GROSSSPRENGUNG UND MIKROSEISMIK*)

E. Hardtwig

Ueber die bei Sprengungen entstehenden Periodenspektren ist noch wenig bekannt, trotzdem in jedem Jahre Tausende von Sprengungen registriert werden. Die wenigen Arbeiten, die zu diesem Gegenstand erschienen sind, stellen nur erste Versuche dar, den Aufbau der Spektren zu erklaren. Während etwa George Morris (1) vorwiegend die bei Sprengungen sich abspielenden Detonationsvorgänge zum Ausgangspunkt der Untersuchung macht, ist es bei H. Menzel (2) die Interferenz von Primärwelle und reflektierter Welle, deren Einfluss auf die Gestalt des Spektrums untersucht wird.

Eine Analyse der bei Sprengungen auftretenden Spektren zeigt deutlich, dass zwei Periodenbereiche immer wieder auftreten: einer von etwa 40 bis 50 Hertz und ein anderer von etwa 1/5 bis 1/10 Hertz. Die zu diesen Perioden gehörigen Wellen — deren Auftreten übrigens recht unerwünscht ist, weil die Reflexionen durch sie verdeckt werden — zeigen mehr oder weniger den Charakter von Rayleighwellen, wenn auch die Eigenschaften von Rayleighwellen nicht voll ausgebildet sind. Es erhebt sich die Frage, auf welche Weise diese « Roller » entstehen, mit andern Worten, unter welchen Bedingungen die Wellen der genannten Periodenbereiche zustande kommen.

Die Antwort soll vorweggenommen werden: Das Auftreten zweier Periodenbereiche ist an das Vorhandensein einer Grenzflache gebunden, die eine « Oberschicht » von dem darunter liegenden Substratum trennt. Welcher Art diese Schicht ist, lässt sich von vornherein nicht feststellen, Anhaltspunkte ergeben sich erst dann, wenn man über ihre Mächtigkeit und die in ihr herrschenden Phasengeschwindigkeiten Näheres weiss.

Bei der rechnerischen Behandlung geht man so vor, dass man von einer elastischen Schicht der Mächtigkeit H ausgeht, die auf einem ebenfalls als elastisch vorausgesetzten Untergrund von unendlicher Dicke

*) Vortrag gehalten auf der Tagung der Europäischen Seismologischen Kommission in Wien, April 1956.

aufliegt. Für die bezüglichen Verrückungen u_1, w_1, u_2, w_2 macht man den bekannten Ansatz

$$u_i = \frac{\partial \Phi_i}{\partial x} + \frac{\partial \Psi_i}{\partial z} \qquad i = 1{,}2 \ ,$$

$$w_i = \frac{\partial \Phi_i}{\partial z} - \frac{\partial \Psi_i}{\partial x}$$

wo die Verrückungspotentiale Φ_i und Ψ_i den entsprechenden Wellengleichungen für Dilatations- und Scherungswellen genügen müssen. Im übrigen setzt man sie in der Form

$$\Phi_1 = (A \sin q_1 z + B \cos q_1 z) e^{ik(x-ct)}$$

$$\Psi_1 = (C \sin r_1 z + D \cos r_1 z)\, e^{ik(x-ct)}$$

$$\Phi_2 = E\, e^{-q_2 z}\, e^{ik(x-ct)}$$

$$\Psi_2 = F\, e^{-r_2 z}\, e^{ik(x-ct)}$$

an, mit A, B, C, D, E, F als zunächst willkürlichen Konstanten, die durch die Oberflächenbedingungen bestimmt werden.

Die Indizes 1 und 2 beziehen sich auf Oberschicht bezw. Substratum.

Die Parameter q_1, q_2, r_1, r_2 bestimmen sich aus den Wellengleichungen. Versteht man unter p_{xz} ... die Komponenten des Spannungstensors, so kann man die zu erfüllenden Grenzbedingungen in der Form annehmen

$$(p_{zz}) = 0, \qquad (p_{xz}) = 0 \qquad \text{für } z = 0$$

$$(p_{zz})_1 = (p_{zz})_2, \qquad (w)_1 = (w)_2 \qquad \text{für } z = H$$

sowie

$$(p_{xz})_1 = (p_{xz})_2 \qquad (u)_1 = (u)_2 \qquad \text{für } z = H$$

Die Phasengeschwindigkeiten der Längs- bezw. Querwelle sind v_1, v_2 bezw. $v_{tr,1}$, $v_{tr,2}$. Mit c soll die Phasengeschwindigkeit der neuen, durch das geschichtete System bestimmten Welle bezeichnet werden; k ist die Wellenzahl.

Wie üblich, wurde der Ursprungspunkt des kartesischen Koordinatensystems in die « Erdoberfläche » gelegt mit nach unten positiv gerechneter z-Achse. Die Grenzbedingungen führen auf ein System von 6 linear-homogenen Gleichungen in A, B, C, D, E, F, das dann, aber auch nur dann eine nicht-triviale Lösung besitzt, wenn die Determinante Δ des Systems verschwindet. Man bekommt auf diese Weise eine Gleichung

$\Delta(k, c) = 0$ oder, da $k = 2\pi/L$ (L = Wellenlänge), eine Gleichung $F(L, c) = 0$, die man als Frequenzgleichung bezeichnet und die man zweckmassigerweise auf die Form bringt

$$f(x, y) = 0 \quad , \quad \text{mit} \quad x = 2\pi H/L \quad \text{und} \quad y = c/v_{tr,2} \; .$$

Die Frequenzgleichung ist transzendent, da die Variablen je nach Wahl der Konstanten in den trigonometrischen oder hyperbolischen Funktionen auftreten. Sie definiert die «relative Phasengeschwindigkeit $c/v_{tr,2}$» als Funktion des Verhaltnisses $2\pi H/L$ und zwar als *zweid*eutige Funktion innerhalb des Grundintervalls (das sich bei trigonometrischen Funktionen periodisch wiederholt). Die graphische Darstellung dieser Abhängigkeit liefert die *Dispersionskurve.* Diese hat in unserem Falle zwei Äste. Bild I gibt den grundsätzlichen Verlauf der Dispersionskurve wieder (Annahmen: $\varrho_2 \varrho_1 = 1 \cdot 1$; $v_2/v_1 = 4$; $v = \sqrt{3}\, v_{tr,2}$).

Für den Energietransport ist die Gruppengeschwindigkeit massgebend. Sie ist durch die bekannte Gleichung

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

definiert (u = Gruppengeschwindigkeit) und wird zweckmässigerweise auf die Phasengeschwindigkeit der Querwellen $v_{tr,2}$ bezogen (relative Gruppengeschwindigkeit $U = u/v_{tr,2}$). Man hat dann

$$U = \frac{u}{v_{tr,2}} = \frac{c}{v_{tr,2}} + k\,H\,\frac{d\,(c/v_{tr,2})}{d\,(k\,H)} = y + x \cdot \frac{d\,y}{d\,x} \, .$$

Bei der graphischen Darstellung von U als Funktion von x zeigt sich, dass zu jedem Wendepunkt der Dispersionskurve ein stationärer Wert (Maximum oder Minimum) im Verlauf von $U = U(x)$ gehört. Die Abszissen x_m dieser Minima sind allerdings gegenüber den Abszissen der Wendepunkte etwas nach rechts verschoben. Bild I zeigt auch den Verlauf von $U = U(x)$.

Man kommt den naturlichen Verhaltnissen nahe, wenn man setzt:

$$\frac{\varrho_2}{\varrho_1} = 1{,}25 \quad ; \quad \frac{v_2}{v_1} = 2 \quad ; \quad v_\nu = \sqrt{3} \cdot v_{tr,\nu} \qquad \nu = 1{,}2 \; .$$

In der Frequenzgleichung sind dann alle auftretenden Konstanten zahlenmässig festgelegt und man findet für die Lage der Minima von $U = U(x)$

$$x_m = 0{,}44 \quad \text{und} \quad x_m = 2{,}75 \; .$$

Die zugehörigen relativen Phasengeschwindigkeiten sind bezw.

$$y_m = c/v_{tr,2} = 0{,}932 \qquad \text{und} \qquad y_m = c/v_{tr,2} = 0{,}867 \ .$$

Für das Weitere ist ein von H. Jeffreys stammender Hinweis entscheidend: in einiger Distanz vom Quellpunkt werden aus Gründen des Energieflusses jene Perioden als die häufigsten registriert, die den Minima der Gruppengeschwindigkeit entsprechen. In einiger Entfernung vom Sprengpunkt wird man daher vorwiegend das Auftreten jener Perioden erwarten dürfen, die aus den Beziehungen

$$x_m = \frac{2\pi H}{L_m} = \frac{2\pi H}{c_m T_m}$$

folgen, d. h. jene Perioden T_m, für die $T_m = \dfrac{2\pi H}{c_m y_m}$ gilt.

Ein Wert von $v_{tr,2} = 1300$ m/sek kann als durchaus plausibel und mit der Beobachtung verträglich angenommen werden. Mit ihm lassen sich die beiden Werte c_m berechnen und daraus auch T_m. Man findet

$$T_m = 0{,}0220 \cdot H \qquad \text{und} \qquad T_m = 0{,}0033 \cdot H \ .$$

Perioden von $T_m = 1/50$ sek werden aus der ersten dieser Gleichungen für einen H-Wert von 6,0 m erhalten. Perioden $T_m = 1/40$ sek für einen solchen von 7,6 m. Für den zweiten Bereich (zweite Gleichung) gilt Aehnliches, nur sind da die zu den angeführten H-Werten gehörigen Periodenwerte etwa 1/6 und 1/8 sek.

Die Beobachtung zeigt, dass diese Werte, bezw. Bereiche, tatsächlich auftreten. Die Erscheinung ist global, es ist daher naheliegend, an eine Schichtung zu denken, die so gut wie immer auftritt, mit speziellen geologischen Schichtungen aber nichts zu tun hat. Als eine solche « Schichtung » bleibt eigentlich nur jene übrig, die durch das Vorhandensein des Grundwassers entsteht. Damit würde übereinstimmen, dass die Tiefe des Grundwasserspiegels grossenordnungsmassig ubereinstimmt mit den hier ermittelten H-Werten.

II.

Man könnte in Versuchung kommen, dieselben Ueberlegungen in Bezug auf Schichten grösserer Mächtigkeit anzustellen, z. B. auf die Erdkruste selbst, denn man darf wohl annehmen, dass die Trennungsfläche von Erdkruste und Substratum eine deutliche Sprungstelle für die physikalischen Konstanten darstellt. Man könnte erwarten, dass-grössenordnungsmässig- die bevorzugten Perioden dem Bereich der Mikroseismik angehören. Wäre dies der Fall, so wäre für das Auftreten der Mikroseismik die denkbar einfachste Erklärung gefunden: Mikroseismik wäre dann nichts anderes als das Schwingen des Systems Kruste plus Substratum.

Leider führt die Rechnung — wenn man für Krustendicke und Phasengeschwindigkeiten plausible Werte einsetzt — auf Perioden und insbesondere auf « bevorzugte Perioden », die uber 30 Sek liegen, also weit ausserhalb der Bereichs der Mikroseismik rangieren. Im Gegenteil, Robert Stoneley ([3]) konnte aus den Dispersionskurven für Rayleigh- und Lovewellen auf die Dicke der Erdkruste schliessen. Er ging also den umgekehrten Weg und fand unter plausiblen Annahmen für die Konstanten, dass die Erdkruste, wenn man sie als einfache Granitschicht im Sinne von H. Jeffreys ansieht, eine Dicke von rund 33 km haben müsse. Für die Deutung der Mikroseismik kann dieses Modell also nicht in Frage kommen.

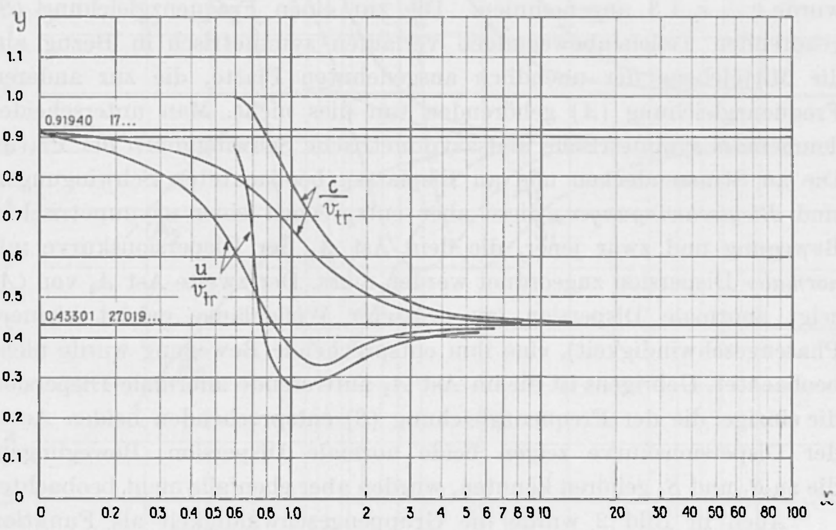


Fig. 1

Der Grundgedanke, das Schwingen der Erdkruste mit der Mikroseismik in Verbindung zu bringen ist aber so bestechend, dass es vielleicht lohnt, einen anderen Weg zu beschreiten. Aeltere Untersuchungen von A. Ramspeck ([4]) über das dynamische Verhalten von Strassendecken haben die merkwurdige Tatsache erkennen lassen, dass sich eine Betonstrassendecke genau so verhalt wie eine frei schwingende Platte — zumal dann, wenn sie nicht fest oder auf elastisch « weichem » Material aufliegt. Es treten dann Biegeschwingungen auf ganz so, als ob die Unterlage überhaupt nicht vorhanden wäre. Da auch an Eisdecken über Seen ein ähnliches Verhalten beobachtet wurde, erscheint der Versuch aussichtsreich, die Erdkruste einmal als freischwingende Platte aufzufassen und die bei den Schwingungen auftretenden bevorzugten Perioden zu untersuchen.

Die Theorie der Plattenschwingungen wurde von H. Lamb ([5]) entwickelt. Ein charakteristischer Zug der Theorie ist, dass sich die Frequenzgleichung in zwei Einzelgleichungen aufspalten lasst entsprechend

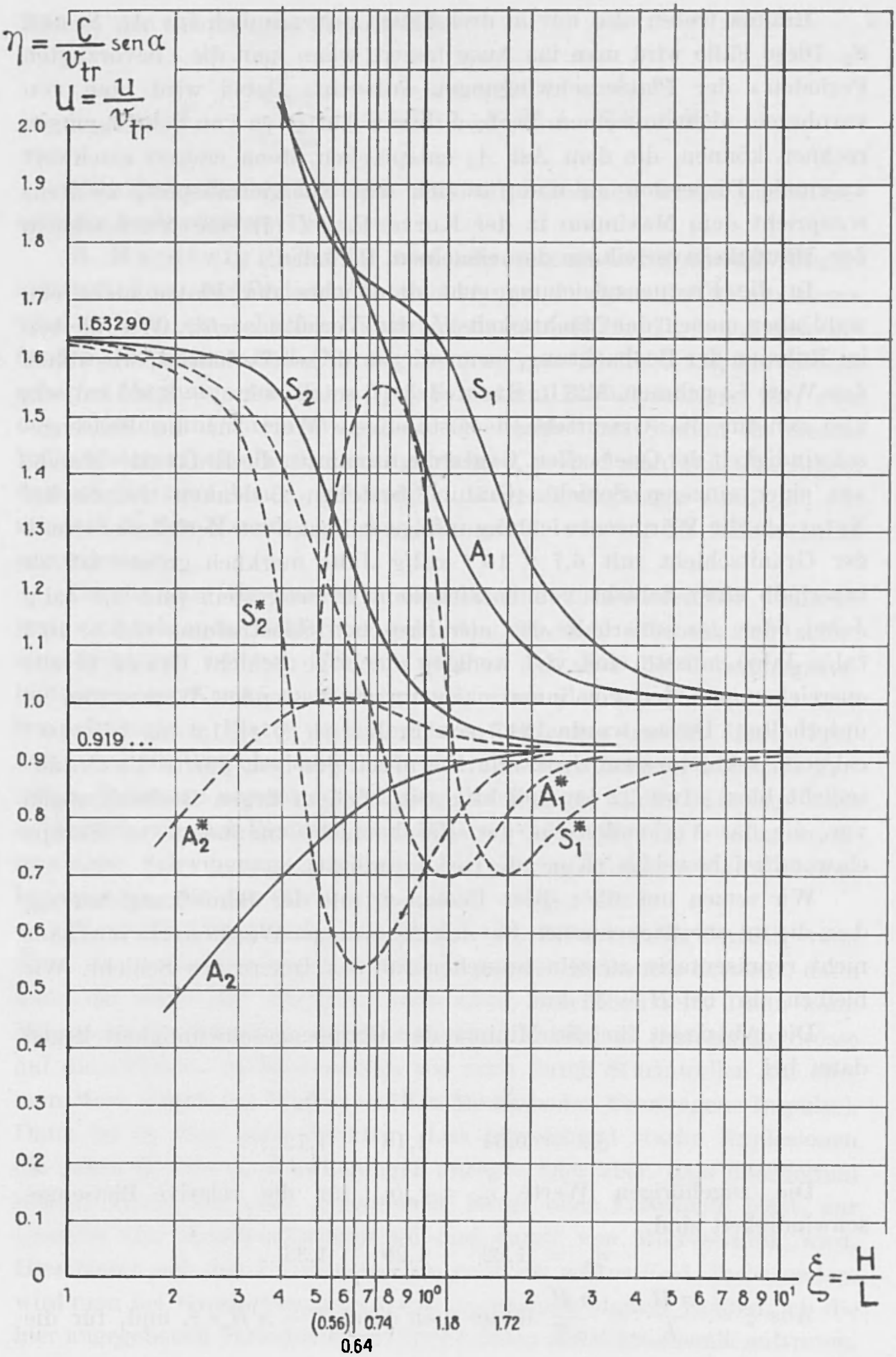
$$(S) \ldots F_1 = 0\,(\xi, \eta) \quad \text{und} \quad (A) \ldots F_2 = (\xi, \eta)\,0$$

$$\xi = H/L, \eta = c/v_{tr},$$

von denen jede für sich eine Dispersionskurve mit zwei Aesten darstellt. Bild 2 zeigt die vier Aeste A_1, A_2 und S_1, S_2 der Dispersionskurve. Es wurde $v = v_{tr}\sqrt{3}$ angenommen. Die zur einen Frequenzgleichung (S) gehorenden Teilchenbewegungen verlaufen symmetrisch in Bezug auf die Mittelebene der unendlich ausgedehnten Platte, die zur anderen Frequenzgleichung (A) gehorenden tun dies nicht. Man unterscheidet demgemäss symmetrische und asymmetrische Schwingungen der Platte. Die an Strassendecken und an Eisplatten beobachteten Schwingungen sind *Biegeschwingungen*, diese aber entsprechen einer asymmetrischen Bewegung und zwar jener, die dem Ast A_1 der Dispersionskurve mit *normaler* Dispersion zugeordnet werden muss. Der zweite Ast A_2 von (A) zeigt anormale Dispersion (zu grösserer Wellenlänge gehört kleinere Phasengeschwindigkeit), eine ihm entsprechende Bewegung wurde nicht beobachtet. Uebrigens ist die im Ast A_2 auftretende anormale Dispersion die einzige: die der Frequenzgleichung (S) entsprechenden beiden Aeste der Dispersionskurve zeigen beide normale Dispersion. Bewegungen, die zu S_1 und S_2 gehören könnten, wurden aber ebenfalls nicht beobachtet

Auch in Bild 2 wurde die Gruppengeschwindigkeit als Funktion von H/L dargestellt. Die stationären Wert verteilen sich wie folgt:

zu Ast A_1 gehörig ... Minimum
zu Ast A_2 gehörig ... Maximum
zu Ast S_1 gehörig ... Maximum und Minimum
zu Ast S_2 gehörig ... Minimum.



$\eta = \frac{C}{v_{tr}} \operatorname{sen} \alpha$
$U = \frac{u}{v_{tr}}$
2.0
1.9
1.8
1.7
1.63290
1.6
1.5
1.4
1.3
1.2
1.1
1.0
0.919 ...
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
S_1
S_2
A_1
S_2^*
A_1^*
A_2^*
S_1^*
A_2
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10^0 2 3 4 5 6 7 8 9 10^1
(0.56) 0.74 1.18 1.72
0.64
$\xi = \frac{H}{L}$

Fig. 2

Minima treten also nur in drei Fällen auf, nämlich für A_1, S_1 und S_2. Diese Falle wird man ins Auge fassen, wenn man die « bevorzugten Perioden » der Plattenschwingungen aufsucht. Dabei wird man von vornherein nicht mit einem beobachtbaren Auftreten von Schwingungen rechnen können, die dem Ast A_2 entsprechen, denn erstens erschwert anormale Dispersion an und für sich den Energietransport, zweitens entspricht dem Maximum in der Kurve $U = U(\xi)$ eine Art Lücke in der Häufigkeitsverteilung der einzelnen Perioden.

In die Frequenzgleichung geht die Dichte der Platte nicht ein, wohl aber, neben der Mächtigkeit H, das Verhältnis v/v_{tr}. Wir bleiben im Rahmen der Beobachtung, wenn wir für dieses Verhältnis, wie ublich den Wert $\sqrt{3}$ nehmen. Mit R. Stoneley (6) setzen wir $v_{tr} = 3{,}363$ km/sek, also den für die Granitschicht zuständigen Wert für die Phasengeschwindigkeit der Querwellen. Gegen die Annahme, die Erdkruste bestehe aus einer einzigen Schicht (Granit), bestehen Bedenken thermischer Natur: da die Wärmeentwicklung infolge radioaktiven Zerfalls innerhalb der Granitschicht mit $6{,}7 \times 10^{-6}$ cal/g Jahr merklich grösser ist als innerhalb einer Schicht von basaltischem Ergussgestein (mit 1,7 cal/g Jahr) oder gar innerhalb des ultrabasischen Substratums ($0{,}9 \times 10^{-6}$ cal/g Jahr) müsste eine viel weniger mächtige Schicht Granit bereits ausreichen, um den von innen nach aussen fliessenden Wämestrom zu unterhalten. Dieser wurde 1947 von F. Birch (7) zu 1,2 bis $1{,}3 \times 10^{-6}$ cal/qcm. sek gemessen, d. h. rein thermisch gesehen, dürfte die Granitschicht bloss etwa 22 km machtig sein. Zudem liegen Beobachtungen vor, die das Vorhandensein der Basaltschicht zumindert in Europa einwandfrei beweisen (Konrad- Diskontinuität).

Wir setzen uns über diese Bedenken mit der Bemerkung hinweg, dass die im oberflachennahen Bereich gemessenen Wärmewerte durchaus nicht repräsentativ zu sein brauchen für das Innere des Schicht. Wir bleiben also bei $H = 33$ km.

Die Abszissen für die Minima der Gruppengeschwindigkeit liegen dann bei

$$\begin{array}{cccc} & S_2 & A_1 & S_1 \\ \xi_m = & 0{,}64 & 1{,}18 & 1{,}72\ . \end{array}$$

Die zugehörigen Werte $\eta_m = c_m/v_{tr}$ für die relative Phasengeschwindigkeit sind

$$\eta_m = 1{,}22 \qquad 1{,}29 \qquad 1{,}33\ .$$

Aus $\xi = \dfrac{\pi H}{L} = \dfrac{\pi H}{c\,T}$ findet man dann $T = \pi H / c\,\xi$, und, für die

Minima der Gruppengeschwindigkeit

$$T_m = \frac{9.813}{\xi_m \, \eta_m} = \begin{array}{ccc} S_1 & S_2 & A_1 \\ 4{,}29 & 12{,}56 & 6{,}45 \text{ Sek.} \end{array}$$

Mit diesen Werten bewegen wir uns im Rahmen der bei der Mikroseismik beobachteten Perioden.

E. Hardtwig ([8]) hat für zwei mikroseismische Stürme die Häufigkeitsverteilung der Perioden untersucht und im einen Fall (Kanalsturm vom 15.1.38) ein scharfes Haufigkeitsmaximum für $T_m = 6{,}8$ Sek gefunden, im andern Fall (Norwegensturm vom 28.2.-1.3.43), ein ebenso scharfes Maximum für $T_m = 7{,}45$ Sekunden. Berücksichtigen wir, dass die Perioden auf ihrem Wege vom Quellgebiet zur Station (in diesem Falle Stuttgart) eine Verlängerung erfahren, so darf man wohl annehmen, dass es die zum Ast A_1 gehörenden Biegeschwingungen sind, die, zumindest in der Hauptsache, das ausmachen, was wir als Mikroseismik registrieren.

Damit wäre für die Mikroseismik eine ausserordentlich einfache und einläuchtende Erklärung gefunden. Freilich erheben sich sofort eine Reihe von weiteren Fragen: welcher Art sind die Uebergangsverhaltnisse von Kruste zu Substratum, wenn sich die Kruste wie eine frei schwingende Platte verhalten kann? Offenbar besteht diese « Freiheit » nur für Impulse unterhalb einer gewissen Grenze; oberhalb derselben findet ein normaler Duchgang der Energie in die Unterlage statt — ähnlich wie bei Eisdecke und Wasser. Oder: Warum werden asymmetrische Schwingunge bevorzugt — gibt es wirklich keine Bodenbewegungen, die den Aesten S_1 und S_2 entsprechen?

Wenn die hier angedeutete Theorie der Mikroseismik zutrifft, wenn diese also tatsächlich durch Schwingungen der Erdkruste entsteht, dann kann die Form der Anregung auch nicht wesentlich sein. Dann kann Mikroseismik ebensogut durch Brandung entstehen (anregende Stösse auf die « Platte » in Küstennähe) wie auch durch Sturmwellen auf offenem Meer (durch das Wasser auf den Meeresboden übertragene Impulse). Dann ist es aber auch denkbar, dass hinreichend starke Explosionen die ganze Kruste zu Schwingungen anregen oder aber, dass übernormal starker Wind, der etwa gegen steile Berge oder Felswände bläst, zur Ursache von Krustenchwingungen und damit von Mikroseismik wird. Hier bietet sich den Untersuchungen noch ein weites Feld. Insbesondere wird man bei Grosssprengungen das Augenmerk darauf richten, ob die hier angegebenen Perioden bezw. die Perioden der Mikroseismik auftreten.

ZUSAMMENFASSUNG

Ein Zweischichtenmedium stellt in Bezug auf Oberflächenwellen ein dispersives System dar. Die Frequenzgleichungen (für die Phasen- und Gruppengeschwindigkeit) zerfallen in zwei Einzelgleichungen und demgemäss auch die Dispersionskurven in zwei Aste. Den Minima der Gruppengeschwindigkeit entsprechen die Perioden grosster Häufigkeit des Auftretens. Wählt man für die physikalischen Konstanten plausible Werte und setzt als Mächtigkeit der Schicht etwa 6 bis 12 m voraus, so bekommt man als Periodenbereiche grosster Häufigkeit jene von 1/5 bis 1/10 Hertz und 40 bis 50 Hertz. Dies steht in ausgezeichneter Ubereinstimmung mit den in der Sprengseismik gemachten Beobachtungen. Die daselbst entstehenden Periodenspektra finden also eine zwanglose Erklärung. Für die Zweischichtigkeit der Erdoberfläche wäre etwa das Grundwasser verantwortlich zu machen.

Bei Grosssprengungen müsste auch die Erdkruste in Schwingungen geraten. Das dispersive System « Erdkruste-Substratum » würde aber auf bevorzugte Perioden von 30 und mehr Sekunden führen, entgegen aller Wahrscheinlichkeit. Betrachtet man jedoch die Erdkruste als frei schwingende Platte, so entstehen bei entsprechender Anregung Schwingungen, deren Perioden grosster Häufigkeit ubereinstimmen mit den Perioden der Mikroseismik.

Für die Mikroseismik würde sich auf diese Weise eine sehr einfache Deutung ergeben: sie wäre nichts anderes als das freie Schwingen der Erdkruste, unabhängig von der Art der Anregung (Brandung oder Sturmtief).

SUMMARY

A double — layered medium constitutes — relating to surface waves-a dispersiv system. The Frequency equations (for the wave and group velocity) fall to two single equations and therefore the dispersion curves to two single curves. To the minima of the group velocity correspond the periods of greatest abundance. With plausible values for the physical constants and 6 to 10m for the thickness of the layer, one receives as regions of greatest abundance of periods 1/5 to 1/10 and 40 to 50 Hertz. This is in excellent agreement with the experiences in prospecting seismic.

At big explosions also the crust of the Earth must become vibrating. But the dispersive system « Crust-Substratum » would demand favoured

periodes of 30 secobds and more — in contrary to all probability. But if one considers the earthcrust as a freely vibrating plate, vibrations are generated so that the periods of greatest abundance are in concordance with the periods of microseisme.

For the microseisme on would receive a very simple explanation: microseisme would be the free vibration of the earthcrust independent of the manner of incitation (surf or stormcenter).

RIASSUNTO

Un mezzo doppiamente stratificato costituisce — rispetto alle onde di superficie — un sistema dispersivo. Le equazioni di frequenza (per le velocità di fase e di gruppo) si risolvono in due singole equazioni e perciò le curve di dispersione in due singole curve. Ai minimi della velocità di gruppo corrisponde la banda dei periodi più frequenti.

Con valori plausibili per le costanti fisiche, e da 6 a 10 m per lo spessore dello strato, si riceve, come bande di grande abbondanza di periodi, da 1/5 a 1/10 Hertz e da 40 a 50 Hertz. Cio è in perfetto accordo con le esperienze della prospezione sismica.

Anche per le grandi esplosioni la crosta della terra deve vibrare. Ma il sistema dispersivo « crosta-substrato » richiederebbe periodi favorevoli di 30 secondi e più, cio che è al di fuori delle possibilità fisiche. Ma se si considera la crosta terrestre come lamina vibrante liberamente, le vibrazioni sono prodotte in modo che i periodi della zona più abbondante sono in concordanza con i periodi dei microsismi. Per i microsismi si avrebbe quindi una spiegazione semplicissima: essi risulterebbero da una libera vibrazione della crosta terrestre, indipendente dal modo di agire della causa eccitante (risacca o centro di un ciclone).

LITERATUR

(1) Morris George, Geophysics, vol. XV, n. 1, 1950.

(2) Menzel Heinz, *Über das Spektrum seismischer Wellen, die durch Sprengungen erzeugt werden.* Annali di Geofisica, Bd. IV, 1951.

(3) Stoneley Robert, *The transmission of Rayleighwaves across Eurasia.* Bull. Seismol. Soc. Amer. vol. 43, n. 2, 1953.

(4) Ramspeck A., *Dynamische Untersuchungen von Strassendecken.* Die Betonstrasse, Bd. II, n. 2, 1935.

RAMSPECK A., *Dynamische Untersuchungen auf Betonfahrbahndecken.* Forschungsarbeiten aus dem Strassenwesen. Volk und Reich Verlag, Berlin 1937.

— *Schwingungen der Fahrbahndecken von Betonstrassen.* Schwingungstagung 1938, Berichtheft, Berlin.

(5) LAMB Horace, *On waves in an elastic plate.* Proc. Roy. Soc. London (*A*) 93.

(6) STONELEY Robert, *The continental layers of Europe.* Bull. Seism. Soc. Am. 38, 1948.

(7) BIRCH F., *Temperature and Heat Flow in a Wall near Colorado Springs.* Am. Journ. of Science, 245; 733-753; 1947.

(8) HARDTWIG E., *Die Mikroseismik und ihre Anwendung zum Abschätzen der Dicke der Kontinentalschollen.* Geofisica pura e applicata, vol. XIV (1949).