

## Werk

**Jahr:** 1927

**Kollektion:** fid.geo

**Signatur:** 8 GEOGR PHYS 203:3

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

**Werk Id:** PPN101433392X\_0003

**PURL:** [http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X\\_0003](http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0003)

**LOG Id:** LOG\_0029

**LOG Titel:** Zur experimentellen Seismik. I.

**LOG Typ:** article

## Übergeordnetes Werk

**Werk Id:** PPN101433392X

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

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

## Terms and Conditions

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

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

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

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

## Contact

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

## Zur experimentellen Seismik. I.

Von **O. Meisser** und **H. Martin**. — (Mit elf Abbildungen.)

Geologischer Mitarbeiter: **F. Deubel**\*).

In einem geologisch aufgeschlossenem Gebiet wurden Laufzeitkurven mit erhöhter Zeitgenauigkeit infolge Benutzung einer akustisch-seismischen Apparatur aufgenommen. Es wird die Übereinstimmung dieser experimentellen Kurven mit den theoretischen dargelegt und ein Beispiel dafür gegeben, wie man aus den Laufzeitkurven das angenäherte Profil der durchlaufenen Schichten berechnet.

Vorbemerkung. Im Jahre 1915 wurden von mir die ersten Versuche gemacht, für die Messung von Bodenerschütterungen eine akustisch-seismische Apparatur statt der üblichen Erschütterungsmesser zu verwenden. Der Mangel an Mitteln während des Krieges und in der Nachkriegszeit gestattete aber die Weiterführung dieser aussichtsvollen Versuche nicht.

Jetzt ist es durch die Unterstützung seitens der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft möglich geworden, die akustisch-seismische Methode systematisch auszuarbeiten. O. Hecker.

Kürzlich\*\*) haben wir eine Apparatur beschrieben, die erlaubt, Laufzeiten von elastischen Wellen bei künstlichen Bodenbewegungen bequem bis auf einige Zehntausendstel Sekunden sicher zu messen. Im folgenden soll gezeigt werden, daß diese erreichte Genauigkeit nicht übertrieben ist, sondern daß sie sich bei der akustisch-seismischen Methode voll ausnutzen läßt.

Für unsere Versuche wurde aus technischen und geologischen Gründen ein Gelände\*\*\*) südlich von Jena gewählt, über dessen geologische Verhältnisse nachstehend ein kurzer Überblick gegeben ist.

Die geologischen Verhältnisse des Versuchsfeldes. Das durch Saale, Roda und die Landstraße Lobeda–Rutha begrenzte Untersuchungsfeld (Fig. 1) tritt morphologisch durch seine breite flächenhafte Entwicklung hervor; es wird größtenteils von der interglazialen Hauptterrasse der Saale eingenommen.

\*) Bei unseren Arbeiten wurden wir in geologischer Hinsicht von der Thüringischen Geologischen Landesuntersuchung beraten und unterstützt.

\*\*) Zeitschr. f. Geophys. 1926, 7. Heft.

\*\*\*) In entgegenkommender Weise stellte die Firma Zeiss, Jena, ein Gelände für die Versuche zur Verfügung.

Am geologischen Aufbau des umgebenden Gebiets beteiligen sich Schichten des mittleren und oberen Buntsandsteins, sowie des Muschelkalks. Als jüngere Überdeckungen, namentlich der Terrassen, spielen diluviale Schotter, Lehme und alluviale Gehängeschuttmassen eine Rolle. Die den anstehenden Untergrund einnehmenden Triasgesteine lassen ein schwaches Einfallen in nordwestlicher Richtung erkennen. Die Lagerungsverhältnisse im Untersuchungsfeld

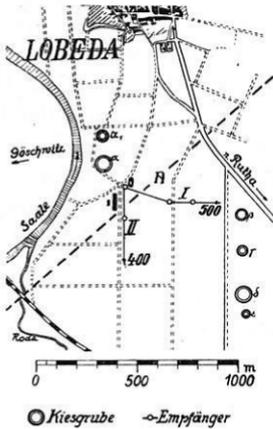


Fig. 1.

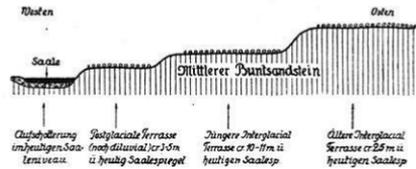


Fig. 3.

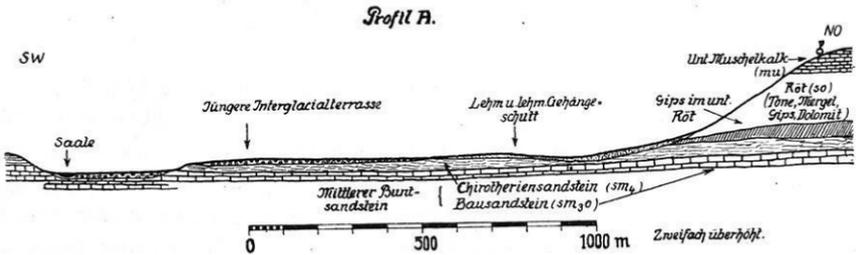


Fig. 2.

werden am besten durch eine schematische Profilskizze charakterisiert, die einen Schnitt durch das Gelände in SW-NO-Richtung darstellt (s. Profillinie A--- in Fig. 1).

Aus Fig. 2 geht hervor, daß der anstehende Untergrund des Versuchsfeldes von den oberen Schichten des mittleren Buntsandsteins gebildet wird, namentlich von der Stufe des Chirotheriensandsteins ( $sm_4$ ) und den höheren Lagen des Bausandsteins ( $sm_3o$ ). Wie schon erwähnt, sind diese Sandsteinschichten südlich der Stadt Lobeda durch junge Aufschüttungen (Schotter, Lehm, Sand, Gehängeschutt) überdeckt. Die diluvialen Saaleschotter lassen sich hier in drei Terrassen gliedern, und zwar sind eine ältere und jüngere Interglazial-

terrasse, sowie eine tiefere postglaziale Terrasse vorhanden. Lehm und Gehängeschutt finden sich auf sämtlichen Terrassen als Überlagerung der Schotter, zum Teil auch des anstehenden Untergrundes. Das Schema in Fig. 3 zeigt die Lage der einzelnen Terrassen zum heutigen Saalespiegel.

Während im Gebiet Göschwitz-Rutha nur die beiden älteren Terrassen (die höheren) entwickelt sind und die Roda hier mit einem Prallhang an den Sockel der jüngeren Interglazialterrasse anstößt, ist unmittelbar südlich von Lobeda auch die postglaziale Terrasse in zwei Kiesgruben ( $\alpha$  und  $\alpha_1$ , s. Fig. 1) unter starker Gehängeschuttbedeckung aufgeschlossen; dagegen fehlt hier die jüngere Interglazialterrasse. Die Verhältnisse dieses Gebiets sind in Fig. 4 durch ein Profil dargestellt, das von der Kiesgrube  $\alpha$  (s. Fig. 1) nach der Kiesgrube  $\beta$  verläuft. An der Sohle der beiden Gruben  $\alpha$  und  $\beta$  ist der Chirotheriensandstein aufgeschlossen; die auf diesem liegenden Saaleschotter, -Kiese und -Sande werden von lehmigem Gehängeschutt bedeckt, der in der Grube  $\alpha$

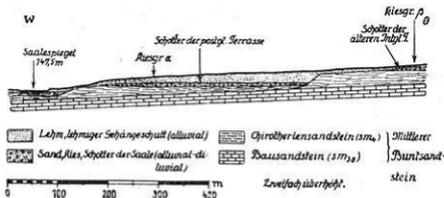


Fig. 4.

eine Mächtigkeit von 5 bis 6 m besitzt, in  $\beta$  nur etwa 1 m mächtig ist. Auf der Verbindungsstrecke  $\alpha \dots \beta$  sind keine weiteren Aufschlüsse vorhanden. Die Oberfläche wird von lehmigem Gehängeschutt (Muschelkalkschutt) eingenommen. Aus der Morphologie des umgebenden Gebiets kann gefolgert werden, daß die Schotter der postglazialen Terrasse sich unter der Schuttbedeckung von  $\alpha$  aus weiter nach Osten ausdehnen und an einer Stufe im Chirotheriensandstein vor der älteren Interglazialterrasse enden. Ein analoges Profil, wie in Fig. 4, ließe sich von  $\alpha$  nach  $\delta$  legen, während ein vom Oststoß der Grube  $\alpha$  in südlicher Richtung geführter Schnitt unter der Schotter- und Gehängeschuttbedeckung ein langsames Ansteigen der Chirotheriensandsteinoberfläche bis zur Höhe der jüngeren Interglazialterrasse ergeben würde.

Der Umstand, daß die Oberfläche des Buntsandsteins unter einer flach geböschten Schotter- und Gehängeschuttbedeckung in den Aufschlüssen  $\alpha$ ,  $\alpha_1$  und  $\beta$  bzw.  $\delta$  beträchtliche Höhenunterschiede (15 bis 20 m) aufweist, und mithin auch eine stark schwankende Mächtigkeit der jungen Lockermassen vorliegt, war für die Benutzung dieses Geländes zur Anwendung der seismisch-akustischen Methode günstig. Das geologische Ziel dieser Untersuchung lief darauf hinaus,

das Profil der Chirotheriensandsteinoberfläche zu ermitteln, und deren auf Grund der Aufschlüsse vermutete Höhenänderung der Lage und Größe nach zu bestimmen.

Die akustisch-seismischen Messungen. Es seien nun kurz die Grundlagen entwickelt, auf die sich das seismische Verfahren stützt, um den Verlauf einer Grenzfläche zwischen zwei elastisch verschiedenen Gesteinen aus den experimentellen Daten erschließen zu können. Die folgenden Betrachtungen

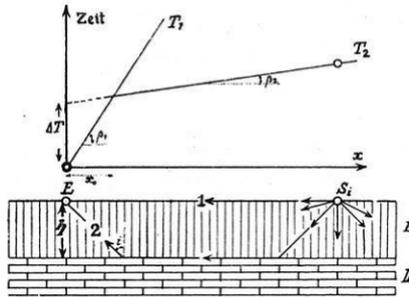


Fig. 5.

beziehen sich auf ein sogenanntes geologisches Zweischichtenproblem. Unter einer lockeren Deckschicht I befinde sich ein festeres Gestein II. Die Konstanten beider Schichten seien

	Dichte	Longitudinale Geschwindigkeit	Transversale Geschwindigkeit
Deckschicht I . . . . .	$\rho_1$	$v_1$	$v_{10}$
Grundschrift II . . . . .	$\rho_2$	$v_2$	$v_{20}$

Im Punkte  $E$  sei ein Erschütterungsmesser aufgestellt, der die in den Punkten  $S_i$  künstlich erzeugten Bodenbewegungen\*) registriert. Für die Auswertung der Kurven kommen drei Möglichkeiten in Betracht:

1. Die Laufzeiten der einzelnen Einsätze;
2. Die relativen bzw. auch die absoluten Amplituden der verschiedenen Impulse;
3. Die Perioden der einzelnen Wellen.

Obwohl alle drei Elemente einer Schwingung: Eintrittszeit, Amplitude und Periode nach den Ergebnissen der großen Seismologie für sich allein als Auf-

\*) In den beigegebenen Beispielen wird die künstliche Bodenbewegung durch Sprengungen erzeugt; es ist aber auch denkbar, daß man eine periodische Kraft kontinuierliche Bewegung erzeugen läßt. Für diesen letzteren Fall sind die Betrachtungen zu modifizieren.

schlußverfahren ausgebildet werden könnten, so ist es doch meistens im Interesse eines übersichtlichen Bildes erwünscht, die einzelnen Elemente zu kombinieren.

Die einfachste Arbeitsweise besteht darin, die Laufzeitkurven für die longitudinalen Wellen\*) zu benutzen. Im folgenden soll diese Methode, deren Aufgabe es ist, die Tiefe, Mächtigkeit und das Einfallen der einzelnen Schichten zu bestimmen, kurz skizziert werden.

A. Horizontale Schichtenlagerung. Wendet man die Huygenssche Wellenmechanik und das Fermatsche Prinzip vom elastisch kürzesten Weg (hier gleich dem Brechungs- und Reflexionsgesetz) auf die Ausbreitung der elastischen Wellen in dem Sprengherd  $S_i$  (s. Fig. 5) an, so kommt man unter der Voraussetzung, daß die Geschwindigkeiten nach allen Seiten gleich sind, zu einer „geometrischen Seismik“ mit geradlinigen Strahlen, die elementar die theoretischen Beziehungen für die entsprechenden Laufzeitkurven liefert. Wir sehen der Einfachheit halber zunächst von den Transversal- und Wechselwellen ab und betrachten nur die in der Deckschicht I verlaufende Welle 1\*\*) und den Grenzstrahl 2. Bezeichnet  $ES_i = x$  den Abstand Empfänger-Sprengort, so ist für 1 die Laufzeit

$$T_1 = \frac{x}{v_1} \dots \dots \dots (1)$$

Unter Berücksichtigung des Brechungsgesetzes für longitudinale Wellen, demzufolge

$$i = \arcsin \frac{v_1}{v_2} \dots \dots \dots (2)$$

folgt für den Grenzstrahl 2

$$T_2 = \frac{2h}{v_1} \sqrt{1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2} + \frac{x}{v_2} = \frac{2h}{v_1} \sqrt{1 - \eta^2} + \frac{x}{v_2} \dots \dots \dots (3)$$

wo  $h$  die Tiefe von Schicht II und  $\eta = \frac{v_1}{v_2}$  ist. Formel (3) ist erst für

$x > 2h \cdot \frac{\eta}{\sqrt{1 - \eta^2}}$  gültig. Das Kurvenbild für  $T_1$  und  $T_2$  sind Gerade; für

Entfernungen  $x > 2h \sqrt{\frac{1 - \eta}{1 + \eta}}$  kommt Welle 2 vor Welle 1 in  $E$  an. Hätte man es nur mit zwei Schichten zu tun — ein Fall, der im Gelände sich nur

\*) Von einer Berücksichtigung der weiteren Einsätze ist bei dieser Betrachtung der Einfachheit halber abgesehen, doch muß man sie für eine eingehende Diskussion der Ergebnisse mit heranziehen.

\*\*) Welle 1 ist nicht mit den Rayleighwellen identisch!

unvollkommen verwirklicht findet —, so bekommt man für die Kurve der ersten Einsätze eine geknickte Gerade. Die Neigungswinkel der Geraden  $T_i$  ergeben die jeder Schicht zugehörigen Geschwindigkeiten:

$$v_1 = \cot \beta_1 \quad \text{und} \quad v_2 = \cot \beta_2 \dots \dots \dots (4)$$

Um die Tiefe  $h$  der Grenzfläche zu ermitteln, bieten sich zwei Wege: eine Relation —  $v_1$  und  $v_2$  sind ja nach (4) bekannt — liefert die Größe  $x_0$ , die Abszisse des Schnittpunktes von  $T_1$  und  $T_2$

$$h = \frac{x_0}{2} \cdot \sqrt{\frac{1-\eta}{1+\eta}} \dots \dots \dots (5)$$

Gemäß (5) ist  $h$  stets kleiner als  $x_0/2$ . Eine weitere mit (5) identische Relation erhält man aus dem Ordinatenstück  $\Delta T$ , das die Verlängerung von  $T_2$  ergibt, es ist

$$h = \frac{\Delta T}{2} \cdot \frac{v_1}{\sqrt{1-\eta^2}} \dots \dots \dots (6)$$

Als Beispiel sei eine Laufzeitkurve gegeben, die in der Umgebung von Jena gewonnen wurde. Um die obersten Schichten für die ersten Einsätze aus-

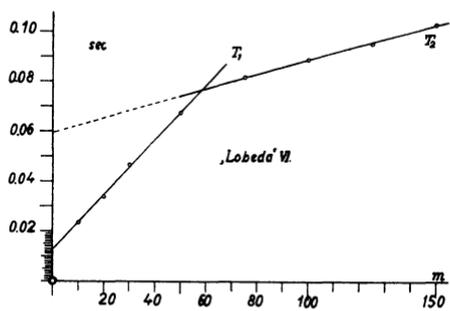


Fig. 6.

zuschalten, wurde der Empfänger 3 m unter der Oberfläche in einer sehr lockeren Sandsteinbank gelagert, die zweite Schicht war Bausandstein. Die Zeiten der ersten Einsätze sind in folgender Tabelle gegeben:

$x$ m	$T_1$ in sec	$x$ m	$T_2$ in sec	$x_0 = 58.0$ m
10	0.0238	75	0.0816	$\Delta T_1 = 0.0127$ sec
20	0.0340	100	0.0888	$\Delta T_2 = 0.0595$ sec
30	0.0468	125	0.0954	$v_1 = 907$ m/sec
50	0.0676	150	0.1036	$v_2 = 3425$ m/sec

Die Gerade  $T_1$  geht wegen der Tiefenlage des Empfängers von 3 m nicht durch den Nullpunkt. Nach

$$(5) \text{ ist } h = 22.0 \text{ m}$$

$$(6) \text{ ist } h = 22.1 \text{ m,}$$

so daß mit einer Gesamttiefe des Bausandsteins von 25 m zu rechnen ist. Die Übereinstimmung der Tiefenwerte nach (5) und (6) ist eine ausgezeichnete. Hat man mehr als zwei Schichten, so ist es leicht, die Formeln (5) und (6) sinngemäß zu übertragen, indem man sich die Oberfläche entsprechend tiefer verlegt denkt.

B. Einfallende Schichten. Das für diesen Fall zugehörige Profil zeigt Fig. 7.

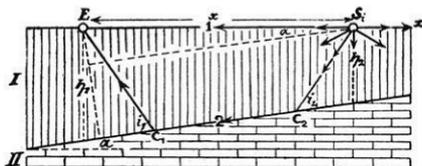


Fig. 7.

Die Konstanten seien dieselben wie unter A. Es kommt nur noch hinzu, daß die Grenzfläche unter dem Winkel  $\alpha$  gegen die Horizontale verläuft. Man stelle dieselben Betrachtungen wieder für die beiden Wellen 1 und 2 an. Es ist

$$T_1 = \frac{x}{v_1}.$$

Für den Grenzstrahl muß

$$T_{2+}^*) = \frac{S_1 C_2}{v_1} + \frac{C_1 E}{v_1} + \frac{C_2 C_1}{v_2} = f(i_1, i_2)$$

ein Minimum werden; d. h.  $\frac{\partial f}{\partial i_1} = 0 = \frac{\partial f}{\partial i_2}$ . Führt man die Rechnung durch, so ergibt sich

$$i_1 = i_2 = \arccos \frac{v_1}{v_2} \dots \dots \dots (7)$$

eine Bedingung, die naturgemäß mit dem Brechungsgesetz übereinstimmt. Unter Einführung von (7) in  $T_2$  erhält man

$$T_{2+} = \frac{2h_1 \cos \alpha}{v_1} \cdot \sqrt{1 - \eta^2} + \frac{x}{v_2} \cdot \left[ \cos \alpha - \frac{\sqrt{1 - \eta^2}}{\eta} \cdot \sin \alpha \right] \dots (8)$$

\*) Der Index + bzw. - bezieht sich auf das Vorzeichen von  $\alpha$ .

Für die Geschwindigkeiten ergeben hier die Laufzeitkurven

$$v_1 = \cot \beta_1, \quad \cot \beta_2 = v_{2+} = \frac{v_2}{\cos \alpha - \frac{\sqrt{1-\eta^2}}{\eta} \sin \alpha} \dots (8a)$$

Um eine genaue Tiefenbestimmung durchführen zu können, muß man zunächst den Einfallswinkel  $\alpha$  kennen. Man geht so vor, daß man das Profil rückwärts abschießt, d. h. den Empfänger nach  $S_i$  bringt, die Laufzeitkurve lautet dann

$$T_{2-} = \frac{2h_2 \cos \alpha}{v_1} \cdot \sqrt{1-\eta^2} + \frac{x}{v_2} \left[ \cos \alpha + \frac{\sqrt{1-\eta^2}}{\eta} \cdot \sin \alpha \right] \dots (8')$$

Die so erhaltene Geschwindigkeit  $v_{2-}$  lautet

$$v_{2-} = \frac{v_2}{\cos \alpha + \frac{\sqrt{1-\eta^2}}{\eta} \sin \alpha} \dots (8b)$$

Aus der Kombination von (8a) und (8b) ergibt sich

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\eta}{\sqrt{1-\eta^2}} \cdot \frac{\varphi}{1+\varphi} \dots (9)$$

$$v_2 = V_{2-} \cdot \frac{1+2\varphi}{1+\varphi} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\eta^2}{1-\eta^2} \cdot \left(\frac{\varphi}{1+\varphi}\right)^2}},$$

wo  $\varphi = \frac{1}{2} \cdot \frac{v_{2+} - v_{2-}}{v_{2-}}$ . Ähnlich wie unter A erhält man die Tiefe  $h$  aus dem Ordinatenabschnitt zu

$$h_E = \frac{\Delta T_E}{2} \cdot \frac{v_1}{\cos \alpha \sqrt{1-\eta^2}} = \frac{\Delta T_E}{2} \cdot \frac{v_1}{\sqrt{1-\eta^2}} \cdot \sqrt{1 + \frac{\eta^2}{1-\eta^2} \cdot \left(\frac{\varphi}{1+\varphi}\right)^2}, (10)$$

d. h. Formel (6) würde  $h_E \cdot \cos \alpha$  ergeben, den kürzesten Abstand der Grenzfläche von  $E$  aus. Der Knickpunkt  $x_0$  gibt

$$h_E = \frac{x_0}{2} \cdot \frac{1-\eta \cos \alpha + \sqrt{1-\eta^2} \sin \alpha}{\cos \alpha \sqrt{1-\eta^2}} = \frac{x_0}{2} \cdot \frac{\sqrt{1 + \frac{\eta^2}{1-\eta^2} \cdot \left(\frac{\varphi}{1+\varphi}\right)^2} - \frac{\eta}{1+\varphi}}{\sqrt{1-\eta^2}}, (11)$$

eine Formel, die sich für kleinere Winkel  $\alpha$  noch vereinfachen läßt.

C. Profilkonstruktion an Hand einer Laufzeitkurve. Obwohl die Angabe der Tiefe und des Einfallswinkels einer Schicht für deren Verlauf hinreichend ist, soll im nachstehenden kurz noch ein Verfahren angegeben werden, das eine angenäherte Profilkonstruktion gestattet, falls die Deckschicht genügend homogen ist. Es soll aus der Teilgeschwindigkeit

$$\frac{x_2 - x_1}{T_2 - T_1} = v'_2 = f \cdot v_2$$

der Profilwinkel  $\alpha$  berechnet werden. Nach (8a) ist

$$f = \frac{1}{\cos \alpha - \frac{\sqrt{1 - \eta^2}}{\eta} \sin \alpha} = \frac{v'_2}{v_2} \dots \dots \dots (12)$$

Da  $v_1, v_2, v'_2$  und somit auch  $f$  für das Intervall  $x_1 \dots x_2$  bekannt sind, folgt der Winkel  $\alpha$  aus (12), und zwar ist:

für  $f > 1$  der Winkel  $\alpha$  positiv, d. h. Schicht II kommt höher zu liegen  
„  $f < 1$  „ „  $\alpha$  negativ, d. h. „ II „ tiefer „ „

Selbstverständlich ist immer zur Voraussetzung gemacht, daß die Änderung der Laufzeitkurve nicht in einer Inhomogenität der Deckschicht zu suchen ist. Aus (12) folgt für

$$\text{tg } \alpha = \frac{\eta}{f^2(1 - \eta^2) - \eta^2} [f^2 \sqrt{1 - \eta^2} - \sqrt{f^2 - \eta^2}].$$

Es ist die Tangensfunktion von  $\alpha$  angegeben, um sofort für eine gegebene Strecke die entsprechende Höhenänderung angeben zu können.

Eine graphische Lösung von (12) läßt sich leicht finden, wenn man Formel (12)

$$f \cos \alpha - f \frac{\sqrt{1 - \eta^2}}{\eta} \sin \alpha = 1$$

mit der Gleichung einer Geraden

$$y - ax - c = 0$$

in Beziehung bringt, indem man setzt:

$$c = \frac{1}{f}, \quad \text{tg } \varphi = a = \frac{\sqrt{1 - \eta^2}}{\eta}, \quad x = \cos \alpha, \quad y = \sin \alpha.$$

Man erhält eine Schar von Geraden  $g$  (s. Fig. 8), deren Neigung durch den Wert  $\eta$  bestimmt ist; sie schneiden die Ordinatenachse jeweils in  $1/f$  und

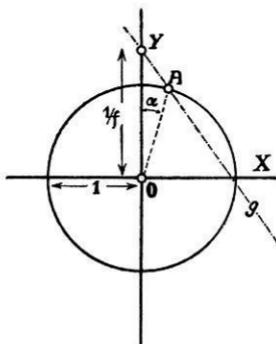


Fig. 8.

den um den Koordinatenursprung beschriebenen Einheitskreis in  $A$  (der andere Schnittpunkt kommt hier nicht in Frage), so daß  $\alpha = A\hat{O}Y$  ist. Fig. 9 zeigt ein auf obiger Überlegung konstruiertes Nomogramm. Man ziehe

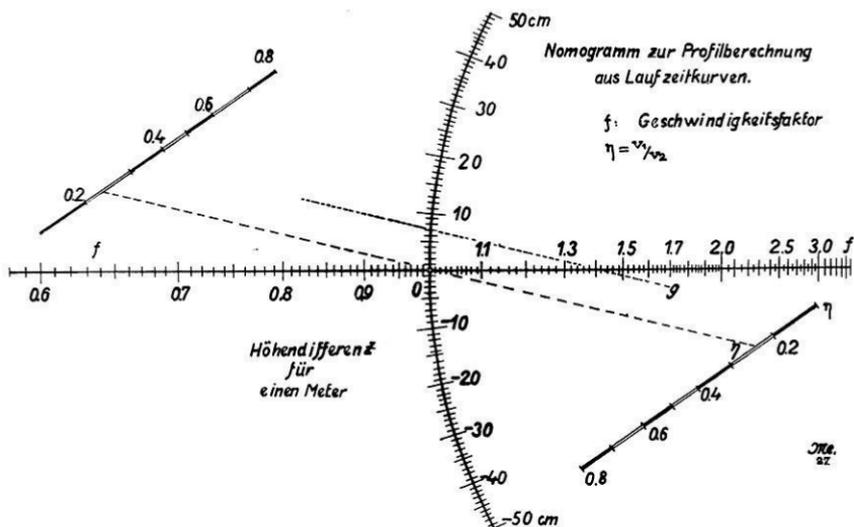


Fig. 9.

durch den betreffenden Wert von  $f$  eine Gerade  $g$  parallel  $O\eta$  und erhält auf der Kreisskala sofort die Höhenänderung in Zentimetern für eine Strecke von 1 m.

Beispiel: Profil - 3, Lobeda ( $v_1 = 500$  m/sec,  $v_2 = 2200$  m/sec,  $\eta = 0.22_7$ ).

$x_i$ m	$T_i$ sec	$(T_i - T_{i-1})$ sec	$v'_2$	$f$	$\text{tg } \alpha$	Höhendifferenz m
40	0.0378	0.0056	179 <sub>0</sub>	0.82	- 0.05 <sub>3</sub>	- 0.6
50	0.0434	0.0060	167 <sub>0</sub>	0.76	- 0.07 <sub>4</sub>	- 0.8
60	0.0494	0.0050	200 <sub>0</sub>	0.91	- 0.02 <sub>3</sub>	- 0.2
70	0.0544	0.0032	312 <sub>0</sub>	1.42	+ 0.06 <sub>9</sub>	+ 0.7
80	0.0576	0.0066	152 <sub>0</sub>	0.69	- 0.10 <sub>6</sub>	- 1.1
90	0.0642	0.0068	294 <sub>0</sub>	1.34	+ 0.05 <sub>9</sub>	+ 1.2
110	0.0710	0.0080	250 <sub>0</sub>	1.14	+ 0.02 <sub>9</sub>	+ 0.5
130	0.0790	0.0128	234 <sub>0</sub>	1.06	+ 0.01 <sub>3</sub>	+ 0.4
160	0.0918					

D. Stufe. Fig. 10 zeigt die theoretischen Laufzeitkurven für den Grenzstrahl, wenn die Oberfläche von Schicht II sprunghaft ihre Höhe ändert. Be-

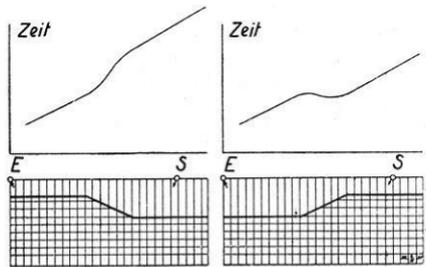


Fig. 10.

finden sich der Empfänger und die Schußstelle in größerer Entfernung von der Stufe, dann kann man näherungsweise davon sprechen, daß die Laufzeitkurve aus zwei Geraden besteht, die an der Sprungstelle eine Ordinatendifferenz

$$\Delta T = \frac{h}{v_1} (1 + \eta) \dots \dots \dots (13)$$

ergeben. Bei der Diskussion solcher „Unstetigkeiten“ in der Laufzeitkurve muß man sehr vorsichtig sein, damit man nicht eine Inhomogenität in der Deckschicht fälschlich für eine Stufe der tieferen Grenzschicht anspricht, ferner muß man auch über ein hinreichend genaues Nivellement der Profilloberfläche verfügen. Eine Kontrolle für die Realität bieten die Laufzeitkurven der weiteren Einsätze.

Ergebnisse der Laufzeitkurven auf zwei Profilen. Für die Beantwortung der geologisch gestellten Aufgabe dienen Profil I und II (s. Fig. 1). Um nicht zu große Sprengladungen zu benötigen, und da man es mit nicht sehr tief liegenden Schichten zu tun hat, wurden nur sehr kurze Laufzeitkurven aufgenommen, die Fig. 11 zeigt. Die jeweilige Lage des Empfängers ist durch

○ in den Fig. 1 und 11 angegeben. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der longitudinalen Wellen in der Chirotheriensandsteinschicht ist auf der gesamten Profillänge nicht ganz einheitlich, d. h. die Bank besitzt nicht überall dieselbe Festigkeit, was durch den verschiedenen Grad der Durchfeuchtung und Auflockerung infolge Auslaugung des Carbonats bzw. des Gipses zu erklären ist. Um auf eine gegebene Strecke einen möglichst einwandfreien Mittelwert

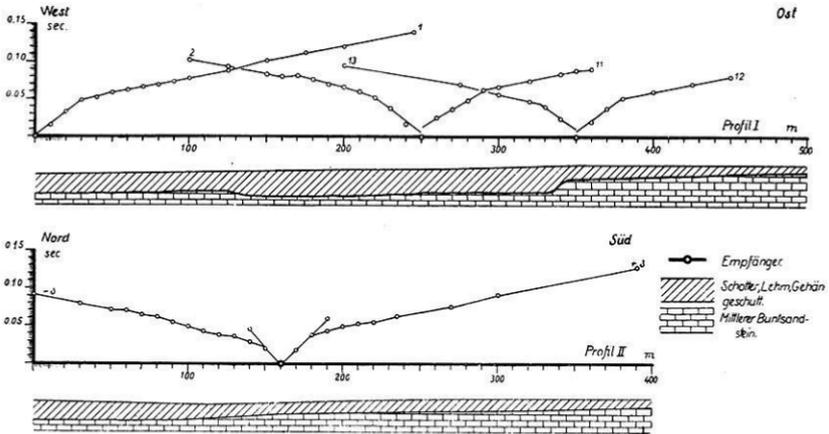


Fig. 11.

zu erhalten, wurden die meisten Profile vor- und rückwärts geschossen. Die Daten\*) für die jeweilige Tiefe der Chirotheriensandsteinoberfläche an der Empfängerstelle gibt folgende Tabelle:

Entfernung . . . . .	$x$ m	0	250	350	
Profil . . . . .	Nr.	1	2	11	13
Deckschicht . . . . .	$v_1$ m/sec	660	800	820	670
Buntsandstein . . . . .	$v_2$ m/sec	2600	2700	2400	2000
Tiefe der Chirotherien- sandsteinoberfläche . . . . .	$m$	12.2	14.9	14.8	9.0
					10.0

Unter Berücksichtigung der Oberflächenhöhe in Profil I gemäß beifolgender Tabelle:

Entfernung . . . . .	$x$ m	0	250	350
Höhe . . . . .	$h$ m	0	3.3	5.7

gelangt man zu einer absoluten Höhendifferenz der Sandsteinoberfläche zwischen  $P_{250}$  und  $P_{350}$  von etwa 8 m. Die genauere Lage der geologisch vermuteten Stufe zeigt Fig. 11. Eine weitere kleinere Stufe befindet sich zwischen

\*) Die zwischenliegenden Schichten ( $v = 1000$  bis  $1700$  m/sec) sind hier, um die Betrachtungen nicht unnötig zu komplizieren, nicht mit aufgezählt, wohl bei der Auswertung aber mit berücksichtigt.

und  $P_{200}$ . Die Laufzeitkurven 1 bzw. 2 ergeben beide Male eine Differenz  $P_{100}$  von  $0.006_0$  sec, die nach Formel (13) eine Stufenhöhe von 3.2 m ergibt. Betrachtungen an weiteren Laufzeitkurven zwischen 0 und 250 m in Profil I zeigen klar, daß die Stufe einer Höhenänderung der Chirotheriensandsteinoberfläche entsprechen muß. Das Profil II verläuft senkrecht zu I, auch hier ist die eingezeichnete Sandsteinoberfläche aus den Laufzeitkurven gefunden.

Der in den Profilen I und II berechnete Verlauf der Chirotheriensandsteinoberfläche entspricht durchaus dem in den eingetragenen Kiesgruben (s. Fig. 1) aufgeschlossenen Schichtenverband. In der Kiesgrube  $\alpha$  beträgt die Tiefenlage der Sandsteinoberfläche 9 m unter der Geländeoberkante, in der Höhe der älteren Interglazialterrasse befindet sich die Sandsteinoberfläche durchschnittlich unter etwa 3 m Bedeckung. Die zwischen  $P_{250}$  und  $P_{350}$  lokalisierte Stufe entspricht dem Ansteigen des Terrassensockels von der Höhe der postglazialen zur älteren Interglazialterrasse. Die zwischen  $P_{130}$  und  $P_{350}$  in die Sandsteinoberfläche eingeschnittene flache Rinne ist jedenfalls als eine Erosionsfurche der postglazialen Saale anzusprechen.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, im März 1927.

## Referate.

**P. Goetz:** Das Strahlungsklima von Arosa. 110 S., 31 Abbildungen, 69 Tabellen. Berlin, Julius Springer, 1926.

Diese äußerst reichhaltige Monographie behandelt nach einleitenden Bemerkungen über das Strahlungsklima als solches und über den Beobachtungsstandort der Reihe nach die Sonnenscheinverhältnisse Arosas, die Wärmestrahlung der Sonne (gesamt und nach Spektralbezirken getrennt), die ultraviolette Sonnenstrahlung, die ultraviolette Himmelsstrahlung und die Orthselligkeit (vom Verfasser zur Unterscheidung vom Oberlicht oder der Beleuchtung der Horizontalfäche durch Sonne und Himmel die Bezeichnung „Orthselligkeit“ für die von allen Seiten einfallende Lichtmenge vorgeschlagen), die Dauermessungen der Tageshelle nach photochemischer Wirksamkeit und ergänzende klimatologische Daten, und zum Schluß wird ein alphabetisch geordnetes Literaturverzeichnis gegeben. Bei der Wärmestrahlung kommen die Meßmethode, die Sichtung des Beobachtungsmaterials, die Ergebnisse der Intensitätsmessung, die Gesamtstrahlung, rot-ultrarote und grünblaue Strahlung, die Durchlässigkeit für Wärmestrahlung und der atmosphärische Reinheitsgrad (der nach Linke definierte Trübungsfaktor — rechnerisch durch das Verhältnis der tatsächlich gefundenen zur minimalen Lichteinbuße bei völlig reiner Atmosphäre darstellbar —, der Transmissionskoeffizient) und die Strahlungssummen der Sonnenenergie zur Sprache. Äußerst instruktiv ist die graphische Darstellung der Ab-