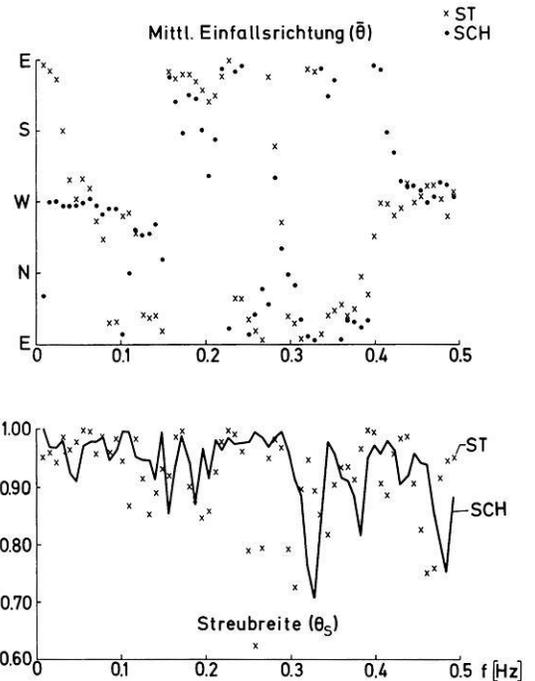
Zwei Darstellungen  $\bar{\theta}(f)$ ,  $\theta_s(f)$  mit einem zeitlichen Abstand von  $1\frac{1}{2}$  Tagen sind in den Figuren 4a, b gegeben. Die Einfallsrichtungen stimmen für beide Stationen gut überein und verteilen sich auf, grob gesagt, vier Frequenz-Richtungsbänder, die im betrachteten Zeitraum nahezu stabil bleiben.

Zum Vergleich ist in Figur 5 die Bodenwetterkarte gegeben: Zwischen einem Tief im nördlichen und einem Hoch im mittleren Atlantik gibt es ein ausgedehntes Druckfeld von Südgrönland bis zur Ostsee mit etwa Breitenkreis-parallelen Isobaren und Windgeschwindigkeiten zwischen 15–20 m/s (6–8 BFT). Dieses langsam ostwärts wandernde Drucksystem bewirkt im betrachteten Zeitraum praktisch gleichbleibende Seegangs-Anfachungsbedingungen über einem ausgedehnten ozeanischen Bereich. Damit könnten weitgehend stabile mikroseismische Quellgebiete entstehen, die sich in den stabilen Richtungsbandern äußern.

In Figur 6 sind zehn Spektraldarstellungen der mittleren Einfallsrichtung  $\bar{\theta}(f)$ , die im betrachteten Zeitraum in 6 h-Abständen ermittelt wurden, zusammengestellt. In der Darstellung sind solche Frequenzbereiche schraffiert gekennzeichnet, wo  $\bar{\theta}(f)$  in mindestens zwei aufeinanderfolgenden Registrierungen erhalten bleibt und wo die Strebweite  $\theta_s(f)$  einen festgewählten Maximalwert  $\theta_{s, \max} = 0,95$  nicht überschreitet. (Die Schraffur verläuft zur besseren Übersicht auch über die Intervalle zwischen den Registrierzeiten). Wie bereits aus Figur 4a, b ersichtlich, herrschen im niederfrequenten Bereich ( $f \approx 0,08 - 0,14$  Hz) Einfallsrichtungen aus dem nordwestlichen Quadranten vor; um  $f \approx 0,20$  Hz sind zunächst Quellen im Süden, später im (Süd-)Osten dominant.

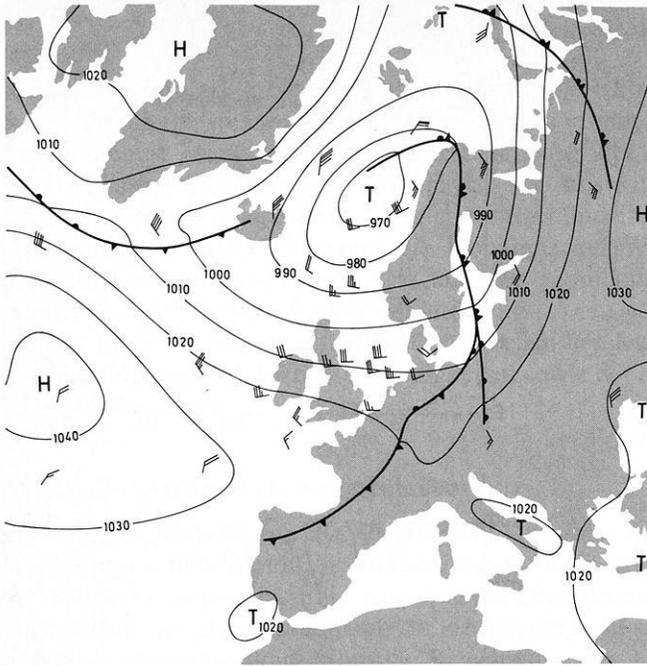


a 9.12.74 14 h



b 11.12.74 3 h

Fig. 4a—b. Spektrale mittlere Einfallrichtung  $\bar{\theta}(f)$  und Richtungsstreuung  $\theta_s(f)$ , „Strahlbreite“:  $0 \leq \theta_s \leq 1$ ), jeweils unabhängig für beide Stationen ST, SCH gem. A9, A10 ermittelt



Dienstag, 10.12. 1974, 1h

Fig. 5. Bodenwetterkarte (Deutscher Wetterdienst Frankfurt). Die Zahlen geben den Druck in mbar an

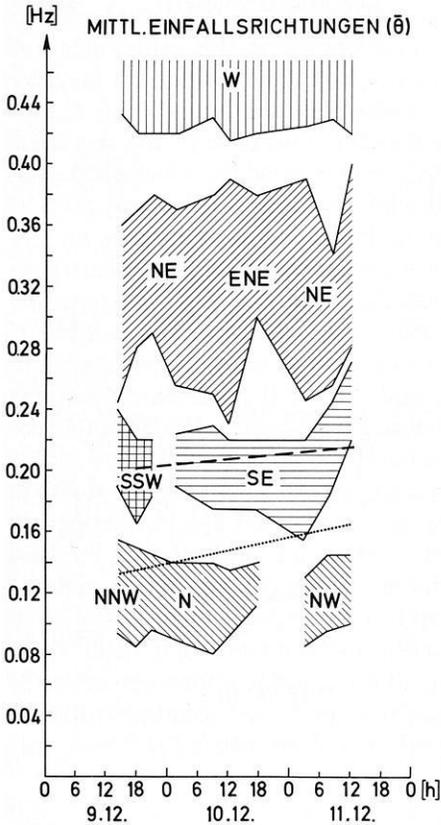


Fig. 6. Zusammenstellung der spektralen mittleren Einfallrichtungen  $\bar{\theta}(f)$  aus 9 aufeinanderfolgenden, in ca. 6-Std-Abständen durchgeführten Registrierungen. Die gestrichelte bzw. gepunktete Gerade liegt bei den Frequenzen der in Figur 8a durch ausgefüllte Kreise bzw. durch Kreuze markierten Spektraldichtemaxima

Im Bereich  $f \approx 0,25 - 0,38$  Hz fällt die Mikroseismik vorwiegend aus Nordosten ein. Die Richtungsstrebweite ist hier relativ klein (vgl. Fig. 4b), d.h. die einfallenden Wellen sind auf einen relativ engen Winkelbereich konzentriert. Ihr Anfachungsgebiet ist sicherlich die Ostsee, die von einem atmosphärischen Frontsystem passiert wird (vgl. Fig. 5). In vergleichbaren Frequenzbändern wird auch im NORSAR-Array Mikroseismik aus der Ostsee registriert (Bungum et al., 1971).

Oberhalb  $f \approx 0,4$  Hz dominiert ein westlich einfallender Anteil mit ebenfalls enger Richtungs Bündelung. Als Entstehungsgebiet dieser westlich, ebenso wie der (im Intervall  $f \approx 0,08 - 0,14$  Hz) nordwestlich einfallenden Energie, kommt aufgrund der Wetterlage neben der Nordsee auch der atlantische Bereich westlich Großbritanniens in Frage. Eine genauere Lokalisierung wäre durch Triangulation mit Hilfe zusätzlicher (Array-)Registrierstationen im Abstand von einigen hundert Kilometern möglich, ein Verfahren, das derzeit jedoch nicht angewandt wurde.

Im Folgenden wird untersucht, welche Spektralanteile auf Anfachung durch den lokalen Seegang zurückzuführen sind.

#### 4. Mikroseismik-, Seegangsvarianspektren

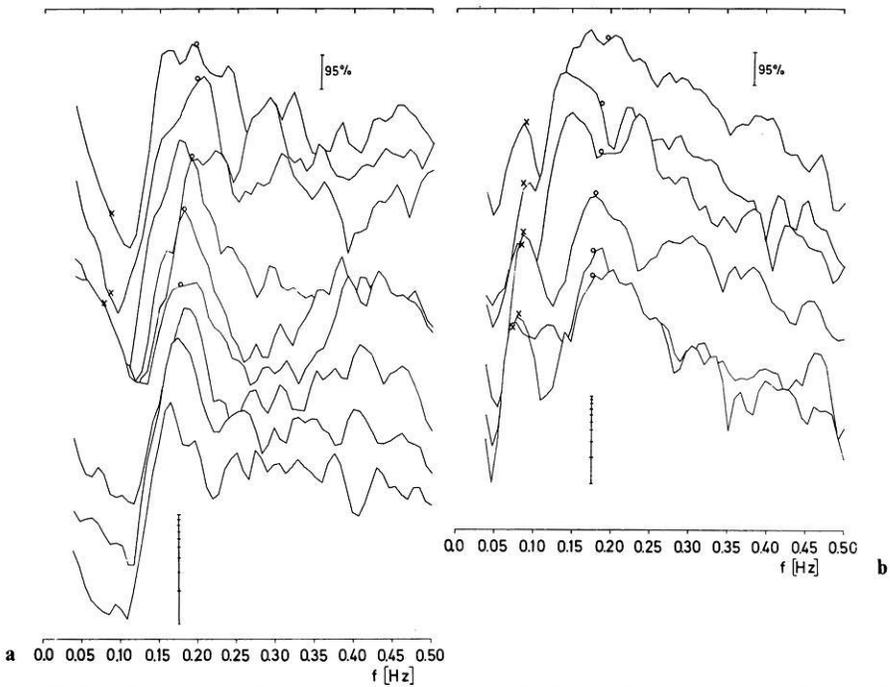
Dazu wird die zeitliche Entwicklung der Varianspektren von Mikroseismik und küstennah gemessenen Seegangsamplituden für zwei wesentlich verschiedene Wetterlagen über der Nordsee miteinander verglichen. Ein Kriterium für Mikroseismik-Anfachung durch lokalen Seegang wären Mikroseismik-Maxima, deren Frequenzen entweder mit den einfachen (Primäre Mikroseismik) oder den doppelten (Sekundäre Mikroseismik) Frequenzen von Seegangs-Maxima übereinstimmen.

Die Figuren 7a, 8a enthalten die Spektren einer Komponente der Bodenteilchen-Geschwindigkeit, Figuren 7b, 8b die zu gleichen Zeiten gemessenen Seegangsspektren (zu den 3 ersten Mikroseismikspektren in Figur 7 fehlen parallele Seegangsmessungen).

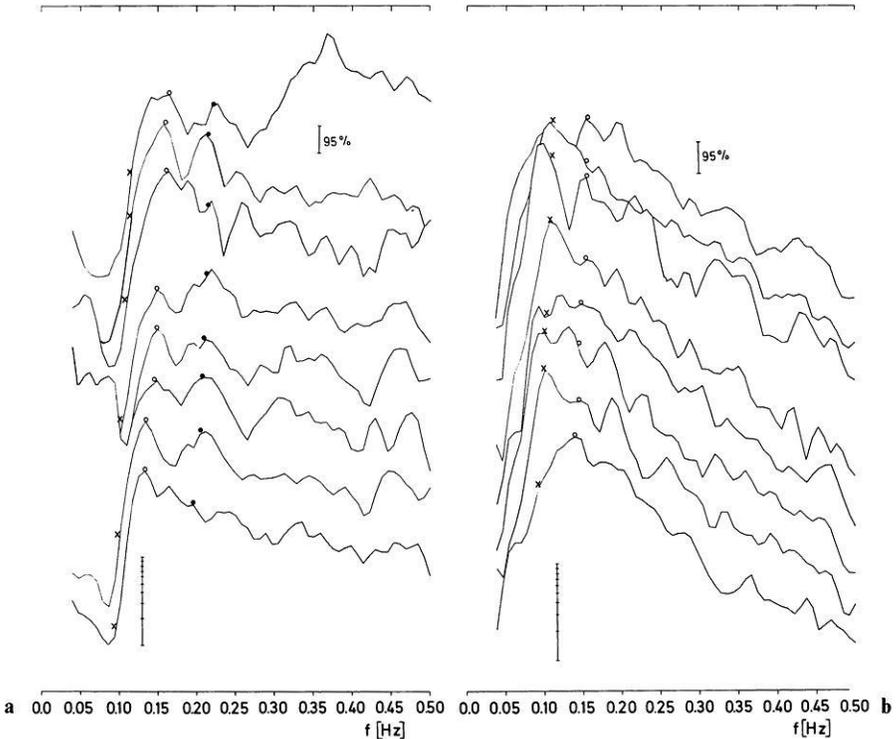
Im Figur 7 betreffenden Zeitraum herrschen über der Nordsee schwache Winde mit Geschwindigkeiten um 7 m/s (3 BFT); erst gegen Ende des 1.12.74 erreichen Tiefausläufer mit starken Westwinden die Nordsee. Die Seegangsspektren zeigen eine charakteristische Trennung von Dünungs- ( $f \approx 0,08$  Hz) und Windsee-Maxima ( $f \approx 0,13 - 0,23$  Hz). In den Mikroseismikspektren ist eine Folge ausgeprägter Maxima ( $f = 0,18$  Hz) zu erkennen, die sich mit der Zeit nahezu linear zu höheren Frequenzen verschieben (durch offene Kreise markiert). Die Einfallrichtungen in diesem Spektralbereich sind westlich; die Frequenzen fallen in den Bereich der Windsee-Maxima, dort zum Teil ebenfalls mit ausgeprägten Spitzen zusammen.

Im Gegensatz dazu fallen die Frequenzen der Dünungs-Maxima mit verhältnismäßig geringer Mikroseismik-Spektraldichte zusammen (durch Kreuze markiert), und die hier überwiegend nordöstlichen Einfallrichtungen der Mikroseismik – Gültigkeit der Rayleighwellen-Hypothese vorausgesetzt – widersprechen einer Beziehung zwischen gemessenem Seegang und Mikroseismik in diesem Spektralbereich (vgl. auch Fig. 1).

Die Spektren in Figur 8a, b (für den gleichen Zeitraum wie Fig. 6 gültig), lassen sich mit der Wetterkarte in Figur 5 interpretieren. Die großen



**Fig. 7a—b.** Varianzspektren von Mikroseismik (links) und Seegang (rechts) für den Zeitraum 30.11.74, 6 h—2.12.74, 10 h in ca. 6-Stunden-Abständen von unten nach oben aufgetragen. Entsprechende Markierungen in beiden Spektrenfolgen liegen zu gleichen Zeiten bei gleichen Frequenzen. Neben dem 95%-Konfidenzintervall ist jeweils als (logarithmischer) Maßstab eine Dekade angegeben: in der Einheit  $(\mu\text{m/s})^2/\text{Hz}$  bzw.  $\text{m}^2/\text{Hz}$  für die Mikroseismik- bzw. Seegangsspektraldichte



**Fig. 8.** Darstellung entsprechend der Figur 7a, b für den Zeitraum 9.12.74, 20 h—11.12.74, 12 h

Windgeschwindigkeiten (bis zu 8 BFT) über der gesamten Nordsee sind die Ursache für den breiten „Maximumbereich“ der Seegangsspektren, der bis ca.  $f \approx 0,08$  Hz hinabreicht. Aufgrund des (dimensionslosen) Parameters  $f_m = f_m U/g$  ( $f_m$ -Frequenz des Spektraldichte-Maximums,  $U$  = Windgeschwindigkeit,  $g$  = Schwerebeschleunigung), der ein Kriterium für den Seegangszustand darstellt (vgl. Hasselmann et al., 1973) folgt, daß es sich hier um „Windsee“ handelt, die also ihren Ursprung überall in der Nordsee haben kann.

In den Mikroseismikspektren ist ein ähnlicher Maximumbereich vorhanden, der aber nur bis ca.  $f \approx 0,12$  Hz hinabreicht. Wie in Figur 7a zeigt sich unmittelbar im Anschluß an das Spektraldichte-Minimum ( $f \approx 0,10$  Hz) eine Folge ausgeprägter Maxima ( $f \approx 0,15$  Hz), deren Frequenzen in den Maximumbereich der Seegangsspektren fallen (durch offene Kreise markiert). In Figur 6 ist der Frequenzverlauf durch die gepunktete Gerade markiert, die überwiegend im nicht-schraffierten Bereich liegt, wo die dominanten Einfallrichtungen verhältnismäßig rasch von nördlich (Norwegische Küste?) bis westlich schwanken (vgl. auch Figur 4a, b).

Die Folge der niederfrequenten Windsee-Maxima ( $f \approx 0,10$  Hz) besitzt kein Pendant in den Mikroseismikspektren (durch Kreuze markiert), dennoch kommt wegen der hier vorherrschend nordwestlichen Einfallrichtungen (vgl. Fig. 6) die Nordsee als Anfachungsgebiet in Frage.

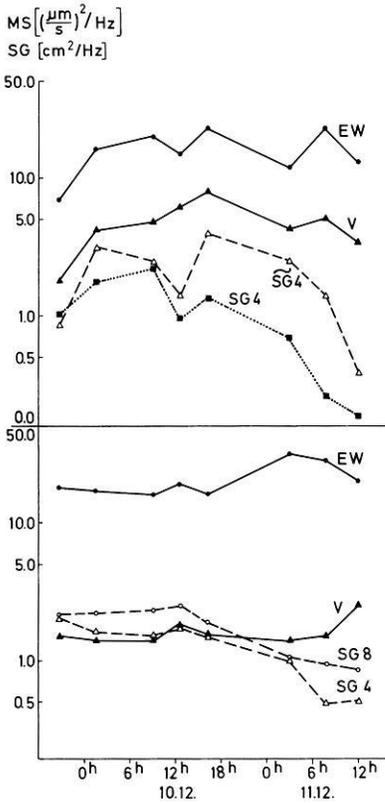
Ihre doppelten Frequenzen liegen bei der Folge der durch ausgefüllte Kreise markierten Mikroseismik-Maxima. Handelt es sich hier ( $f \approx 0,21$  Hz) um Sekundäre Mikroseismik? Nach den Figuren 4a, 4b, 6 dominieren anfangs südwestliche Einfallrichtungen; damit können im Bereich der Deutschen Bucht gegenläufige Komponenten von einlaufendem und küstenreflektiertem Seegang einen „Longuet-Higgins-Effekt“ bewirkt haben. Andererseits widersprechen die später dominierenden südöstlichen Einfallrichtungen einer solchen Interpretation, die sich letztlich nur bei Kenntnis des Seegangsrichtungsspektrums rechtfertigen ließe.

In Figur 9 sind die Spektraldichten bei den in Figuren 8a, b durch Kreissymbole markierten Frequenzen in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Die Darstellung liefert keine weitergehenden Aussagen über den Zusammenhang der betrachteten Spektralbereiche, da die geringen Spektraldichteänderungen keine statistisch relevanten Aussagen zulassen.

## 5. Wellenzahl, Elliptizität

Ähnlich wie der Frequenzgehalt eines Wellenfeldes durch zeitliches Abtasten ermittelt wird, ergibt sich dessen Wellenzahlstruktur durch räumliches Abtasten. Für die Analyse seismischer Oberflächenwellen genügt ein zweidimensionales Seismometer-Array. Bei bekannten Untergrundverhältnissen ist aus den Kreuzspektren des Array die Energieverteilung im zweidimensionalen Wellenzahlraum zu gewinnen.

Ist die Untergrundstruktur nur unzureichend bekannt, wie etwa im Bereich der Nordsee (nahe Sylt), so kann man unter vereinfachenden Annahmen über das Mikroseismik-Richtungsspektrum Informationen über die Wellenzahlstruktur erhalten, um damit Rückschlüsse auf die Schichtung der Kruste im Meßge-



**Fig. 9.** Spektraldichtewerte zweier Mikroseismik-Komponenten und des Seegangs bei den in Figur 8a, b durch offene Kreise (untere Hälfte von Fig. 9) bzw. ausgefüllte Kreise (obere Hälfte von Fig. 9) markierten Maximumfrequenzen. In der oberen Hälfte ist neben SG4 ( $f$ ) noch SG4 ( $f/2$ )  $\equiv$   $\tilde{S}G4$  aufgetragen, dies ist die Spektraldichte bei den in Figur 8b durch Kreuze markierten Maximumfrequenzen

biet zu ziehen. Beispielsweise setzt das klassische Verfahren, mit dem gleichzeitig Laufrichtung und Phasengeschwindigkeit ebener Wellen aus 3 Stationen eines nichtlinearen Array (tripartite array) ermittelt werden, enge Richtungs-bündelung der Wellen voraus.

Betrachtet man die Mikroseismik hypothetisch als Rayleighwellen-Feld, dann genügt eine Dreikomponenten-Station zur Bestimmung der Einfallsrichtung und zusätzlich eine abgesetzte Vertikalkomponente zur Bestimmung der Wellenzahl.

Im Grenzfall isotrop einfallender Rayleighwellen genügen 2 Vertikalstationen, um die Wellenzahl zu bestimmen.

Im folgenden sollen beide Grenzfälle betrachtet werden. Die auf dieser Grundlage bestimmten Wellenzahlen können dementsprechend als Grenzen für den Bereich der wahren Wellenzahlen angesehen werden.

Das Stationspaar, aus dem die vorliegenden Messungen stammen, besitzt naturgemäß ein äußerst geringes Wellenzahl-Auflösungsvermögen. Die Nyquist-Wellenzahl  $k_N/(2\pi) = K_N = 1/(2r)$ , die durch den Stationsabstand  $r$  definiert ist, beschränkt den Bereich des Betrags der Wellenzahlen auf Werte  $K < K_N \approx 0,08 \text{ km}^{-1}$  (wegen  $r \approx 6,3 \text{ km}$ ), d.h. die kleinste auflösbare Wellenlänge beträgt  $\lambda_{\min} \approx 12,6 \text{ km}$ .

Die unabhängig voneinander (gem. A13a, b und A16a, b) aus den Vertikal-

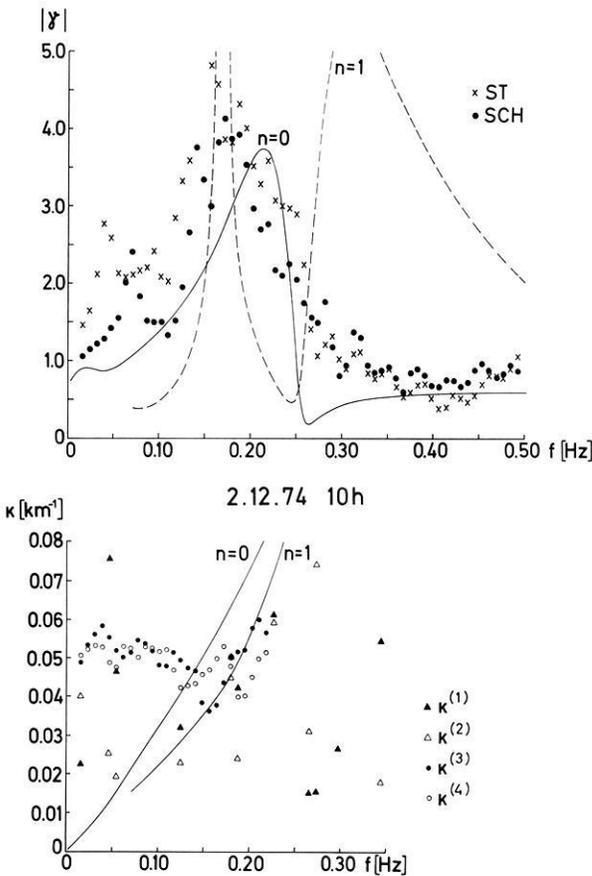


Fig. 10. Oben: Elliptizität, gem. A 8 unabhängig aus beiden Stationen bestimmt. Unten: Wellenzahlen  $K^{(1)}$ ,  $K^{(2)}$ , gem. A 13 a, b sowie  $K^{(3)}$ ,  $K^{(4)}$ , gem. A 16 a, b unabhängig aus den Vertikal- und Horizontalkomponenten der beiden Stationen bestimmt ( $K^{(i)} \equiv k^{(i)}/(2\pi)$ ,  $i = 1, 2, 3, 4$ ). Die Kurven entsprechen den theoretischen Werten für Rayleighwellen des Drei-Schichten-Modells (Fig. 13)

und Horizontalkomponenten ermittelten Wellenzahlen sind im unteren Teil von den Figuren 10, 11, 12 aufgetragen. Die Ordinate gilt für  $k/(2\pi) = K (\text{km}^{-1})$ .

Zur Diskussion der Ergebnisse im Vergleich mit den Modellvorstellungen wird eine weitere Größe, der Betrag des Quotienten aus horizontaler und vertikaler Bewegungskomponente (Elliptizität) herangezogen. Der Quotient stellt ein Maß für die Exzentrizität der Schwingungsellipse dar, enthält aber, da er gem. A 8 aus den Varianzspektren der drei Komponenten bestimmt wird und somit stets positiv ist, keine Information über deren Umlaufsinn. Nach Boore/Toksöz (1969) beinhaltet die Elliptizität der Rayleighwellen von den  $K(f)$ -Werten unabhängige, d.h. zusätzliche Information. Die Meßgrößen der Elliptizität sind im oberen Teil von den Figuren 10, 11, 12 gegeben.

Die Meßgrößen von Wellenzahl und Elliptizität werden verglichen mit den theoretischen Werten für Rayleighwellen eines einfachen Dreischichten-Modells (vgl. Fig. 13).

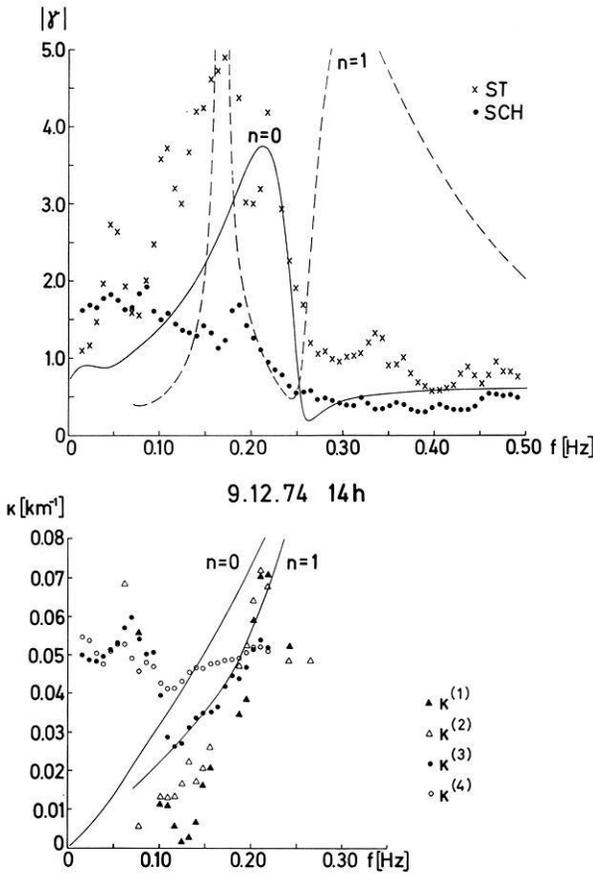


Fig. 11. Wie Figur 10

Das Modell wurde aus bekannten Daten der Literatur extrapoliert. Nach Hinz (1964) läßt sich die Geologie der oberen Kruste im Nordseebereich westlich Sylt wie folgt skizzieren: Die Tertiärbasis fällt von knapp 1 km Tiefe bei Sylt bis in eine Entfernung von 300 km auf eine Tiefe von ca. 2 km ab; die Zechsteinbasis variiert dort zwischen 2,5–3,0 km Tiefe. Nach Essen et al. (1973) kann man im Sedimentbereich bis in knapp 1 km Tiefe mit Kompressionswellen-Geschwindigkeiten um  $a \approx 2$  km/s rechnen, anschließend mit  $a \approx 3$  km/s. Daraus folgt ein erheblicher Geschwindigkeitsgradient bis zur Zechsteinbasis/Kristalloberkante.

Der Sedimentbereich ist im Modell durch eine Schicht dargestellt; der übrige Krustenbereich ebenso wie das Substratum unterhalb der Moho-Diskontinuität wird als homogen vorausgesetzt.

Variationen der Modellparameter beeinflussen die modeabhängigen Dispersionskurven  $K = K_n(f)$  im betrachteten Wertebereich kaum, dagegen erweist sich die Elliptizität  $|\gamma| = |\gamma_n(f)|$  als sehr empfindlich, vor allem gegenüber dem oberflächennahen Geschwindigkeitskontrast. Wenn die Meßwerte von  $|\gamma|$  mit der Modellkurve für die Rayleigh-Grundmode unterhalb  $f \approx 0,3$  Hz annähernd

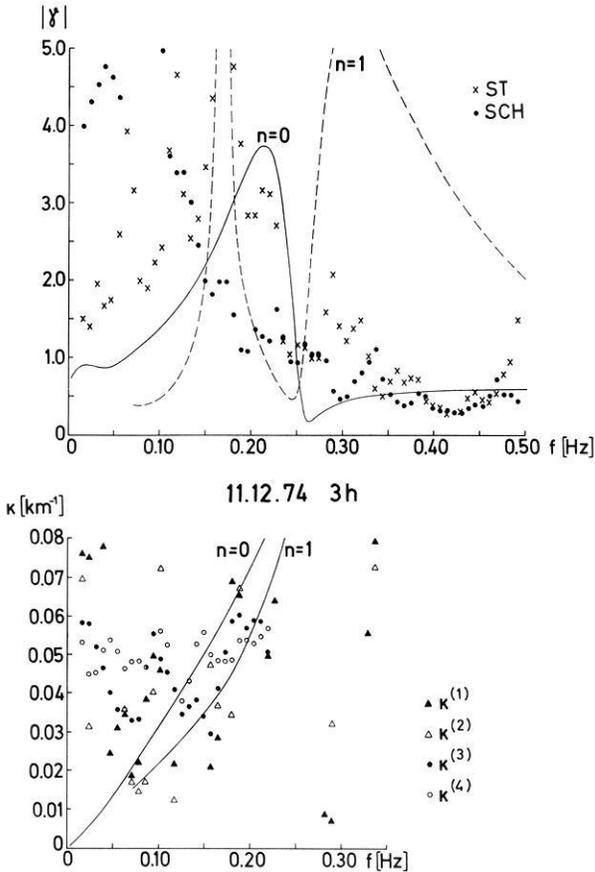


Fig. 12. Wie Figur 10

übereinstimmen, so zeigt das die Bedeutung oberflächennaher Schichten geringer Geschwindigkeit bei der Ausbreitung der Mikroseismik, eine Tatsache, auf die schon Oliver/Ewing (1958) hinwiesen.

In den Wellenzahl-Frequenz( $K$ - $f$ )-Diagrammen fällt auf, daß die unter Annahme von Richtungs Bündelung bestimmten Werte  $K^{(1)}$ ,  $K^{(2)}$  allgemein stark streuen, während die Werte  $K^{(3)}$ ,  $K^{(4)}$  oberhalb  $f \approx 0,10$  Hz im Bereich der Dispersionskurven der beiden untersten modes liegen. Die Zuordnung der Meßwerte zu einzelnen modes erscheint angesichts des schematischen Modells allerdings unrealistisch.

Unterhalb  $f \approx 0,10$  Hz zeigen beide Größen, Wellenzahl wie Elliptizität, die erstere i.allg. stärker als die zweite, große Abweichungen vom Modell. Wie schon die Kohärenzen, so deuten die verhältnismäßig großen Wellenzahlen auf Störungen, die nicht als Eigenschwingungen der Kruste aufgefaßt werden können. Sie dürften ihren Ursprung in der näheren Umgebung des Meßortes haben, so daß ihre Frequenz-Wellenzahl-Struktur stark durch die der Quelle bestimmt ist (Seegangsdispersionsrelation?). Ein ähnliches Ergebnis erhielten Bradner et al. (1964) mit einem Dreipunkt-Array auf Hawaii.

Im übrigen Frequenzbereich ( $f \gtrsim 0,10$  Hz) rechtfertigen die Ergebnisse überwiegend die Annahme freier Rayleighwellen.

Lovewellen würden verhältnismäßig große  $|\gamma|$ -Werte (verschwindende Vertikalkomponente) sowie signifikante Abweichungen der „horizontalen“ von den „vertikalen“ (durch Lovewellen unbeeinflusst) Wellenzahlwerten bewirken. Dafür gibt es kaum Anzeichen. Zwar treten beispielsweise in den Figuren 10, 11 systematische Abweichungen zwischen den Wellenzahlen im Bereich  $f \approx 0,10 - 0,18$  Hz auf, aber diese sind, wie die Elliptizität zeigt, sicherlich nicht auf Lovewellen zurückzuführen. (Die teilweise zu geringen Horizontalkomponenten an der Station SCH sind wohl eine Folge ihrer besonderen Lage: ein Schleusenhaus über einem Wasserdurchlaß. Die Einfallrichtungen – vgl. die Figuren 4a, b – werden hierdurch jedoch nicht entscheidend verfälscht.) Auch die Ergebnisse von Strobach (1962) aus Mikroseismikregistrierungen im Observatorium Harburg sprechen gegen eine nennenswerte Komponente von Lovewellen.

Das Problem der Trennung einzelner Rayleigh-modes führt auf die Frage nach dem Anteil der in den modes transportierten Energie. Er läßt sich abschätzen, wenn die Übertragungsfunktionen des elastischen Mediums bekannt sind.

## 6. Modell-Übertragungsfunktionen

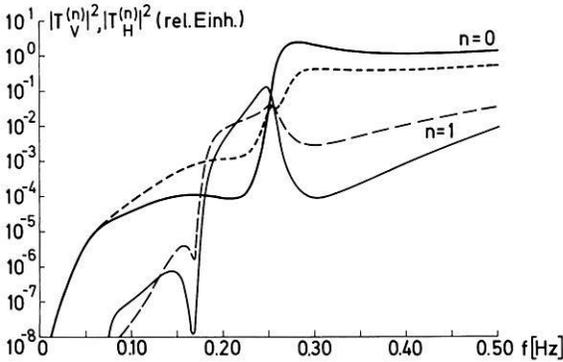
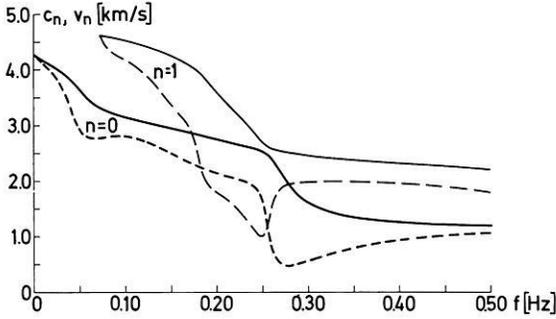
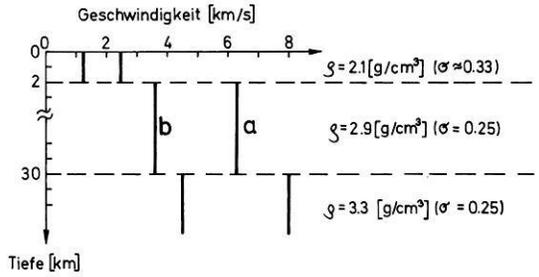
Die spektralen Übertragungsfunktionen eines horizontal geschichteten elastischen Mediums ergeben sich als Antwort auf ein äußeres Druckfeld der Spektralamplitude Eins. In den Resonanzstellen, d.h. auf den Dispersionskurven  $\omega = \omega_n(k)$  des Mediums bleibt die Antwort endlich, wenn das Druckfeld ein stationäres Zufallsfeld ist (Hasselmann, 1963). Unter dieser Voraussetzung wurden die Übertragungsfunktionen von Horizontal- und Vertikalkomponente der Verschiebungsgeschwindigkeit an der Oberfläche gem. A 2 auf den Dispersionskurven  $\omega = \omega_n(k)$  des betrachteten Modells (Fig. 13) berechnet. Sie sind in Fig. 14 zusammen mit den Dispersionskurven der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit für die ersten zwei modes aufgetragen.

Jede Übertragungsfunktion kann gem. A 3 bis auf einen konstanten Faktor als modales Varianzspektrum der betreffenden Komponente der Verschiebungsgeschwindigkeit aufgefaßt werden, vorausgesetzt, das äußere „weiße“ Druckspektrum ist nur innerhalb eines begrenzten, hinreichend weit vom Meßort entfernten Gebiets ungleich Null. Zum Vergleich seien die gemessenen Varianzspektren (Fig. 2) betrachtet:

Prinzipiell zeigt sich Übereinstimmung im Verhältnis der Spektraldichten von Vertikal- und Horizontalkomponenten: Unterhalb  $f \approx 0,10$  Hz sind sie jeweils vergleichbar groß, anschließend dominieren zunächst die Horizontalkomponenten, oberhalb  $f \approx 0,25$  Hz die Vertikalkomponenten.

Im Unterschied zu den Übertragungsfunktionen fallen die gemessenen Spektraldichten erst bei  $f \approx 0,10$  Hz zu niedrigen Frequenzen hin stark ab. Demnach müßte um  $f \approx 0,10 - 0,25$  Hz in erheblich größerem Maße Mikroseismik angefaßt werden als im höherfrequenten Bereich. Wie aus den Figuren 7b, 8b ersichtlich, ist dies gerade der Bereich maximaler Seegangs-Spektraldichte.

**Fig. 13.** Einfaches elastisches Krustenmodell für eine Umgebung des Meßgebietes:  $a$  = Kompressionswellengeschwindigkeit,  $b$  = Scherwellengeschwindigkeit,  $\rho$  = Dichte,  $\sigma$  = Poissonkonstante



**Fig. 14.** Für Rayleighwellen des Krustenmodells von Fig. 13: Oben: Dispersionskurven der Phasen- ( $c$  = durchgezogen) und Gruppengeschwindigkeit ( $v$  = gestrichelt), nach einem Rechenprogramm von H.-H. Essen. Unten: Modeabhängige Übertragungsfunktionen für Horizontal- ( $|T_H|²$  = gestrichelt) und Vertikalkomponente ( $|T_V|²$  = durchgezogen) der Verschiebungsgeschwindigkeit (vgl. A.2, A.5)

Den niederfrequenten Maxima der Seegangs-Spektren um  $f \approx 0,10$  Hz entspricht, in Übereinstimmung mit den Übertragungsfunktionen, nur noch verhältnismäßig geringe Mikroseismik-Spektraldichte.

Unterhalb  $f \approx 0,10$  Hz wären aufgrund der Übertragungsfunktionen freie Rayleighwellen mit meßbaren Amplituden nur aus starken Spannungsfeldern (z.B. Erdbeben) zu erwarten. Wie die Ergebnisse zeigen, ist die Mikroseismik in diesem Frequenzbereich tatsächlich nicht durch freie Oberflächenwellen („propagating modes“) zu erklären, vielmehr durch lokal erzeugte Störungen.

## 7. Schluß

Die vorliegenden Mikroseismikmessungen geben einen ersten Einblick in die spektrale Struktur der Bodenunruhe im Meßgebiet. Sie lassen sich weitgehend durch freie Rayleighwellen eines einfachen Schichtenmodells, in dem die oberflächennahen Sedimente berücksichtigt sind, begründen, ohne daß Lovewellen zu postulieren wären.

Über die Anfachungsgebiete kann nur wenig gesagt werden, da dazu keine längerdauernden systematischen Untersuchungen angestellt wurden. Es ist beabsichtigt, diese Frage durch gleichzeitige Messungen an mehreren (Array)-Stationen besser zu beantworten. Quantitative Aussagen sollen auf der Grundlage eines detaillierteren Krustenmodells erfolgen, welches nach der Erweiterung des Stationspaares zu einem Drei-Punkt-Array erstellt werden kann.

*Danksagung.* Die technische Konzeption und Durchführung der Messungen lag in den Händen der Mitarbeiter des „Teilprojekts Mikroseismik“ Dipl.-Geophys. R. Rudloff und Dipl.-Phys. B. Schmalfeldt.

Die zentrale Meßstation konnte auf dem Gelände der Forschungsstation Westerland der Universität Kiel errichtet werden. Dafür danken wir Herrn Prof. Dr. U. Jessel.

Diese Arbeit wurde mit Hilfe der Deutschen Forschungsgemeinschaft über den SFB94 ermöglicht.

## Anhang

### 1. Spektrale Übertragungsfunktionen eines geschichteten elastischen Halbraums

An der Oberfläche eines horizontal geschichteten elastischen Halbraums möge das stationäre und homogene Druckfeld

$$p(\mathbf{x}, t) = \sum_{\omega, \mathbf{k}} P(\omega, \mathbf{k}) \exp[i(\mathbf{k} \mathbf{x} - \omega t)], \quad (\text{A } 1)$$

$\mathbf{x} = (x_1, x_2)$  – horizontaler Ortsvektor,  $\mathbf{k} = (k_1, k_2)$  – horizontaler Wellenzahlvektor, angreifen. Das zugrundeliegende, rechtwinklig-kartesische Koordinatensystem ist so orientiert, daß die  $x_1$ -Achse nach  $E$ , die  $x_2$ -Achse nach  $N$  und die  $x_3$ -Achse nach unten zeigt.

Die Spektralamplitude  $U_i(x_3; \omega, \mathbf{k})$  der im Schichtverband erzwungenen Geschwindigkeit der Teilchenverschiebung ist als Lösung der Randwertaufgabe z.B. mit Hilfe elastischer Potentiale von der Form  $\Phi \sim \exp(\pm i k_3 x_3) \exp[i(\mathbf{k} \mathbf{x} - \omega t)]$  zu erhalten (vgl. Ewing et al., 1957). Dann ergibt sich

$$U_i(x_3; \omega, \mathbf{k}) = \frac{Z_i(x_3; \omega, \mathbf{k})}{D(\omega^2, \mathbf{k})} P(\omega, \mathbf{k})$$

mit  $D$  = charakteristische Determinante des Systems. Nach der Auffassung von Hasselmann (1963) wird Mikroseismik resonant ( $D=0$ ) angefacht, d.h. auf den Dispersionsflächen  $\omega = \omega_n(\mathbf{k})$ , ( $n$  = Modeindex) des geschichteten Systems. Die „Resonanzbedingung“ läßt sich (für große Zeitwerte) als Beziehung zwischen

den Spektren der Verschiebungsgeschwindigkeit und des äußeren Druckfeldes schreiben (sog. Energiebilanzgleichung), in der noch die spektralen Übertragungsfunktionen des Systems auftreten. Diese sind mit den oben gegebenen Bezeichnungen von der Form

$$T_i^{(n)}(k) = \sqrt{\pi} \frac{Z_i^{(n)}}{\omega_n D_n'}, \quad D_n' = \left. \frac{\partial D}{\partial \omega^2} \right|_{\omega = \omega_n} \quad (\text{A 2})$$

Für den Fall, daß das Druckspektrum innerhalb eines begrenzten Gebietes (Fläche  $A$ ) die Spektralamplitude Eins besitzt und außerhalb verschwindet, lautet das Varianzspektrum der Verschiebungsgeschwindigkeit für große Entfernungen  $R$  (unter Vernachlässigung von Refraktion):

$$S_i^{(n)}(\omega) = \frac{A}{R} \frac{k}{v_n^2} |T_i^{(n)}(\omega)|^2, \quad (\text{A 3})$$

$v_n$  = Gruppengeschwindigkeit (vgl. Hasselmann, 1963).

## 2. Kreuzspektren-Analyse

Die Kreuzspektren zwischen zwei Komponenten  $u_i$  und  $u_j$  eines stationären, homogenen seismischen Feldes lassen sich wie folgt darstellen:

$$\begin{aligned} S_{ij}(\mathbf{r}) &\equiv C_{ij} - iQ_{ij} \equiv |S_{ij}| \exp(i\vartheta_{ij}) \\ &= \sum_n \int_{-\pi}^{\pi} L_{ij}^{(n)} F^{(n)}(\theta) \exp[ik_n r \cos(\theta - \alpha)], \end{aligned} \quad (\text{A 4})$$

$C_{ij}$  = Cospektrum,  $Q_{ij}$  = Quadspektrum,  $\vartheta_{ij}$  = Phasenspektrum,  $\mathbf{r} = (r, \alpha)$   
 = horizontaler Verbindungsvektor zwischen den Meßorten,  $\mathbf{k} = (k, \theta)$   
 = horizontaler Wellenzahlvektor,  $n$  = Modeindex,  $F(\theta)$  = Richtungsspektrum,  $L_{ij}$   
 =  $T_i^* T_j$  (vgl. A 2).

Für Rayleighwellen gilt

$$\begin{aligned} T_1 &= T_H \cos \theta \\ T_2 &= T_H \sin \theta \\ T_3 &= T_V \end{aligned} \quad (\text{A 5})$$

( $T_H, T_V$  = Übertragungsfunktionen der horizontalen bzw. vertikalen Bewegungskomponente), so daß (bei Beschränkung auf eine mode):

$$S_{33}(\mathbf{r} = 0) = \int_{-\pi}^{\pi} |T_3|^2 F(\theta) d\theta \equiv \int_{-\pi}^{\pi} V(\theta) d\theta \quad (\text{A 6 a})$$

gilt und damit

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{11}(\mathbf{r} = 0) \\ S_{22}(\mathbf{r} = 0) \end{array} \right\} = \int_{-\pi}^{\pi} \gamma^2 \left\{ \begin{array}{l} \cos^2 \theta \\ \sin^2 \theta \end{array} \right\} V(\theta) d\theta \quad (\text{A 6 b})$$

$$\begin{cases} S_{13}(\mathbf{r}=0) \\ S_{23}(\mathbf{r}=0) \end{cases} = \int_{-\pi}^{\pi} \gamma \begin{cases} \cos \theta \\ \sin \theta \end{cases} V(\theta) d\theta. \quad (\text{A } 7)$$

Hier ist  $\gamma = \gamma(\omega)$  der (modeabhängige) Quotient von Horizontal- zu Vertikal-komponente; für ideale Rayleighwellen ist er rein imaginär.

Aus A 6 a, b folgt

$$\gamma^2 = \frac{S_1 + S_2}{S_3}, \quad S_i \equiv S_{ii}(\mathbf{r}=0), \quad i=1, 2, 3. \quad (\text{A } 8)$$

Verhältnismäßig große Meßwerte von  $|\gamma|$  sind ein Indiz für Lovewellen ( $S_3 = 0$ ).

a. Im Grenzfall enger Richtungs Bündelung ( $F(\theta) \approx E \cdot \delta(\theta - \bar{\theta})$ ,  $E = \text{const.}$ ) folgt aus A 7:

$$\bar{\theta} \approx \arctan \left( \frac{Q_{23}}{Q_{13}} \right) = \arctan \left( \eta \frac{\sin \vartheta_{32}}{\sin \vartheta_{31}} \right), \quad \eta > 0. \quad (\text{A } 9)$$

Berücksichtigt man, daß  $\vartheta_{ij}(f)$  den mittleren Phasenvorsprung von  $u_i$  gegenüber  $u_j$  bei der Frequenz  $f$  angibt, und daß bei retrograd umlaufenden Ellipsen die Horizontalkomponente der Vertikalkomponente um  $\pi/2$  vorausleitet, dann wird durch

$$\bar{\theta} = \arg(Q), \quad Q = Q_{13} + iQ_{23}$$

im Bereich  $-\pi < \bar{\theta} \leq \pi$  eindeutig die Einfallsrichtung derart polarisierter Wellen bestimmt.

Ein Maß für die Richtungsstrebweite bzw. Strahlbreite (beam width parameter) ist

$$\theta_s = \left( 1 - \frac{Q_{13}^2 + Q_{23}^2}{S_3(S_1 + S_2)} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad 0 \leq \theta_s \leq 1. \quad (\text{A } 10)$$

Die quadratische Kohärenz wird im betrachteten Grenzfall

$$\rho_{ij}^2(\mathbf{r}) \equiv \frac{|S_{ij}|^2}{S_i S_j} \approx 1. \quad (\text{A } 11)$$

Die Phasenspektren zwischen gleichen Komponenten lauten

$$\vartheta_{ii}(\mathbf{r}) \approx kr \cos(\bar{\theta} - \alpha), \quad i=1, 2, 3. \quad (\text{A } 12)$$

Hieraus ergeben sich (bei bekanntem  $\bar{\theta}$ ) zwei unabhängige Bestimmungsgleichungen für die Wellenzahlen:

$$\tan [k^{(1)} r \cos(\bar{\theta} - \alpha)] + \frac{Q_{33}}{C_{33}} \approx 0 \quad (\text{A } 13 \text{ a})$$

$$\tan [k^{(2)} r \cos(\bar{\theta} - \alpha)] + \frac{Q_{11} + Q_{22}}{C_{11} + C_{22}} \approx 0. \quad (\text{A } 13 \text{ b})$$

b. Im Grenzfall isotropen Welleneinfalls ( $F(\theta) \approx E = \text{const.}$ ) folgt aus A 4:

$$Q_{ij}(\mathbf{r}) \approx 0 \rightarrow \vartheta_{ij}(\mathbf{r}) \approx 0 \quad (\text{bzw. } \pm \pi). \quad (\text{A } 14)$$

Anders als die Phasenspektren eignen sich hier die Kohärenzspektren zur Abschätzung der Wellenzahlen. Es gilt:

$$\begin{aligned}\rho_{33}(\mathbf{r}) &\approx J_0(kr) \\ \rho_{11}(\mathbf{r}) + \rho_{22}(\mathbf{r}) &\approx 2J_0(kr)\end{aligned}\quad (\text{A } 15)$$

( $J_0$  = Besselfunktion nullter Ordnung), und damit hat man in

$$J_0(k^{(3)}r) - \frac{C_{33}}{S_3} \approx 0, \quad (\text{A } 16a)$$

$$J_0(k^{(4)}r) - \frac{C_{11} + C_{22}}{S_1 + S_2} \approx 0 \quad (\text{A } 16b)$$

zwei unabhängige Bestimmungsgleichungen.

Die Beziehungen A 13a, A 16a sind im Gegensatz zu A 13b, A 16b unabhängig von evtl. vorhandenen Lovewellenanteilen. Daher können signifikante Abweichungen zwischen  $k^{(1)}$  und  $k^{(2)}$  bzw.  $k^{(3)}$  und  $k^{(4)}$  als Indiz für Lovewellen gewertet werden.

## Literatur

- Boore, D.M., Toksöz, M.N.: Rayleigh wave particle motion and crustal structure. *Bull. Seism. Soc. Am.* **59**, 331 – 346, 1969
- Bradner, H., Haubrich, R.A., Munk, W.H.: Study of earth noise on land and sea bottom. Report. Univ. Calif., San Diego, Institute of Geophysics and Planetary Physics, 180 pp, 1964
- Bungum, H., Rygg, E., Bruland, L.: Short period seismic noise structure at the Norwegian Seismic Array. *Bull. Seism. Soc. Am.* **61**, 357 – 373, 1971
- Essen, H.-H., Hirschleber, H.B., Siebert, J.: Geschwindigkeits- und Dämpfungsmessungen an Sedimenten der Nordsee. *Z. Geophys.* **39**, 833 – 854, 1973
- Ewing, W.M., Jardetzky, W.S., Press, F.: *Elastic waves in layered media*. New York: McGraw-Hill 1957
- Hasselmann, K.: A statistical analysis of the generation of microseisms. *Rev. Geophys.* **1**, 177 – 210, 1963
- Hasselmann, K., Barnett, T.P., Bouws, E., Carlson, H., Cartwright, D.E., Enke, K., Ewing, J.A., Gienapp, H., Hasselmann, D.E., Krusemann, P., Meerburg, A., Müller, P., Olbers, D.J., Richter, K., Sell, W., Walden, H.: Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (Jonswap). *Deut. Hydrograph. Z. (Ergänzungsheft)*, Reihe A, Nr. 12, 1973
- Haubrich, R.A., McCamy, K.: Microseisms: crustal and pelagic sources. *Rev. Geophys.* **7**, 539 – 571, 1969
- Hinz, K.: Zur Geologie der südlichen Nordsee nach reflexionsseismischen Untersuchungen. *Diss. Bergakademie Clausthal*, 1964
- Lacoss, R.T., Kelly, E.J., Toksöz, M.N.: Estimation of seismic noise structure using arrays. *Geophysics* **34**, 21 – 38, 1969
- Longuet-Higgins, M.S.: A theory of the origin of microseisms. *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A* **243**, 1 – 35, 1950
- Miche, M.: Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur constante ou décroissante. *Ann. Ponts Chaussées* **114**, 25 – 87, 131 – 164, 270 – 292, 396 – 406, 1944
- Oliver, J., Ewing, M.: The effect of surficial sedimentary layers on continental surface waves. *Bull. Seism. Soc. Am.* **48**, 339 – 354, 1958
- Strobach, K.: Ein Beitrag zum Problem der Entstehung und der Wellennatur der mikroseismischen Bodenunruhe. *Hamburger Geophysikal. Einzelschriften* **5**, 125 pp, 1962

