

III. Sonderbericht über Vorträge des Jahres 1913.

Neuere Fortschritte auf dem Gebiete der Erdbebenforschung.

Von

Dr. E. TAMS.

(Mit 6 Abbildungen im Text.)

In den folgenden Zeilen soll eine Orientierung über die Methoden bzw. einige Resultate zweier wichtiger Arbeitsgebiete der instrumentellen Seismologie gegeben werden, und zwar **1.** der Ermittlung der geographischen Koordinaten des Epizentrums eines Bebens aus seinen seismometrischen Aufzeichnungen, und **2.** der Verwertung der Seismogramme für die Erforschung der Konstitution des Erdkörpers.

1. Methoden der Epizentrumbestimmung aus den Seismogrammen.

Die Möglichkeit der Lokalisierung von Epizentren allein nach seismographischen oder mikroseismischen Daten ohne Zuhilfenahme direkter oder makroseismischer Nachrichten über gefühlte Erschütterungen setzt uns erst in den Stand, die wichtigen Gesetze der geographischen Verbreitung der Erdbeben vollständiger zu erkennen, insofern wir nun auch die zahlreichen und heftigen Beben in unbewohnten Gegenden und namentlich auf dem Meeresboden hinsichtlich ihres Ausgangsgebietes näher festlegen können. Dadurch aber sind wir erst in der Lage, die Schwächezonen in der Lithosphäre genauer zu verfolgen und somit auch neues Licht auf einige ihrer geotektonischen Charakterzüge zu werfen. Natürlich wird man sich aber bei der Verwertung der einzelnen Resultate immer erst ihre etwaigen Fehlergrenzen

zu vergegenwärtigen haben, die bei nicht ausreichender Anzahl der zur Verfügung stehenden Stationen und bei ungünstiger Lage derselben oder besonders bei nicht ganz korrekten Zeitangaben zuweilen noch verhältnismäßig groß sein können. Doch sind auch schon recht brauchbare Ergebnisse gewonnen worden. Die mikro-seismischen Methoden gehen ferner von der Fiktion eines punktförmigen Epizentrums aus, welche bei den in Betracht kommenden starken tektonischen Beben niemals streng zutrifft, da es sich hier immer um ein mehr oder weniger ausgedehntes und verschieden gestaltetes Epizentralgebiet, in manchen Fällen, wie z. B. bei dem kalifornischen Erdbeben vom 18. April 1906¹⁾, um eine langgestreckte Zone handelt. Man wird daher im Ergebnis nur den ungefähren Mittelpunkt der epizentralen oder auch pleistoseisten Region erhalten. Die Lokalisierung des eigentlichen Herdes oder des Hypozentrums erfordert noch das Berechnen der Herdtiefe, das ein besonderes, zu seiner Lösung in erhöhtem Maße exakte instrumentelle Beobachtungen benötigendes Problem der Seismometrie darstellt.

Die Möglichkeit einer Bestimmung des Epizentrums aus den Seismogrammen gründet sich in erster Linie darauf, daß ein jedes Seismogramm in der Ausgestaltung seiner einzelnen Phasen eine Funktion des sphärischen Abstandes zwischen Station und Epizentrum oder der Epizentraldistanz ist. Zuerst treffen die longitudinalen Wellen als erste Vorläufer (*undae primae* oder P-Wellen), dann die transversalen Wellen als zweite Vorläufer (*undae secundae* oder S-Wellen) und endlich die in den Oberflächenschichten entstehenden und sich in ihnen mit konstanter

¹⁾ Dieses Beben beruhte auf einem Bruch der Erdkruste an einem Liniensystem von über 450 km Erstreckung, der sogen. San Andreasspalte. Da freilich der Bruch seinen Ausgang von einer beschränkten Stelle genommen haben wird, kann man in gewissem Sinne auch hier von einem Herd und einem darüber befindlichen Epizentrum im engeren Sinne sprechen. Nach H. F. REID lag das Epizentrum des zerstörenden Stoßes zwischen Olema und dem südlichen Ende der Tomales-Bucht, etwa 40 km nw. vom Goldenen Tor. (Report of the State Earthquake Investigation Commission, Vol. II, Washington, D. C. 1910.)

Geschwindigkeit fortpflanzenden und im allgemeinen die Maximalbewegung aufweisenden langperiodischen Wellen der Hauptphase (undae longae oder L-Wellen) ein.¹⁾

Die beiden Vorläufer eilen auf Wegen kürzester Zeit oder Brachystochronen durch den Erdkörper; ihre von der elastischen Beschaffenheit und Dichte des Mediums abhängige Geschwindigkeit ändert sich mit der Tiefe, und zwar nimmt sie jedenfalls zuerst mit wachsender Tiefe stark zu. Bezeichnet ρ die Dichte und λ und μ die LAMÉ'schen Elastizitätskonstanten, wo μ der Torsionsmodul oder der Modul der Gestaltelastizität ist und λ von Gestalt- und Volumenelastizität abhängt, so ist die Geschwindigkeit

der Longitudinalwellen $v_1 = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$ und die der Trans-

versalwellen $v_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$, also stets die der longitudinalen (ersten)

Vorläufer größer als die der transversalen (zweiten) Vorläufer.

Nahe der Erdoberfläche beträgt v_1 nahezu 7 und v_2 4 km sec⁻¹.

Die konstante Geschwindigkeit der sich oberflächlich ausbreitenden Maximalwellen beläuft sich dagegen nur auf 3^{1/2} km sec⁻¹.

Diese Unterschiede der Geschwindigkeiten werden sich naturgemäß in den zur Fortpflanzung vom Epizentrum nach der betreffenden Station benötigten Laufzeiten der einzelnen Wellengattungen umsomehr geltend machen, je größer die Epizentraldistanz ist, sodaß die Phasenlängen und zwar in erster Linie die Längen der beiden Vorphasen, nämlich die zeitlichen Abstände des ersten Eintreffens der longitudinalen, der transversalen und der Oberflächenwellen, mit wachsender Entfernung zunehmen. Da die langperiodischen Oberflächenwellen nur allmählich aufzutau- chen pflegen, so ist das Ende der zweiten Vorphase oder der

¹⁾ Die drei auf Tafel 1—3 in dem Artikel des Verfassers über einige neuere Hamburger Seismogramme (diese Verhandlungen 1909, 3. Folge XVII) enthaltenen lithographierten Kopien der Registrierungen des mexikanischen Bebens vom 26. März 1908, des kalabrisch-sizilianischen Bebens vom 28. Dezember 1908 und des persischen Bebens vom 23. Januar 1909 lassen diese wichtigsten Phasen klar hervortreten.

Beginn der Hauptphase aber nur unsicher, oft nur auf einige Minuten genau zu bestimmen. Für unsere Erwägungen kommt daher zur Hauptsache allein die erste Vorphase in Betracht, deren Dauer, wenn nicht besonders schwierige Verhältnisse vorliegen, präziser zu ermitteln ist, da der Beginn des Seismogramms, das Eintreffen der longitudinalen Wellen, sehr scharf erkannt werden kann und die Fehler im Ansetzen des Anfangs der zweiten Vorphase, des Eintreffens der transversalen Wellen, in der Regel doch auf einige Sekunden beschränkt bleiben.

Das Gesetz der Abhängigkeit der Dauer der ersten Vorphase (S—P) von der Epizentraldistanz Δ muß nun auf empirischem Wege abgeleitet werden. Man ging dabei anfänglich so vor, daß man eine lineare Abhängigkeit annahm und dementsprechend die Gleichung $a(S-P) [\text{sec}] + b = \Delta [\text{km}]$ ansetzte, in der a und b zwei Konstanten bedeuten. Die Werte dieser Konstanten ergaben sich dann aus solchen Gleichungen, für welche bereits die zugehörigen Werte von (S—P) und Δ bekannt waren. Solche Beziehungen wurden namentlich von dem japanischen Seismologen F. OMORI aufgestellt, sind aber jetzt überholt mit Ausnahme einiger für Nahbeben gültiger Formeln, bei denen jedoch, da in diesen Fällen die ersten und zweiten Vorläufer nur schwer oder garnicht von einander zu trennen sind, an Stelle von (S—P) die Dauer der ersten und zweiten Vorphase zusammengenommen, also (L—P) treten muß. F. OMORI stellte für Epizentralentfernungen zwischen 100 km und 1000 km die Formel $7,27(L-P) [\text{sec}] + 38 = \Delta [\text{km}]$ auf¹⁾, und V. CONRAD leitete aus Beobachtungen einiger mitteleuropäischer Beben die wenig abweichende Gleichung $7,22(L-P) [\text{sec}] + 23 = \Delta [\text{km}]$ ab, die nach dem benutzten Material für Distanzen zwischen ca. 150 und 600 km Gültigkeit besitzt.²⁾ Für Fernbeben aber bedient man sich nunmehr der sogenannten Laufzeitkurven oder Laufzeitfunktionen. Man trägt für solche Fälle, in denen

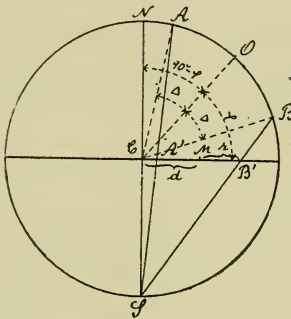
1) Publ. Earthq. Investig. Com. XIII, Tokyo 1903, p. 90.

2) Beitr. z. Geophysik X, Leipzig 1910, Kl. Mitteilg. p. 145.

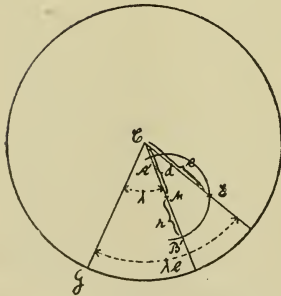
die Lage des Epizentrums und die Eintrittszeit des Bebens in demselben bereits genau genug bekannt sind und für welche andererseits klare, in verschiedenen Entfernungen gewonnene Seismogramme vorliegen, die Laufzeiten der longitudinalen und transversalen Wellen, d. h. also die Differenzen zwischen den Eintrittszeiten dieser Wellen an den betreffenden Erdbebenstationen und der epizentralen Auslösungszeit des Bebens, sowie die entsprechenden Epizentraldistanzen in ein rechtwinkliges Koordinatenkreuz ein und verbindet die dadurch bestimmten Punkte in der Ebene durch zwei zusammenhängende Kurvenzüge. Die so erhaltenen Laufzeitkurven der ersten und zweiten Vorläufer gestatten dann ohne weiteres, zu jeder Dauer der ersten Vorphase, d. i. nun der Differenz der beiden Laufzeiten, die zugehörige Entfernung abzulesen. Es zeigt sich dabei, daß eine lineare Abhängigkeit zwischen diesen beiden Größen auch streckenweise naturgemäß nur eine erste Annäherung darstellt.

Liegt nun die nach einer Analyse des Seismogramms aus den Laufzeitfunktionen abgeleitete Epizentraldistanz A vor, so hat man nur die sphärisch-trigonometrische Formel anzuwenden, welche die geographischen Koordinaten φ , λ der Erdbebenstation mittels A mit den Koordinaten φ_e , λ_e des Epizentrums verbindet. In dieser Gleichung: $\cos A = \sin \varphi \sin \varphi_e + \cos \varphi \cos \varphi_e \cos (\lambda_e - \lambda)$ sind φ_e und λ_e die Unbekannten. Dieselben treten in den Termen $x = \cos \varphi_e \cos \lambda_e$, $y = \cos \varphi_e \sin \lambda_e$ und $z = \sin \varphi_e$ auf, die ihrerseits wieder durch die Beziehung $x^2 + y^2 + z^2 = 1$ mit einander verknüpft sind. Um Eindeutigkeit zu erzielen, genügt es aber wegen der Mehrdeutigkeit der trigonometrischen Funktionen nicht, nur die Gleichungen für zwei Stationen aufzulösen; dazu ist noch die Berücksichtigung der Anfangszeit der Registrierung in einer dritten Station nötig. Doch wird man sich infolge der Fehler, die der Phaseneinteilung und den Laufzeitkurven anhaften, niemals mit dem zur Lösung erforderlichen Minimum von Beobachtungen begnügen, sondern möglichst viele zuverlässige Observatorien heranziehen und dann die Gleichungen nach der Methode der kleinsten Quadrate behandeln, wobei aber die

Bedingungsgleichung $x^2 + y^2 + z^2 = 1$ nicht ohne weiteres streng erfüllt sein wird. Rascher, doch nicht so exakt kommt man mittels eines graphischen Verfahrens zum Ziel, bei dem nach dem Vorschlage von E. ROSENTHAL¹⁾ und O. KLOTZ²⁾ die stereographische Projektion verwandt wird. Durch diese Projektion werden alle Kreise auf der Erdoberfläche wieder als Kreise (bezw. Gerade) abgebildet, und es ist leicht, die um die Erdbebenstationen mit den Epizentraldistanzen als Radien zu schlagenden Kreise auch in der Projektion zu konstruieren, besonders wenn gewisse dabei zu benutzende Zahlenwerte bereits tabuliert sind.



Figur 1.



Figur 2.

In Figur 1, in der ein Meridiandurchschnitt der Erde dargestellt und die Projektion vom Südpol S aus (N Nordpol) auf die durch das Erdzentrum C gehende Äquatorialebene angedeutet ist, sei O ein Observatorium und A sowie B auf dem um dasselbe zu zeichnenden Kreise gelegen, sodaß $AO = OB = A'$ ist. A und B werden nach A' und B' projiziert, und der Radius r des durch A' und B' gehenden Kreises ist durch $A'M = MB'$ gegeben. Dabei liegt der Mittelpunkt M von C um die Strecke d entfernt, und es bestehen die Gleichungen:

$$d = \frac{\cos q}{\sin q + \cos A'} r = \frac{\sin A}{\sin q + \cos A'}$$

wenn als Längeneinheit der Erdradius ($NC = CS$) gewählt ist. Diese Werte können für verschiedene Stationen und Epizentralentfernungen ein für allemal in Tabellen zusammengestellt werden. Figur 2, welche die um 90° in die Zeichenfläche gedrehte Projektionsebene (Äquatorialebene) der Figur 1 zeigt, enthält die einfache eigentliche Lösung der Aufgabe. Der durch C und M gehende Meridian der Station O ist durch deren Länge λ in Bezug auf den willkürlich anzunehmenden Greenwicher Meri-

¹⁾ Nachr. d. Seism. Kom. Akad. d. Wiss. St. Petersburg III, 2, 1910, p. 121.

²⁾ Beitr. z. Geophysik XI, 1912, p. 501.

dian CG gegeben. CM ist dann gleich d abzumessen und um M mit r ein Kreis zu schlagen. In derselben Weise ist für andere, mindestens noch für zwei Stationen zu verfahren. Der Schnittpunkt der Kreise ist das gesuchte Epizentrum E, dessen Länge λ_e gleich dem Winkel ECG ist und dessen Breite φ_e aus der Gleichung $CE = e = \operatorname{tg} (45^\circ - \frac{1}{2} \varphi_e)$ folgt. Tatsächlich werden nun die einzelnen Kreise nicht genau durch einen Punkt gehen, sondern z. B. bei drei Kreisen ein Dreieck einschließen, dessen Schwerpunkt dann die wahrscheinlichste Lage des Epizentrums darstellt. Aus Figur 1 geht übrigens ohne weiteres hervor, daß man die Strecken d und r mittels eines Winkelmessers oder einer Grad-einteilung der Kreisperipherie leicht auch rein konstruktiv finden kann, wie auch die Ermittlung der Breite φ_e auf graphischem Wege möglich ist.

Ein Übelstand der beiden eben erörterten Methoden liegt nun aber darin, daß sie sich lediglich auf die Epizentraldistanzen stützen, denn zuweilen können diese, wie bereits angedeutet, weniger genau sein, da es namentlich nicht immer möglich ist, infolge von Interferenzen den Einsatz der zweiten Vorläufer hinreichend exakt zu bestimmen, ferner aber auch die Laufzeitkurven noch nicht in allen ihren Teilen sicher genug festgelegt sind. Eine Ungenauigkeit im Ansetzen der zweiten Vorphase um nur 10 sec hat aber z. B. bei einer Epizentralentfernung von 5000 km eine Unsicherheit von 200 km zur Folge. Daher wird eine Methode den Vorzug verdienen, die zur Hauptsache allein die meistens sehr scharf zu beobachtenden Ankunftszeiten der ersten Vorläufer benutzt. Hierbei sind dann freilich absolut richtige Zeitangaben erforderlich, während es bei Verwendung der Epizentraldistanzen nur auf richtige Zeitdifferenzen ankommt. Ein solches Verfahren hat L. GEIGER¹⁾ unter Benutzung des TAYLOR'schen Lehrsatzes näher ausgearbeitet. Dieser Satz gestattet bekanntlich, eine Funktion $F(x, y, z)$, deren Veränderliche x, y, z um bestimmte Inkremente $\delta x, \delta y, \delta z$ vermehrt werden, unter gewissen Voraussetzungen in eine Reihe nach steigenden Potenzen dieser Inkremente zu entwickeln.

Bezeichnen φ'_e, λ'_e und t'_e die auf irgend einem Wege zu beschaffenden Näherungswerte der geographischen Breite und Länge des Epizentrums sowie der Eintrittszeit des Bebens in demselben, so sind die wahren Werte $\varphi_e = \varphi'_e + \delta\varphi'_e$,

¹⁾ Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen, math.-phys. Kl. 1910, p. 331.

$\lambda_e = \lambda'_e + \delta\lambda'_e$, $t_e = t'_e + \delta t'_e$, wo $\delta\varphi'_e$, $\delta\lambda'_e$, $\delta t'_e$ die zu berechnenden Korrekturen darstellen. Zu der angenäherten Lage des Epizentrums gehöre die Entfernung Δ' und zu dieser nach der Laufzeitfunktion der Longitudinalwellen die Laufzeit T' ; dann ergibt $t'_e + T' = t'$ die angenäherte Ankunftszeit der ersten Vorläufer auf der betreffenden Station, welche von der hier wirklich beobachteten Ankunftszeit t um einen Betrag $f = t - t'$ abweichen wird. t ist nun eine Funktion von φ_e , λ_e , t_e , also gleich $F(\varphi'_e + \delta\varphi'_e, \lambda'_e + \delta\lambda'_e, t'_e + \delta t'_e)$ und t' demnach gleich $F(\varphi'_e, \lambda'_e, t'_e)$. Nach dem TAYLOR'schen Satz kann dann aber die Reihe entwickelt werden:

$$f = t - t' = \frac{\delta t'}{\delta \varphi'_e} \delta \varphi'_e + \frac{\delta t'}{\delta \lambda'_e} \delta \lambda'_e + \frac{\delta t'}{\delta t'_e} \delta t'_e + \dots$$

Die nicht hingeschriebenen Glieder der Entwicklung kommen nicht in Betracht, wenn man die gesuchten Korrekturen als so klein voraussetzt, daß ihre zweiten und höheren Potenzen vernachlässigt werden können. Da die in den beiden ersten Gliedern auftretenden Differentialquotienten sich nach einer einfachen Überlegung mit Hilfe der Laufzeitkurve der ersten Vorläufer berechnen lassen und der Differentialquotient des dritten Gliedes stets den Wert 1 hat, ferner aber auch die linke Seite der Gleichung, f , bekannt ist, so bleiben als Unbekannte nur die drei Größen $\delta\varphi'_e$, $\delta\lambda'_e$ und $\delta t'_e$, zu deren Ermittlung demnach nur die Auflösung von drei linearen Gleichungen nötig ist. Doch wird man auch hier wieder zur Erhöhung der Genauigkeit des Resultats möglichst viele gute Beobachtungen über den Beginn der ersten Vorphase heranziehen und dann das Ausgleichungsverfahren der kleinsten Fehlerquadrate, durch das man übrigens zugleich genau die Fehlergrenzen erhält, nicht scheuen dürfen. Bei ungünstiger Wahl der Näherungswerte wird man eventuell nach Anbringung der nun gefundenen Korrekturen die Rechnung ein zweites Mal durchzuführen haben. Ein Vorzug dieser Methode ist es noch, daß man mit ihr unmittelbar auch die Auslösungszeit des Bebens erhält.

Bequemer, wenn die nötigen Vorarbeiten geleistet sind, aber dem Wesen nach wieder nicht ganz so exakt erreicht man auch hier das Ziel, wenn man sich eines graphischen Verfahrens bedient, wie es sehr vollständig von C. ZEISSIG¹⁾ ausgebildet worden ist. Diese Methode läuft darauf hinaus, daß man eine Station O_1 mit je einer anderen O_n kombiniert und aus der Differenz der Ankunftszeiten $P_1 - P_n$ der ersten Vorläufer an diesen Stationspaaren das Azimut des Epizentrums in Bezug auf die erste Station ableitet. Das Mittel aus den so erhaltenen einzelnen

¹⁾ Beitr. z. Geophysik XI, 1912, p. 520.

Azimutwerten ergibt dann in Verbindung mit der Entfernung Δ_1 für O_1 die geographischen Koordinaten des Epizentrums E.

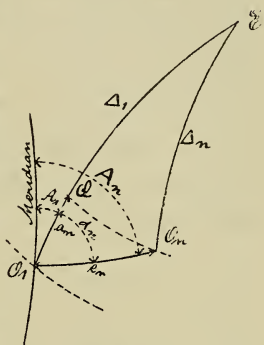
Figur 3 gibt einen Überblick hierüber. Der Abstand a_n der durch O_n gehenden Wellenfläche $O_n Q$ von der zu ihr konzentrischen durch O_1 verlaufenden ist gleich dem Produkt der Differenz der Ankunftszeiten der ersten Vorläufer in ihre hier erreichte scheinbare Oberflächengeschwindigkeit, welche sich bei bekannter Epizentraldistanz Δ_1 aus der Laufzeitkurve ableiten läßt. Ferner besteht, da $\Delta_n = \Delta_1 - a_n$ ist, in dem sphärischen Dreieck $O_1 O_n E$ die Beziehung

$$\cos \alpha_n = \frac{\cos (\Delta_1 - a_n)}{\sin \Delta_1 \sin e_n} - \operatorname{ctg} \Delta_1 \operatorname{ctg} e_n,$$

sodaß der Winkel α_n als Funktion der Entfernung e_n der beiden Stationen, der Epizentraldistanz Δ_1 und der Differenz der Ankunftszeiten $P_1 - P_n$ zu berechnen

ist. Aus α_n folgt mit Hülfe des bekannten Azimuts A_n von O_n in Bezug auf O_1 das Azimut A_1 des Epizentrums in Bezug auf O_1 in dem vorliegendem Fall gleich $A_n - \alpha_n$. Nun kann aber die Abhängigkeit zwischen α_n und $P_1 - P_n$ für verschiedene Δ_1 -Werte und verschiedene Stationspaare $O_1 O_2$, $O_1 O_3$ usw. von vornherein durch Kurven graphisch dargestellt werden, denen dann bei gegebenem Δ_1 und $P_1 - P_n$ der gesuchte Winkel α_n leicht zu entnehmen ist. — Bei einer zweiten von C. ZEISSIG angegebenen graphischen Methode wird der Winkel α_n aus der Differenz der beiden Epizentraldistanzen $\Delta_1 - \Delta_n$ abgeleitet. Hierbei sind demnach absolut richtige Zeiten nicht nötig; es spielt aber namentlich wieder eine mögliche Unsicherheit in der Bestimmung des Beginns der zweiten Vorphase hinein. — In Bezug auf das Ersetzen der rechnerischen Methoden durch entsprechende oder ähnliche graphische mag noch allgemein gesagt sein, daß allerdings bei den zur Zeit noch nicht immer befriedigenden seismometrischen Daten auch starker Beben der an sich geringere Genauigkeitsgrad der Graphik ausreichend ist.

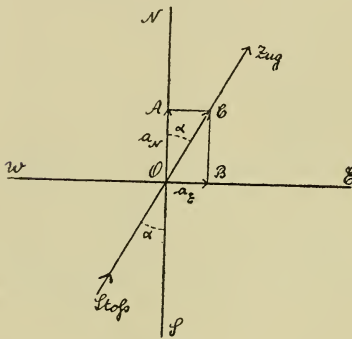
Am elegantesten und leichtesten ausführbar, wenn auch in der Regel nur erste Annäherungen gestattend, ist indessen die Lokalisierung des Epizentrums aus Entfernung und Azimut einer einzelnen Station. Besonders erfolgreich führte dies zuerst Fürst B. GALITZIN¹⁾ nach den Seismogrammen seiner eigenen sehr empfindlichen, aperiodischen Horizontalpendel mit galvano-



Figur 3.

¹⁾ Bull. de l'Ac. Imp. des Sciences de St. Pétersbourg, 1909, p. 999 und 1911, p. 941.

metrischer Registrierung aus. Doch ist dieses Verfahren, wie C. BRAACK¹⁾, W. SCHWEYDAR²⁾ und der Verfasser³⁾ zeigen konnten, praktisch in einfacher Weise auch anwendbar bei weniger stark gedämpften und eine geringere Vergrößerung besitzenden Apparaten mit direkter photographischer Aufzeichnung oder Rußschreibung, wenn auch die Zahl der Fälle wesentlich beschränkter ist.⁴⁾ Es hat sich als möglich erwiesen, bei klaren Seismogrammen aus den ersten Ausschlägen der beiden Horizontalkomponenten das Azimut zu bestimmen, aus dem die Wellen die Station erreichten. Stellt z. B. in Figur 4 $a_N = OA$ und $a_E = OB$ die



Figur 4.

Maximalamplitude der ersten eintreffenden Longitudinalwelle nach Größe und Richtung in der Nord-Süd- bzw. der Ost-West-Komponente dar, so ist, da die Schwingungsrichtung der longitudinalen Wellen in die Fortpflanzungsrichtung fällt, das Azimut α durch die Beziehung $\operatorname{tg} \alpha = \frac{a_E}{a_N}$ gegeben. Dabei bleibt

indessen eine Zweideutigkeit

bestehen, denn die totale horizontale Bewegung des Bodenteilchens von O nach C kann durch einen Zug (Verdünnungsphase, Dilatation) oder durch einen Stoß (Verdichtungsphase, Kompression) erfolgt sein. Im ersten Fall ist das Epizentrum in der Richtung $N\alpha^{\circ}E$, im zweiten Fall in der um 180° abweichenden Richtung $S\alpha^{\circ}W$ zu suchen. Diese Zweideutigkeit ist aber zu beheben, wenn man die Vertikalkomponente heran-

¹⁾ Beitr. z. Geophysik XI, 1912, Kl. Mitteilg. p. 158.

²⁾ PETERMANN's Mitteilg. 1911, II, p. 326.

³⁾ Jahrb. d. Hamburg. Wiss. Anstalten XXIX, 6. Beiheft, 1912, p. 76.

⁴⁾ Über die strenge theoretische Sachlage bei nichtperiodischen Seismogrammen vergl. H. BENNDORF, Sitzungsber. d. Ak. d. Wiss. Wien, CXXII, 1. Heft, Abt. II a, 1913, p. 169.

zieht, die mehr oder weniger ausgeprägt immer vorhanden sein muß, da die Vorläuferwellen auf schwach nach der Tiefe zu konvexen Wegen durch die Erde eilen und somit auch stets in einer gewissen Neigung gegen die Horizontalebene wieder an der Oberfläche heraustreten. Handelt es sich nun bei dem ersten Einsatz um einen Stoß aus dem Epizentrum, so erfolgt der Ausschlag in der Vertikalkomponente von unten nach oben, findet dagegen im Anfang ein Zug nach dem Epizentrum hin statt, so geht die Bodenbewegung in der Vertikalen von oben nach unten vor sich. Mit dem auf diese Weise eindeutig ermittelten Azimut hat man dann nur die aus der Dauer der ersten Vorphase abzuleitende Epizentraldistanz zu verbinden, um die Koordinaten des Epizentrums aus den Angaben einer einzigen Station zu erhalten. Doch darin, daß nur für eine Station Azimut- und Entfernungsbestimmung vorliegt, die beide nicht fehlerfrei sein werden, ist es begründet, wenn das so gewonnene Resultat in der Regel nur als Annäherung betrachtet werden darf.¹⁾ Besonders aber, wenn für die betreffende Station Karten mit Linien gleicher Entfernungen und Azimute vorhanden sind, wie sie zuerst G. GRABLOWITZ entwarf und in genauerer Ausführung als Weltkarte mit $.2^{\circ}$ -Gradfeldern und als Europakarte mit 1° -Gradfeldern der Verfasser²⁾ für Hamburg berechnete, gestattet diese Methode eine sehr rasche vorläufige Lokalisierung von Epizentren.

Die beiden Hamburger Horizontalkomponenten des mexikanischen Erdbebens vom 26. März 1908 weisen, wie auf Tafel I (diese Verhandlungen 1909,

¹⁾ Auch bei den beiden graphischen Methoden von C. ZEISSIG kann die Genauigkeit des Ergebnisses durch die zuletzt noch zu benutzende eine Epizentraldistanz beeinträchtigt sein. Dieser Nachteil fällt aber fort bei einer dritten, kürzlich von demselben Autor ausführlicher im Zusammenhang mit einer sehr nützlichen Hilfstabelle beschriebenen konstruktiven Methode, die vorzugsweise unter Benutzung eines Globus außer den genauen Ankunftszeiten der ersten Vorläufer bei günstiger Lage der Stationen in noch engerer Verwandtschaft zum rein rechnerischen Verfahren von L. GEIGER nur Näherungswerte der Epizentraldistanzen benötigt. Siehe: Notizblatt d. Vereins f. Erdkunde usw. Darmstadt, IV. Folge, Heft 33, 1912, p. 68.

²⁾ Jahrb. d. Hamburg. Wiss. Anstalten, I. c. Tafel II u. III.

3. Folge XVII) für die Ost-West-Komponente zu ersehen ist, gleich im Beginn beträchtlichere Amplituden auf, die trotz der durch die Dämpfung anfangs noch nicht ausgeschalteten Eigenbewegung des Seismographen eine hinreichend befriedigende Azimutbestimmung zulassen. Aus den drei ersten Ausschlägen folgt als Azimut N 65,5°W, N 65,1°W und N 68,7°W, im Mittel demnach N 66,4°W. Der durch das Beben zerstörte Ort Chilapa hat ein Azimut N 64,4°W. Die erste Bodenverschiebung in Hamburg entsprach einer Kompression. In diesem Fall steht auch die sich aus dem Seismogramm ergebende Epizentraldistanz von 9650 km in sehr schöner Übereinstimmung mit der Entfernung Hamburg-Chilapa, die sich ebenfalls zu 9650 km berechnet.

Die Möglichkeit einer eindeutigen Bestimmung des Azimuts aus den Aufzeichnungen einer Station schließt nun natürlich die weitere Möglichkeit ein, das Epizentrum ohne Zuhilfenahme irgendwelcher Zeitangaben festzulegen, indem sich die epizentralen Koordinaten auch allein aus den Azimuten für zwei verschiedene Stationen berechnen lassen. Zieht man eine konstruktive Lösung vor, so kann man sich mit Nutzen wieder der winkeltreuen stereographischen oder auch der gnomonischen Projektion bedienen.¹⁾

Zum Schluß mögen in einem bestimmten Beispiel, für welches sehr zuverlässige Beobachtungen vorliegen, die Resultate einiger der besprochenen Methoden neben einander gestellt werden. Am 22. Januar 1910 wurde namentlich von den europäischen Erdbebenstationen ein sehr heftiges Fernbeben registriert, dessen Epizentrum nach einer ersten vorläufigen Orientierung auf Island oder in dem benachbarten Teil des atlantischen Ozeans gelegen sein mußte. Zwecks genauerer Lokalisierung wandte der Verfasser²⁾ zunächst das an erster Stelle angeführte Verfahren an und berechnete aus den Epizentraldistanzen der sechs in Bezug auf das vermutete Epizentrum recht günstig gelegenen Stationen Pulkowa (bei St. Petersburg), Wien, Hamburg, Straßburg, Parc Saint Maur (bei Paris) und Ottawa (Kanada) die geographischen Koordinaten zu: 67,9° N. Br. \pm 0,1° (wahrsch. Fehler),

¹⁾ E. HAMMER, Beitr. z. Geophysik XII, 1913, Kl. Mitteilg. p. 106. Siehe auch die Notiz von B. GALITZIN und G. W. WALKER, Nature XC, 5. Sept. 1912.

²⁾ Beitr. z. Geophysik X, 1910, Kl. Mitteilg. p. 250.

17,1° W. Gr. $\pm 0,3^{\circ}$ (w. F.); d. i. im Meere, ca. 200 km nördlich von Island. Als Eintrittszeit des Bebens ergab sich: 8^h 48^m 14^s (M. Gr. Z.) $\pm 2^s$ (w. F.). Aus den Ankunftszeiten der ersten Vorläufer in denselben sechs Stationen ergaben sich unter Zugrundelegung von Näherungswerten und Benutzung des TAYLOR'schen Satzes für die Koordinaten die Werte: 67,3° N. Br. $\pm 0,3^{\circ}$ (w. F.), 19,3° W. Gr. $\pm 0,5^{\circ}$ (w. F.), d. i. reichlich 100 km nördlich von Island; und als Eintrittszeit folgte: 8^h 48^m 11^s (M. Gr. Z.) $\pm 2^s$ (w. F.). O. KLOTZ¹⁾ erhielt nach der stereographischen Methode unter Benutzung teilweise anderen Materials: 67° 56' N. Br., 16° 45' W. Gr.²⁾ Aus Azimut und Entfernung für Pulkowa allein fand Fürst B. GALITZIN³⁾: 68° N. Br., 17° W. Gr., und die entsprechenden Hamburger Daten führten nach dem Verfasser⁴⁾ auf: 67° N. Br., 17° W. Gr.

Man wird die Übereinstimmung der einzelnen Ergebnisse als befriedigend ansehen müssen, und in der Tat stimmen auch die makroseismischen Nachrichten von Island selbst, wie eine Untersuchung von E. G. HARBOE⁵⁾ gezeigt hat, mit dieser Lage des Epizentrums gut überein, insofern aus ihnen zu folgern ist, daß sich das Epizentrum im Meere nördlich von Island befand. Eine schärfere Lokalisierung lassen in diesem Falle jedoch nur die mikroseismischen Aufzeichnungen zu, wie auch infolge der submarinen Lage des pleistoseisten Gebietes nur aus diesen zu schließen war, daß es sich um eine sehr heftige, hinsichtlich der Intensität einem Messina-Beben nicht weit nachstehende Erdschütterung handelte. Berücksichtigt man diese Umstände und zieht noch die stellenweise sehr rege Seismizität des Meeresbodens, namentlich bestimmter Teile des pazifischen Ozeans, in Betracht, so dürfte die Bedeutung mikroseismischer Epizentrumbestimmungen für die seismische Geographie unmittelbar hervor-

1) Journ. of the R. Astronom. Soc. of Canada, May—June, 1910.

2) Die einzelnen Minuten sind nur als Messungsergebnis zu betrachten.

3) Bull. de l'Ac. Imp. des Sciences de St. Pétersbourg, 1910, p. 211.

4) Jahrb. d. Hamburg. Wiss. Anstalten, I. c.

5) Beitr. z. Geophysik XII, 1913, Kl. Mitteilg. p. 27.

treten. Insbesondere wird der nach den bisherigen Erfahrungen schon vielfach angedeutete Zusammenhang zwischen den großen Beben und den ozeanischen Gräben erst auf diesem Wege eine zuverlässigere Fassung erfahren können.

2. Konstitution des Erdkörpers.

Die bisher über die Konstitution des Erdkörpers geäußerten Ansichten ruhen zum Teil auf sehr schwankender Grundlage, insofern nämlich die tatsächlichen Beobachtungen im Maximum nur bis etwa 2000 m unterhalb der Erdoberfläche reichten (Bohrlöcher), also nur 0,03 % des Erdradius umfaßten, die größeren Tiefen aber nur spekulativ zugänglich waren. Je nach den Voraussetzungen, von denen man ausging, und den unbestimmten Vorstellungen, welche man über die Gültigkeit physikalischer und chemischer Gesetze unter den nicht gewöhnlichen Druck- und Temperaturverhältnissen im Erdinnern hegte, gelangte man zu wesentlich verschiedenen Ergebnissen; und so ist denn in der Tat mit gleichem Nachdruck ein fester, ein flüssiger und ein gasförmiger Zustand der tieferen Regionen angenommen worden. Auf sichererem Grunde ruhen die Schlußfolgerungen, die sich auf die Beobachtungen astronomischen und geodätischen Charakters stützen. Aus den Gezeiten der Ozeane ist auf eine ziemlich starre Erde zu schließen; die Beobachtungen über die Breitenvariationen oder Polschwankungen (die Verlagerungen der Erdachse im Erdkörper) ergeben eine etwa zweimal größere Starrheit als diejenige des Stahles, und in Übereinstimmung hiermit zeigen auch die neueren Untersuchungen von W. SCHWEYDAR über die körperlichen Gezeiten, daß die Erde zwei- bis dreimal starrer als Stahl ist. Doch alle diese Überlegungen beleuchten auch in ihrer weiteren

Durchführung die elastische Beschaffenheit unseres Planeten nur in großen Zügen. Hier setzt nun mit Erfolg die Seismologie ein, indem sie in den Seismogrammen ein Mittel gewonnen hat, die elastischen Erdbebenwellen auf ihren Wegen durch den Erdkörper zu verfolgen und so durch Ermittlung ihrer Geschwindigkeiten in den verschiedenen Tiefen genauere Auskunft über das elastische Verhalten der auf einander folgenden Schichten zu geben. Wie bereits im Anfang dargelegt, handelt es sich bei den ersten und zweiten Vorläufern um longitudinale und transversale Wellen, deren Geschwindigkeiten v_l und v_t sich mit Hilfe der LAMÉ'schen Elastizitätskonstanten λ und μ und der Dichte ρ

des Mediums durch die Ausdrücke $\sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$, bezw. $\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ darstellen lassen. Indem nach E. WIECHERT¹⁾ $\lambda + 2\mu = a^2$ und $\mu = b^2$ gesetzt wird, wird einfacher $v_l = \frac{a}{\sqrt{\rho}}$ und $v_t = \frac{b}{\sqrt{\rho}}$. Es

sind nun a^2 und b^2 die beiden stets positiven Elastizitätskonstanten des Mediums, und zwar ist a^2 der Modul der Linearelastizität, der nur bei Dilatationen und Kompressionen longitudinalen Charakters von Bedeutung ist, und b^2 (wie μ) der Modul der Gestaltelastizität oder der Rieghheit. Für die Beschreibung des elastischen Verhaltens einer Substanz sind aber auch noch zwei andere Größen von Interesse, die Elastizitätszahl oder POISSON'sche Konstante k (gleich dem Verhältnis von Querkontraktion zu Längsdilatation), die für alle Körper wahrscheinlich zwischen den Grenzen 0 und $\frac{1}{2}$ liegt und speziell bei der POISSON'schen Annahme einer nach allen Seiten gleichstarken Wirkung der Moleküle den Wert $\frac{1}{4}$ besitzt, sowie der Kompressionsmodul oder der Modul der Volumenelastizität K , welcher die durch eine gegebene Druckvermehrung erreichbare Verminderung eines Volumens bestimmt. Zwischen diesen Größen und den Konstanten a^2 und b^2 bestehen die Beziehungen $k = \frac{1}{2} \frac{a^2 - 2b^2}{a^2 - b^2}$

¹⁾ Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen, math.-phys. Kl. 1907, p. 415.

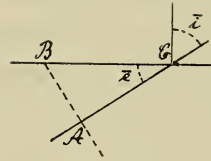
und $K = a^2 - \frac{4}{3} b^2$, und es ist wichtig zu erkennen, daß somit k auch gleich $\frac{1}{2} \frac{v_1^2 - 2 v_t^2}{v_1^2 - v_t^2}$ gesetzt werden kann, sodaß die Elastizitätszahl zu berechnen ist, wenn die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Longitudinal- und Transversalwellen bekannt sind. Zur Berechnung der Volumenelastizität K oder der Kompressibilität $1/K$ sowie der Gestaltelastizität b^2 aber ist auch die Kenntnis der Dichte des Mediums nötig, denn es ist $K = \rho (v_1^2 - \frac{4}{3} v_t^2)$ und $b^2 = \rho v_t^2$. Geschwindigkeit und Weg der Erdbebenwellen hängen nun eng mit einander zusammen. Da, wie sehr bald namentlich auch die Fernbebendiagramme lehrten, die Geschwindigkeit mit der Tiefe wächst, so erfahren die Wege oder die vom Herd ausgehenden Erdbebenstrahlen eine Brechung derart, daß sie beim Übergang in tiefere Schichten immer mehr vom Einfallslot (dem Erdradius) abgelenkt werden, bis sie auf eine Niveaufläche streifend einfallen und nun wieder aus dieser maximalen Tiefe aufwärts nach der Erdoberfläche hin gebrochen werden. So legen die Wellen brachystochronische Bahnen, d. i. Wege kürzester Laufzeiten, zurück und gelangen in umso größere Tiefen, je entfernter vom Epizentrum sie wieder an der Oberfläche hervorkommen. Durch diese Verhältnisse gewinnt aber die Laufzeit (T) der einzelnen Wellenarten und die empirische Ableitung ihrer Abhängigkeit von der Epizentralentfernung (Δ), d. h. geometrisch die Aufstellung der Laufzeitkurve, analytisch die Berechnung der Laufzeitfunktion $T = F(\Delta)$ oder $\Delta = f(T)$ erhöhte Bedeutung. Erst, wenn diese Abhängigkeit bekannt ist, kann, wie besonders H. BENNDORF¹⁾ und E. WIECHERT²⁾ gezeigt haben, der Weg der Erdbebenwellen graphisch oder rechnerisch verfolgt werden.

Da es sich hierbei im Grunde nur um sehr einfache mathematische bzw. physikalische Beziehungen handelt, ist es nicht schwierig, einen Einblick in diesen fundamentalen Zusammenhang zu gewinnen. Es stelle BC einen Teil der Erd-

¹⁾ Mitt. d. Erdb.-Komm. d. Ak. d. Wiss. Wien, Neue Folge, Nr. XXXI, 1906.

²⁾ Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen, I. c.

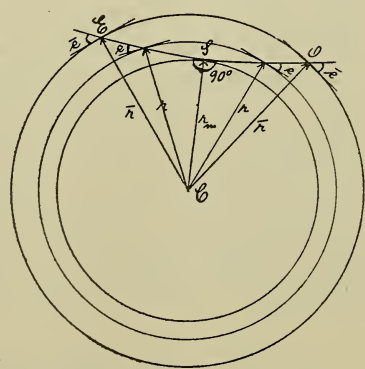
oberfläche dar, AC einen in C unter dem Emergenzwinkel \bar{e} oder dem Einfallswinkel \bar{i} auftauchenden Erdbebenstrahl und AB die zu diesem senkrecht stehende Wellenfront, welche in einem bestimmten Bruchteil dT der Laufzeit auf dem Strahl von A nach C und damit gleichzeitig an der Oberfläche von B nach C fortschreitet, Bezeichnet daher \bar{v} die wirkliche Raumschwindigkeit in den Oberflächen-



Figur 5.

schichten und V die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit der Welle, so ist $AC = \bar{v} dT$ und $BC = V dT$, also $\cos \bar{e} = \sin \bar{i} = \bar{v} / V$; V aber ist nichts anderes als der Wert des ersten Differentialquotienten der Epizentraldistanz nach der Laufzeit, $d\Delta / dT = f'(T)$, für die betreffende Epizentraldistanz und \bar{v} ist dieser Wert für die Epizentraldistanz 0, denn \bar{v} ist bei Vernachlässigung der Herdtiefe gleich V im Epizentrum. Aus den WIECHERT-ZOEPPRITZ'schen Laufzeitkurven, die aus guten Registrierungen der heftigen Erdbeben in Indien am 4. April 1905, in Kalabrien am 8. September 1905 und in Kalifornien am 18. April 1906 bis zu einer Epizentraldistanz von 13000 km abgeleitet wurden, folgt $\bar{v}_1 = 7,17 \text{ km sec}^{-1}$ und $\bar{v}_t = 4,01 \text{ km sec}^{-1}$. Damit ist es möglich, aus der Laufzeitkurve die Emergenzwinkel zu ermitteln, unter denen die Erdbebenstrahlen in den verschiedenen Entfernungen vom Epizentrum wieder an der Oberfläche hervortreten. Unter demselben Winkel treten aber die Strahlen vom Herde aus in die Erde hinein, da der aufsteigende Ast des Strahles symmetrisch zum absteigenden ist, wenn wir die vereinfachende Voraussetzung machen, daß die Erde aus konzentrischen, in sich gleichartigen Kugelschalen aufgebaut sei. Mit ihrem nach der Δ -Achse zu schwach konkav gekrümmten Verlauf zeigen die Laufzeitkurven unmittelbar an, daß die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit und folglich auch der Emergenzwinkel an der Oberfläche mit wachsender Epizentraldistanz zunimmt. Für den weiteren Verfolg der Wege hat man dann nur den Umstand zu be-

nutzen, daß für diese durch eine gewisse Strecke hin ein konstantes Krümmungsmaß angenommen werden darf, sodaß man sie aus Kreisbogen zusammensetzen kann, deren Radien wieder in einfacher Weise auf Grund des Brechungsgesetzes mit den Emergenzwinkeln in den einzelnen Niveauflächen verknüpft sind. Mit dem Weg der Erdbebenwellen ist aber auch ihre Geschwindigkeit v in allen durchlaufenen Schichten bekannt; denn die durch das Brechungsgesetz gegebene Strahlengleichung besagt, daß der Ausdruck $\frac{r \cdot \cos e}{v}$ (e der Emergenzwinkel in der zum Radius r gehörigen



Figur 6.

Niveaufläche) für jeden Punkt des Weges denselben Wert hat, d. h. auch gleich $r \frac{\cos \bar{e}}{\bar{v}}$ ist, wo die Bezeichnungen im letzten Term sich auf die Oberfläche beziehen, für die der Radius 6370 km beträgt und die Geschwindigkeit einen der eben mitgeteilten Werte hat. \bar{e} , r , e sind aber der Konstruktion des Weges zu entnehmen. In Figur 6 ist ein Erdbebenstrahl vom Epizentrum (Herd) E nach dem Observatorium O gezeichnet. In S erreicht derselbe seine maximale Tiefe oder Scheiteltiefe und gleichzeitig seine größte Geschwindigkeit; er schließt hier mit dem zugehörigen Radius r_m einen rechten Winkel, mit der entsprechenden Niveaufläche also einen Emergenzwinkel von 0^0 ein. Für die maximale Geschwindigkeit längs eines gegebenen Strahles ergibt sich demnach insbesondere der Wert $v_m = \frac{r_m \bar{v}}{r \cos e}$. Neben dieser indirekten (zeichnerischen oder rechnerischen) Annäherungsmethode hat E. WIECHERT¹⁾ später auf Grund der Untersuchungen von G. HERGLOTZ unter Aufstellung einer ABEL'schen Integralgleichung auch eine direkte analytische Methode zur Ermittlung von Weg und Geschwindigkeit der Erdbebenwellen angegeben.

Die praktische Durchführung der rechnerischen Methode durch K. ZOEPPRITZ und L. GEIGER²⁾ ergab nun, daß die Geschwindigkeit der ersten Vorläufer v_1 von $7,17 \text{ kmsec}^{-1}$ an der Oberfläche bis zu $12,78 \text{ kmsec}^{-1}$ in 1519 km Tiefe und die der zweiten Vorläufer v_2 von $4,01 \text{ kmsec}^{-1}$ an der Oberfläche bis zu $6,87 \text{ kmsec}^{-1}$ in 1438 km Tiefe stetig wächst, dann aber plötzlich bis reichlich 3000 km Tiefe konstant bleibt; schließlich findet wahrscheinlich von neuem eine geringe Abnahme statt. Dementsprechend sind die Erdbebenstrahlen in den äußersten Schichten von abgerundet 1500 km Gesamtdicke schwach nach innen zu konvex gekrümmt, verlaufen dann aber, falls sie größere Tiefen erreichen, geradlinig und, wenn sie noch tiefer dringen, mit geringer dem Erdmittelpunkt zugewendeter konkaver Krümmung. Sieht man einmal von der vermutlich nicht beträchtlichen Verminderung der Geschwindigkeiten in den zentralen Partien des Erdkörpers ab, so scheint mithin das Verhalten der Erdbebenwellen eine Zweiteilung desselben in einen ca. 1500 km dicken Mantel und einen von diesem umschlossenen, im Radius ca. 4900 km messenden, sich scharf abhebenden Kern anzuzeigen.

¹⁾ Physik. Zeitschr. XI, 1910, p. 294.

²⁾ Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen, math.-phys. Kl. 1909, p. 400.

Da beide Teile aber auch die transversalen zweiten Vorläufer weiterleiten, so müssen sie neben Volumenelastizität auch Gestaltelastizität besitzen und daher als fest oder doch riege charakterisiert werden; nur Flüssigkeiten und Gase haben keine elastische Widerstandsfähigkeit gegen Formänderung ($\mu = b^2 = 0$). Die POISSON'sche Konstante berechnet sich aus den mitgeteilten Geschwindigkeiten nicht beträchtlich größer als $1/4$; sie beträgt nahe der Oberfläche 0,272, und in dem Teil des Kerns, in dem die Geschwindigkeiten als konstant anzusehen sind, 0,297. Das würde darauf hinweisen, daß die weiter oben erwähnte in der POISSON'schen Molekulartheorie gemachte Voraussetzung einer allseitig gleichstarken Wirkung der kleinsten Teilchen nahezu auch für den molekularen Aufbau der tieferen Erdschichten zuträfe.

Eine zweiteilige Erde hatte nun E. WIECHERT¹⁾ hypothetisch bereits früher aus der allgemeinen Erwägung heraus angenommen, daß die sehr hohe Dichte im Erdinnern, welche die Oberflächendichte von $2^{1/2}$ bis 3 sicher um ein Mehrfaches übertrifft, nicht lediglich durch Kompression infolge des zunehmenden Druckes hervorgerufen sein könne; die uns bekannten Substanzen besäßen eine weit geringere Kompressibilität als hierzu erforderlich sei. Wird aber einmal eine Zusammensetzung der Erde aus einem Gesteinmantel und einem spezifisch wesentlich schwereren Metallkern angenommen, so liefert die Rechnung bei Voraussetzung einer konstanten Dichte für den Mantel von 3,2 aus dem Abplattungswert von $1/298$ und der mittleren Erddichte von 5,53 für den Kern eine Dichte von 8,22, d. h. also tatsächlich die Dichte des etwas komprimierten Eisens und für den Kernradius reichlich 4900 km, demnach für die Manteldicke 1400 bis 1500 km. Die Kombination der so gefundenen Dichte des Kerns mit den für seine äußeren Partien geltenden Geschwindigkeitswerte von $12,78 \text{ kmsec}^{-1}$ und $6,87 \text{ kmsec}^{-1}$ ergibt schließlich die Kompressibilität dieses peripheren Kernteils $1/K$ in der Tat nur zu $1,2 \cdot 10^{-13}$ in absolutem

¹⁾ Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen, math.-phys. Kl. 1897, p. 221.

Maß, d. h. etwa 6mal geringer als diejenige des Stahls ($7,3 \cdot 10^{-13}$) und seine Rieghkeit zu $3,9 \cdot 10^{12}$, d. h. etwa 5mal größer als die des Stahls ($0,8 \cdot 10^{12}$).

E. SUSS nennt den Kern nach seinen Hauptbestandteilen Nickel und Eisen auch Nife und den diese Barysphäre umgebenden und in seinen Verbindungen im wesentlichen durch Silizium und Magnesium charakterisierten Gesteinmantel Simazone, spricht aber außerdem noch von einer durch Silizium und Aluminium gekennzeichneten Salzzone als einer äußeren Hülle des Mantels, deren oberste Schichten die Stratosphäre oder jüngere sedimentäre Zone bilden. Die Salsphäre tritt indessen im Hinblick auf ihre geringe Mächtigkeit in diesem Zusammenhang an Bedeutung zurück.

Im Einzelnen sind nun aber die Ergebnisse noch durchaus als schwankend zu bezeichnen. Nach den Beobachtungen des kalifornischen Bebens vom 18. April 1906 sind von H. F. REID¹⁾ und nach denen des kolumbischen Bebens vom 31. Januar 1906 von E. RUDOLPH und S. SZIRTES²⁾ eigene Laufzeitkurven der ersten und zweiten Vorläufer entworfen worden, die mit den WIECHERT-ZOEPPRITZ'schen Kurven nicht völlig übereinstimmen³⁾, und die auf dieselben gegründete Berechnung von Weg und Geschwindigkeit der Wellen lieferte keine Anzeichen für eine Unstetigkeitsfläche zwischen Mantel und Kern.

Nach dem Material des kolumbischen Bebens ergab sich insbesondere für die gut verfolgbaren longitudinalen Wellen in nicht wesentlicher Abweichung von den Göttinger Angaben als Fortpflanzungsgeschwindigkeit nahe der Oberfläche $6,98 \text{ km sec}^{-1}$ und als größter Wert $12,66 \text{ km}^{\prime}\text{sec}^{-1}$; dieses Maximum wurde aber erst 1744 km unterhalb der Oberfläche erreicht und zwar bei einem Wachstum mit der Tiefe, das in einer Übergangsschicht stetig in die dann eintretende und bis etwa 3300 km Abstand von der Oberfläche anhaltende Konstanz der Geschwindigkeit hinüber-

1) Report of the State Earthquake Investigation Commission. Vol. II. Washington, D. C. 1910.

2) Beitr. z. Geophysik XI, 1912, p. 207.

3) Über die teilweise recht erheblichen Differenzen zwischen den REID'schen und den WIECHERT-ZOEPPRITZ'schen Laufzeiten siehe die Besprechung des Verfassers in Beitr. z. Geophysik XI, 1912, p. 340.

leitet. Bis 4558 km Tiefe war dann wieder eine Abnahme auf $11,42 \text{ km sec}^{-1}$ erfolgt. H. F. REID fand für v_1 bzw. v_t in den äußersten Erdschichten $7,2 \text{ km sec}^{-1}$ bzw. $4,8 \text{ km sec}^{-1}$ und bei stetiger Zunahme in 1960 km Tiefe $12,4 \text{ km sec}^{-1}$ bzw. $6,65 \text{ km sec}^{-1}$. Die Longitudinalwellen waren bis 3150 km Tiefe, die Transversalwellen bis 3020 km Tiefe zu verfolgen; ihre Geschwindigkeiten erreichten hier, indem sie stetig, aber nunmehr sehr langsam gewachsen waren, die Werte $12,7 \text{ km sec}^{-1}$ bzw. $7,2 \text{ km sec}^{-1}$.

Diese Unstimmigkeiten beruhen auf der für diese Zwecke noch nicht hinreichenden Genauigkeit der seismischen Beobachtungen, die völlig einwandfreie Laufzeitkurven nicht aufzustellen gestatteten, zumal schon sehr geringe Unterschiede in diesen Kurven zu verhältnismäßig beträchtlich abweichenden Schlußfolgerungen über die Zustände in den größeren Tiefen führen. In dieser Erkenntnis gelangte der verstorbene K. ZOEPPRITZ¹⁾ dazu, einen ganz anderen Weg einzuschlagen, nämlich die Energieverteilung über die Erdoberfläche, wie sie in den Amplituden der registrierten Vorläuferwellen zum Ausdruck kommt, als Kriterium heranzuziehen. Unter Zugrundelegung bestimmter Laufzeitkurven und damit bestimmter Emergenzwinkel kann man unter gewissen vereinfachenden Voraussetzungen a priori die in den einzelnen Distanzen zu erwartenden relativen Intensitäten der Bodenbewegungen berechnen und so, indem bei Annahme gleicher Wellenperioden die Energie proportional dem Quadrat der Amplitude gesetzt wird, die funktionale Abhängigkeit der relativen Amplituden von der Entfernung analytisch oder graphisch darstellen. Analoge Amplitudenfunktionen lassen sich auf den Vergleich der Ausschläge direkter und reflektierter Wellen²⁾ an einer

¹⁾ Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen 1912, math.-phys. Kl., p. 121.

²⁾ Es hat sich gezeigt, daß außer den Einsätzen der direkt ankommenden longitudinalen, transversalen und der Oberflächen-Wellen in den beiden Vorphasen häufig auch noch Reflexionen der ersten und zweiten Vorläufer an der Erdoberfläche als an der Grenzfläche zwischen zwei verschiedenen Medien besonders hervortreten, und zwar zeigen sich sowohl einmal als auch wiederholt zurückgeworfene Wellenzüge und neben solchen, welche ihren longitudinalen bzw. transversalen Charakter bewahrten, auch solche, die bei der Reflexion diesen Charakter wechselten und daher Wechselwellen genannt werden. Die Laufzeiten der reflektierten Wellen lassen sich ohne größere Schwierigkeiten aus denen der direkten ableiten. Siehe die Seismogramme und Erläuterungen in diesen Verhandlungen 1909.

Station gründen, und da zeigt sich, daß solche Funktionen auf Unstetigkeitsflächen innerhalb der Erde durch plötzliche Sprünge im Betrage des Amplitudenverhältnisses, bei graphischer Darstellung also im Verlauf der Kurve durch plötzliche Sprünge parallel zu einer der Koordinatenachsen reagieren müssen. Dies hängt damit zusammen, daß die durch die einfallenden Wellen der Fächeneinheit der Erdoberfläche mitgeteilte Energie, also die Energiedichte, als Funktion der Epizentraldistanz eine unstetige Änderung erfährt, sobald die Erdbebenstrahlen aufhören, ganz außerhalb der betreffenden Unstetigkeitsfläche zu verlaufen und dieselbe zu schneiden beginnen, sodaß der Strahlenverlauf in seiner Abhängigkeit von der Herdentfernung eine unstetige Änderung erleidet. Der Unstetigkeit in der Änderung der Energiedichte entspricht genau der Grenzstrahl, welcher auf die Unstetigkeitsfläche streifend einfällt. Durch Vergleich der theoretisch ermittelten mit der aus den tatsächlichen seismometrischen Beobachtungen abgeleiteten Amplitudenfunktionen ist nun die Richtigkeit der Ausgangshypothese über die benutzten Laufzeiten und Emergenzwinkel zu prüfen, um dann durch allmähliche Annäherung an die beobachteten Amplitudenfunktionen schließlich verbesserte Laufzeitfunktionen zu erhalten. Die theoretische Durchführung dieses Gedankens und seine praktische Anwendung auf das Göttinger Beobachtungsmaterial durch L. GEIGER und B. GUTENBERG¹⁾ lehrte in der Tat, daß die Amplitudenkurven auf die besonderen Verhältnisse in der Konstitution der Erde viel schärfer ansprechen als die Laufzeitkurven. Aus den Amplitudenverhältnissen zwischen den direkten und den einmal reflektierten longitudinalen Wellen war so auf das Vorhandensein dreier Unstetigkeitsflächen und zwar in 1194 km \pm 50 km, 1677 km \pm 100 km und 2436 km \pm 150 km Tiefe zu schließen. Die Benutzung der Amplitudenverhältnisse zwischen den direkten longitudinalen und den direkten transversalen Wellen ergab für die Tiefe der zweiten und dritten Unstetigkeitsfläche 1747 km \pm 100 km

¹⁾ Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen 1912, math.phys. Kl., p. 121 u. p. 623.

und $2491 \text{ km} \pm 150 \text{ km}$. Eine Kombination dieser Ergebnisse liefert als wahrscheinlichste Werte abgerundet: $1200 \text{ km} \pm 50 \text{ km}$, $1700 \text{ km} \pm 100 \text{ km}$ und $2450 \text{ km} \pm 150 \text{ km}$. Der rechnerischen Ermittlung der Tiefenlage der Unstetigkeitsflächen waren die verbesserten Kurven der Laufzeiten bzw. der Kosinus der Emergenzwinkel zu Grunde gelegt; aus ihnen folgten die betreffenden Tiefen als Scheiteltiefen der die Unstetigkeitsflächen berührenden Grenzstrahlen, deren Austrittspunkte an der Erdoberfläche den Amplitudenfunktionen unmittelbar zu entnehmen sind. Damit waren aber gleichzeitig auch die Geschwindigkeiten in den drei Unstetigkeitsflächen als maximale Geschwindigkeiten auf den Grenzstrahlen gegeben; es fanden sich für v_1 die Werte: $11,80 \text{ kmsec}^{-1}$, $12,22 \text{ kmsec}^{-1}$ und $13,29 \text{ kmsec}^{-1}$ und entsprechend für v_t : $6,59 \text{ kmsec}^{-1}$, $6,86 \text{ kmsec}^{-1}$ und $7,32 \text{ kmsec}^{-1}$. Die POISSON'sche Konstante k belief sich demnach in diesen Tiefen auf: $0,273$, $0,270$ und $0,282$.

Es haben sich also gegenüber den früheren lediglich auf Grund von Laufzeitkurven gewonnenen Ergebnissen deutliche, wenn auch nicht sehr beträchtliche Änderungen in der Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Erdkörpers ergeben. Insbesondere hat sich nach der neuen Methode die Annahme, daß schon über 1500 km Tiefe hinaus bis etwa 3000 km Tiefe eine Konstanz der Geschwindigkeiten bestände, als nicht zulässig erwiesen; die Geschwindigkeiten wachsen vielmehr, wenn auch wesentlich langsamer als in den ersten 1200 km , jedenfalls noch bis 2500 km Tiefe. Für Kompressibilität und Rieghheit der um die dritte Unstetigkeitsfläche gelegenen Partien ergeben sich, wenn man wieder als Dichte $8,22$ annimmt, in naturgemäß fast völliger Übereinstimmung mit den weiter oben angeführten Zahlen die Werte $1,2 \cdot 10^{-13}$ bzw. $4,4 \cdot 10^{-12}$ in absolutem Maß. Welche Verhältnisse dann aber eintreten, bleibt nach wie vor in gewissem Grade unsicher, da nach dem benutzten Beobachtungsmaterial größere Tiefen als 2500 km nicht zugänglich waren. Doch ist zweifellos bei den für die innere Region wahrscheinlichen, trotz der hier statthabenden Verminderung noch recht großen Geschwindigkeiten und der

hohen Dichte auch für den zentralen Teil die Kompressibilität sehr gering und die Widerstandsfähigkeit gegen Formänderungen sehr bedeutend. Genauere Angaben bleiben aber der Zukunft vorbehalten, wie auch künftighin die nunmehr gewonnenen Ergebnisse bezüglich der Geschwindigkeitsverteilung und namentlich des Vorhandenseins mehrerer Unstetigkeitsflächen nachzuprüfen sein werden.

Es sind auch Ansätze vorhanden, die auf eine Erforschung der äußeren Erdkruste und den Nachweis einer hier möglicherweise vorhandenen Magmazonne hinzielen. Doch tragen diese Überlegungen bis jetzt noch mehr einen nur vorläufigen Charakter, sodaß von einer Erörterung derselben hier Abstand genommen werden soll. Bei aller Unsicherheit der besprochenen Resultate im einzelnen besteht aber doch schon generell manche Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Untersuchungen, und es ist wohl im Auge zu behalten, daß die physikalische Seismologie bei ihrem jugendlichen Alter ihre eigenen Methoden erst zu schaffen bzw. doch weiter auszubauen und zu erproben hat.

Anmerkung. Vor der endgültigen Drucklegung erschienen noch zwei Aufsätze, auf die hier kurz hingewiesen sei.

Zu Abschnitt 1. Auf den nomographischen Arbeiten von M. D'OCAGNE, E. STÜCK und A. WEDEMEYER fußend, empfehlen E. RUDOLPH und S. SZIRTES insbesondere für die oben (S. 8) dargestellte ZEISSIG'sche Methode der Epizentrumbestimmung eine graphische Auflösung der sphärischen Dreiecke. Siehe PETERMANN's Mittelg. 1913, II, p. 182 u. p. 249.

Zu Abschnitt 2. Nach einer im Auszuge mitgeteilten Untersuchung über die Laufzeiten und Intensitätsverhältnisse der direkten und der einmal reflektierten Longitudinalwellen für Epizentraldistanzen über 9000 km, die von B. GUTENBERG in Fortsetzung der oben (S. 21) erörterten Arbeiten angestellt wurde, soll in ungefähr 2900 km Tiefe unterhalb der Erdoberfläche eine vierte Unstetigkeitsfläche vorhanden und an dieser ein bedeutender Sprung in der Geschwindigkeit wahrscheinlich sein. Der in dieser Tiefe $13,2 \text{ km sec}^{-1}$ betragende Wert von v_1 soll plötzlich auf $8,5 \text{ km sec}^{-1}$ sinken, um dann bis zum Erdmittelpunkt wieder auf etwas über 11 km sec^{-1} zu steigen. Die entsprechenden Werte von v_4 ergeben sich zu $7,3 \text{ km sec}^{-1}$, $4,7 \text{ km sec}^{-1}$ und reichlich 6 km sec^{-1} , wenn man vorläufig $v_1 = 1,8v_4$ setzt. Bei dieser Sachlage wäre ein Erdkern von nur 3500 km Radius, eine 1700 km mächtige Zwischenschicht und ein bis zur ersten Unstetigkeitsfläche reichender, 1200 km dicker Mantel anzunehmen. Siehe Physik. Zeitschr. XIV, 1913, p. 1217.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Verhandlungen des Naturwissenschaftlichen Vereins in Hamburg](#)

Jahr/Year: 1914

Band/Volume: [21](#)

Autor(en)/Author(s): Tams E.

Artikel/Article: [III. Sonderbericht über Vorträge des Jahres 1913. Neuere Fortschritte auf dem Gebiete der Erdbebenforschung 1-24](#)