

Werk

Jahr: 1932

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:8

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0008

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0008

LOG Id: LOG_0060

LOG Titel: Brechungsgesetz oder senkrechter Strahl? Eine kritische Studie auf Grund seismischer Arbeiten in Venezuela

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 there 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

Brechungsgesetz oder senkrechter Strahl?

Eine kritische Studie auf Grund seismischer Arbeiten in Venezuela.

Von **Oswald v. Schmidt** — (Mit 14 Abbildungen)

Die Arbeit behandelt das bisher strittige Problem: Herrscht in der angewandten Seismik das Fermatsche Prinzip oder der „senkrechte Strahl“? Auf Grund der Ergebnisse einer geophysikalischen Expedition in Venezuela wird gezeigt, daß alle Daten gegen den „senkrechten Strahl“ und für das Brechungsgesetz sprechen. Die Laufzeitkurven zeigen, daß sich stets eine 1 bis 10 m tiefe Verwitterungsschicht kraß von den anderen Schichten unterscheidet: $v_0 = 300$ bis 600 m; hierdurch erklären sich die oft zitierten „überraschend großen Emergenzwinkel“. Für das Fermatsche Prinzip spricht unter anderem, daß die $t.s$ -Kurven bei Brüchen Hyperbeln darstellen, die ebenso wie die Höhenreduktionen eine Horizontalverschiebung um $htgi$ verlangen. Es wird ein theoretischer Beweis erbracht, daß die maximale Energieübertragung nach dem Brechungsgesetz erfolgt. — Neben anderen experimentellen Einzelheiten wird eine verbesserte Methode angegeben, um nach der Schallzeit zu sprengen. Es werden zwei Sprenglinien aus Venezuela wiedergegeben, aus denen alle Daten der zweiten und dritten Schicht nach dem Brechungsgesetz berechnet werden; es ergibt sich eine Übereinstimmung in den Neigungswinkeln bis zu $0^\circ 3'$.

Problemstellung. Es herrschen zur Zeit in der angewandten Seismik zwei Ansichten über den Verlauf der seismischen Strahlen:

Die eine Ansicht nimmt an, daß die Strahlen (siehe Fig. 1) auf dem Wege $a'_1 a'_2 c'_3 b'_2 b'_1$ senkrecht auf die darunterliegende härtere Schicht auffallen und dann wieder senkrecht heraufsteigen. Diese Annahme soll hinfort der Kürze halber „senkrechter Strahl“ genannt werden; sie ist vertreten worden von: Ambronn⁷⁾ ⁸⁾, Angenheister¹⁾, Barsch und Reich¹⁴⁾, Brockamp und Mothes¹¹⁾, Brockamp¹⁷⁾, Schweydar und Reich⁵⁾. Von Brockamp außer-

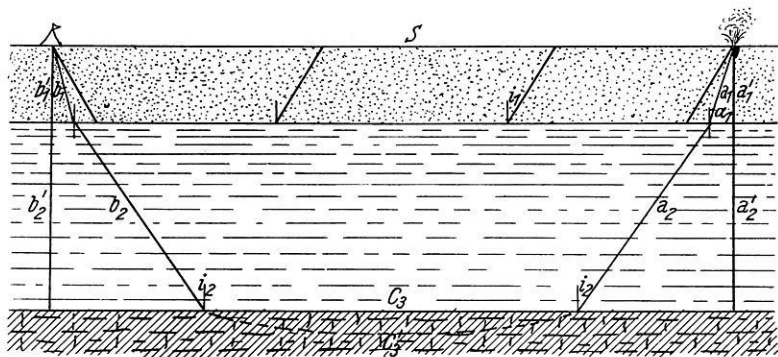


Fig. 1. Die beiden zur Diskussion stehenden Ansichten:
 $a'_1 a'_2$ usw. „senkrechter Strahl“; $a_1 a_2$ usw. „schräger Strahl“

dem noch in besonders entschiedener Form mündlich in den geophysikalischen Kolloquien 1932 in Berlin-Charlottenburg.

Die andere Auffassung ist die, daß die Strahlen des ersten Stoßes den Weg der kürzesten Zeit laufen, so daß nach dem optisch akustischen Brechungsgesetz gerechnet werden kann. Dieses wäre also nach Fig. 1 der Weg über $a_1 a_2 c_3 b_2 b_1$, die Strahlen fallen also schräg auf die darunterliegende Schicht auf. Diese Ansicht soll als „schräger Strahl“ bezeichnet werden; sie ist vertreten durch: Ansel¹³⁾, D. C. Barton⁹⁾, Bornitz¹⁸⁾, Brockamp und Wölken¹⁰⁾, A. Broughton Edge und T. H. Laby¹⁹⁾, V. Gavrilovich-Gabriel²⁰⁾, Gerecke²¹⁾, Gutenberg²⁾, M. Hannemann³⁾, Meisser¹²⁾, Meisser und Martin⁴⁾ ¹⁵⁾, O. v. Schmidt⁶⁾ ¹⁶⁾.

Während einer geophysikalischen Expedition in Venezuela von 1928—1930 stand ich vor der Entscheidung, welche Berechnungsart anzuwenden sei. Es war nicht leicht eine Entscheidung zu treffen besonders, da die Arbeit von Schweydar und Reich (l. c.) oft zitiert wurde und auch die Geologen die Meinung äußerten, daß die Berechnung nach dem „senkrechten Strahl“ zu besserer Übereinstimmung mit den Bohrergebnissen führe [siehe Barsch und Reich¹⁴⁾, S. 172].

Diese letztere Tatsache ist aber keineswegs ein Beweis für die Richtigkeit der theoretischen Grundlage, so lange nicht bewiesen wird, daß die horizontal gemessene Geschwindigkeit der oberen Schicht v_1 längs s (siehe Fig. 1) auch der senkrechten Geschwindigkeit v'_1 längs a_1 bzw. a'_1 tatsächlich entspricht (bei abwechselnder Schichtenfolge ist dieses z. B. nicht der Fall). Ist das vertikale v'_1 geringer, so sieht es so aus, als ob die Rechnung nach dem senkrechten Auffallen richtiger wäre, de facto kompensieren sich aber nur zwei Fehler.

Wenn es auch in theoretischen Publikationen möglich ist, vorsichtshalber beide Rechnungsarten „senkrecht“ und „schräg“ anzuführen, in der Praxis — speziell bei einem Auftrage für die Erdölindustrie, wo es sich um Hunderttausende handelt — ist es gänzlich ausgeschlossen, zwei verschiedene Tiefenangaben je nach Rechnungsart vorzulegen, um so mehr, als die Differenzen nach den beiden genannten Methoden gar nicht so gering sind, wie oft angenommen wird. Außerdem ergeben sich, je nachdem, ob „senkrecht“ oder „schräg“ gerechnet wird, oft schwerwiegende Differenzen in der Lokalisation tektonischer Störungen, z. B. von Brüchen oder von Rändern eines Salzstockes.

Die vorliegende Arbeit behandelt die theoretischen Überlegungen und praktischen Versuche, die in Venezuela zwecks Klärung der angeschnittenen Fragen unternommen wurden. Es stand damals natürlich nur die Literatur bis Mitte 1929 zur Verfügung, also (1) bis (11), in vorliegender Arbeit ist die Literatur jedoch bis Anfang 1932 berücksichtigt.

Als erstes wollen wir die Gründe für die Annahme des „geraden Strahles“ aus der in der Literatur am meisten zitierten Arbeit von Schweydar und Reich (l. c.) rekapitulieren und dann im zweiten und dritten Abschnitt die Gegenstände betrachten, die hauptsächlich auf experimentellen Ergebnissen der

seismischen Arbeiten in Venezuela basieren. Im vierten Abschnitt wird eine theoretische Erklärung dafür gegeben, durch welchen Umstand der Energietransport den Weg der kürzesten Zeit nimmt und die ankommende Energie so verhältnismäßig wenig von der Tiefe abhängig ist. Nachdem im fünften Abschnitt einige technische Einzelheiten erörtert und die Sprengdaten tabellarisch angeführt worden sind, ist zum Schluß im sechsten Abschnitt eine Tiefenuntersuchung aus Venezuela beschrieben, aus der zu ersehen ist, daß die — nach dem „schrägen Strahl“ vorgenommenen Tiefenberechnungen überzeugend gut in sich übereinstimmen (prozentualer Fehler 1 %!).

I. Bisherige Gründe für „senkrechten Strahl“

Betrachten wir nun die Gründe, die Schweydar und Reich für den „senkrechten Strahl“, also damit gegen das Brechungsgesetz anführen:

1. Die Emergenzwinkel sind stets nahe 90° .

2. Im Falle des „schrägen Strahles“ muß angenommen werden, „daß der an der Oberfläche der härteren Schicht stark gebrochene Strahl ein wenig in diese Schicht eindringt und hier infolge einer kontinuierlichen Zunahme der Geschwindigkeit gekrümmt wird, um wieder aus der härteren Schicht herauszukommen... Es scheint uns schwierig, eine Erklärung zu finden für eine Aufwärtsbewegung des Strahles“.

3. Auf dem beschriebenen Wege („schräger Strahl“) kann nur verschwindend wenig Energie zur Oberfläche gelangen.

Es zeigt sich nun, daß die drei angeführten Einwände an Hand der Ergebnisse in Venezuela leicht zu widerlegen sind; wenden wir uns den einzelnen Punkten zu.

II. Widerlegung der drei Gründe für „senkrechten Strahl“

1. Die Emergenzwinkel. a) Die Verwitterungsschicht und ihre Geschwindigkeit v_0 . Teils um die angeschnittenen Fragen zu klären, teils um genaueren Einblick in den Aufbau der Erdschichten zu gewinnen, wurde jede Laufzeitkurve mit ganz kleinen Abständen begonnen, im allgemeinen lagen die ersten Sprengungen auf 2, 4, 6, 8, 10, 15, 20 m, dann folgten erst die weiteren Sprengungen mit 50, 100 m usw. Diese Nahsprengungen wurden nur dann unterlassen, wenn die nächste Beobachtungsstation vollkommen analoge Oberflächenverhältnisse zeigte.

Bei genauerer Betrachtung der Laufzeitkurven sieht man nun (z. B. Fig. 5), daß die normale v_1 -Kurve nicht gleich anfangs einsetzt, sondern daß stets bis zu etwa 10 oder 20 m eine ganz geringe Geschwindigkeit von 240 bis 600 m nachzuweisen ist, hinfort v_0 genannt, die dann erst in die Normalgeschwindigkeit v_1 übergeht. In Fig. 5 bis 9 sind die Laufzeitkurven derartiger Anfangsgeschwindigkeiten wiedergegeben, mit der aus dem Knick berechneten Tiefe der Grenzschicht $v_0 v_1$.

Um die Natur dieser Anfangsgeschwindigkeiten zu ergründen, wurden mehrere Meter tiefe Gruben ausgehoben; es ergab sich dabei folgendes: im Punkt 0 der Fig. 8 z. B. war der Ton bis zu 2.55 m rot und ging dann scharf in Graugrün über. Mit einer Genauigkeit von etwa ± 5 cm stimmte die berechnete Tiefe der festen Schicht mit der Grenzschrift zusammen, in der die Bodenverwitterung aufhörte. Die Schicht mit der Geschwindigkeit v_0 stellt also im allgemeinen die oberste Verwitterungsschicht dar, die in Venezuela sowohl bei Sandstein als auch bei Tonen festgestellt werden konnte.

In Fig. 10 sehen wir eine Laufzeitkurve etwas anderen Charakters: hier geht die Anfangsgeschwindigkeit v_0 ganz kontinuierlich in v_1 über. Die an der betreffenden Stelle ausgehobene Grube ergab einen stetigen Übergang von lockerem zu immer festerem, tonigem Material. In Fig. 11 erstreckt sich dieser stetige Übergang bis zu einer Tiefe von über 20 m; hier handelt es sich allerdings um eine besonders innige Vermischung von sandigem Lehm mit der darunter liegenden festeren Schicht.

b) Die großen Emergenzwinkel sind Folge des kleinen v_0 . Was sagen uns nun diese immer vorhandenen Geschwindigkeiten v_0 über den Emergenzwinkel aus? Da der Emergenzwinkel $e = 90^\circ - i$ ist, so können wir ihn aus dem Verhältnis der Geschwindigkeiten v_0 und v_1 berechnen: $\sin i = v_0/v_1$; im Falle der Fig. 5 z. B. ist $i = 10^\circ 5'$.

Wir haben also, wenn das Brechungsgesetz Gültigkeit hat, von 15 m an mit einem Emergenzwinkel von 80° zu rechnen; hierdurch erklärt sich der „überraschend große Emergenzwinkel“ von Schweydar und Reich ganz zwanglos. Tritt nun bei größeren Tiefen noch eine Schicht mit höherer Geschwindigkeit v_2 in Erscheinung, so müssen wir den aufsteigenden Strahl folgendermaßen berechnen: i_2 ist der Winkel der Totalreflexion an der dritten Schicht $\sin i_2 = v_1/v_2$ (s. Fig. 1). Dieser aufsteigende Strahl wird an der Grenzschrift $v_1 v_0$ nochmals gebrochen nach dem Verhältnis

$$\frac{v_0}{v_1} = \frac{\sin \alpha_1}{\sin i_2}.$$

Setzen wir hier den Wert für $\sin i_2$ ein, so erhalten wir $\sin \alpha_1 = v_0/v_2$, der Strahl steigt also noch steiler auf, der Emergenzwinkel wird also noch größer. Die Fortsetzung der Laufzeitkurve von Fig. 5 ergibt eine Geschwindigkeit der zweiten Schicht $v_2 = 3.5$ km. Da wir $\alpha = 5^\circ 45'$ finden, so ist der Emergenzwinkel also gleich $84^\circ 15'$, so nahe 90° , daß er in den meisten Fällen von 90° nicht zu unterscheiden ist. Das Brechungsgesetz erklärt also das steile Aufsteigen der Bebenstrahlen vollkommen zwanglos, ohne daß eine neue, ad hoc konstruierte Theorie notwendig ist.

c) Die Emergenzwinkel in Sperenberg. Die von Schweydar und Reich gefundenen Emergenzwinkel bei Sperenberg stimmen vollkommen mit dem Brechungsgesetz überein, wenn wir die v_0 -Schicht einführen, die dort (nach

früheren Messungen von mir) eine Geschwindigkeit von 400 m hat. Wir müßten dann theoretisch erhalten: bis etwa 100 m 76° und nach 100 m etwa 84° , was gut mit den unten angeführten Messungen von Schweydar und Reich übereinstimmt (siehe Tabelle 1).

Tabelle 1. Die Emergenzwinkel in Sperenberg

Entfernung	e gemessen	e berechnet aus v_0
15.2	76°	76°
30	66.2	76
60	78.7	76
103	90	84

Bei Berücksichtigung der Verwitterungsschicht sprechen die gemessenen Werte von Schweydar-Reich nicht gegen, sondern für das Brechungsgesetz.

d) Die Emergenzwinkel in Kummersdorf. Anders als eben geschildert liegen die Dinge bei den Messungen von Schweydar und Reich in Kummersdorf: dort sollen alle Emergenzwinkel nahe 90° gefunden worden sein. Sowohl aus den Seismogrammen, als auch aus nachfolgender Gegenüberstellung der Sprengmengen zeigt sich aber, daß die Ladungen dort viel zu gering waren, um den longitudinalen Stoß überhaupt übertragen zu können. Nachstehend eine Gegenüberstellung der Sprengladungen von Schweydar und Reich und derjenigen von mir (siehe Tabelle 2).

Tabelle 2. Vergleich der Sprengstoffmengen

Schweydar und Reich in Kummersdorf			v. Schmidt in Norddeutschland		
m	g	v_1	m	g	v_1
222	200	1021	200	1700	1600
222	1000	1058	200	1700	1600
222	1200	1078	200	1700	1600
402	200	1029	400	4500	1600
602	600	1039	600	8000	1600

Man sieht also, daß Schweydar und Reich etwa zehnmal geringere Ladungen verwandt haben als ich; die unerwartet kleine Geschwindigkeit „in feuchten Sanden“ von Schweydar und Reich $v_1 = 1050$ m habe ich schon 1928 darauf zurückgeführt, daß hier infolge zu schwacher Ladungen wahrscheinlich die Transversalgeschwindigkeit gemessen worden ist, da ich in Sperenberg und der Lüneburger Heide nie so geringe Geschwindigkeiten, sondern stets Werte um 1600 m gefunden habe.

Barsch und Reich¹⁴⁾ bestätigen die von mir gefundene Geschwindigkeit, indem sie im „unverfestigten sandig mergeligen oder tonigen Diluvium“ stets 1600 m finden, also genau dieselbe Geschwindigkeit, die ich 1922 fürs Diluvium der Lüneburger Heide gefunden hatte.

2. „Kontinuierliche Zunahme der Geschwindigkeit in Schicht 2... usw.“

Auch diese zweite Annahme von Schweydar und Reich, die gegen den „schrägen Strahl“ sprechen soll, trifft nicht zu. In Fig. 13 ist eine Laufzeitkurve aus Venezuela abgebildet: wir unterscheiden deutlich auf beiden Kurven die drei Geschwindigkeiten $v_1 v_2 v_3$. Von besonderem Interesse ist hier der Verlauf von v_3 ; wir sehen die vier Punkte von v_3 haarscharf auf einer geraden Linie, von einer „kontinuierlichen Zunahme der Geschwindigkeit“ ist auch nicht das geringste zu merken, trotzdem die Schicht 3 in diesem Falle über eine Strecke von mehr als 1500 m verfolgt werden kann. Es ist also mit Sicherheit anzunehmen, daß bis zu einer Mächtigkeit von etwa 400 m die Schicht 3 eine konstante Geschwindigkeit besitzt (anderenfalls wäre eine Geschwindigkeit v_4 aufgetreten). Dieses läßt sich nur dadurch erklären, daß die in der angewandten Seismik beobachtete Geschwindigkeit v_2 oder v_3 stets einer Grenzwellen entspricht, die sich in der unteren Schicht fortpflanzt.

Solche Grenzwellen sind sowohl in der Seismik als auch in der Optik bekannt, die Energieverhältnisse desselben sind allerdings noch nicht quantitativ erfaßt worden, auch über das Verhältnis zwischen longitudinaler und transversaler Komponente ist nichts bekannt. Jedenfalls ist die Geschwindigkeit v_3 der Grenzwellen bemerkenswerterweise gleich oder nahe gleich der Geschwindigkeit der Longitudinalwellen, also nicht den Rayleighwellen entsprechend.

Diese Grenzwellen wirkt nun zurück auf die Schicht 1, ohne daß wir ein Eindringen in die Schicht 3 und Wiederaufbiegen anzunehmen brauchen (Näheres siehe Abschnitt IV, 1 und 2).

Auch in den Fällen, wo de facto eine kontinuierliche Zunahme der Geschwindigkeit zu verzeichnen ist, wie z. B. bei den Nahsprengungen der Linie D 2 (siehe Fig. 11), auch dort ergeben sich keinerlei prinzipielle Schwierigkeiten. Wir brauchen uns nur ein Profil mit mehreren sehr dünnen Schichten zu denken, dann geht der geradlinige seismische Strahl in den gekrümmten über, wie dieses aus der großen Seismik bekannt ist. Diese Tatsache, daß wir es in der praktischen Seismik meistens mit geraden Strahlen zu tun haben, ist daher eher überraschend.

3. Die energetischen Gründe gegen den „schrägen Strahl“. Wir kommen nun zum dritten Einwand gegen den schrägen Strahl, nämlich zur Behauptung, daß auf dem beschriebenen Wege (schräger Strahl) nur verschwindend wenig Energie zur Oberfläche gelangen kann.

Angenommen: der hauptsächlichste Energieübergang geschehe nicht auf dem Wege der kürzesten Zeit, sondern auf dem zeitlich längeren Wege des senkrechten Strahles (siehe Fig. 1). In solchem Falle mußte, wenn wir absichtlich zehn- oder hundertmal mehr Dynamit verwenden als notwendig, doch genügend Energie da sein, um wenigstens teilweise den Weg der kürzesten Zeit zu nehmen, d. h. die Laufzeit müßte bei starker Überladung kürzer werden. Dieses ist aber nicht der Fall: ich habe derartige Versuche schon 1923 ausgeführt und 1929 in Venezuela mehrfach wiederholt. Das Ergebnis war stets dasselbe: die Laufzeit

ist bei Überladung nicht von der Dynamitmenge abhängig. Man kann daraus wohl mit Sicherheit schließen, daß es eben stets der Weg der kürzesten Zeit ist, auf dem der hauptsächlichste Energietransport stattfindet. Wie man sich den Vorgang des Energietransportes nach dem „schrägen Strahl“ theoretisch zu denken hat, soll im Abschnitt IV erklärt werden.

III. Tatsachen, die für den „schrägen Strahl“ sprechen

1. Die Laufzeitkurve bei tektonischen Brüchen. Um ein Bild der Laufzeitkurve beim tektonischen Bruch zu erhalten, wollen wir vorerst die Annahme machen, daß der Bebenstrahl den Weg der kürzesten Zeit durchläuft, und wollen dann vergleichen, wie die so gewonnene Laufzeitkurve mit der Erfahrung übereinstimmt.

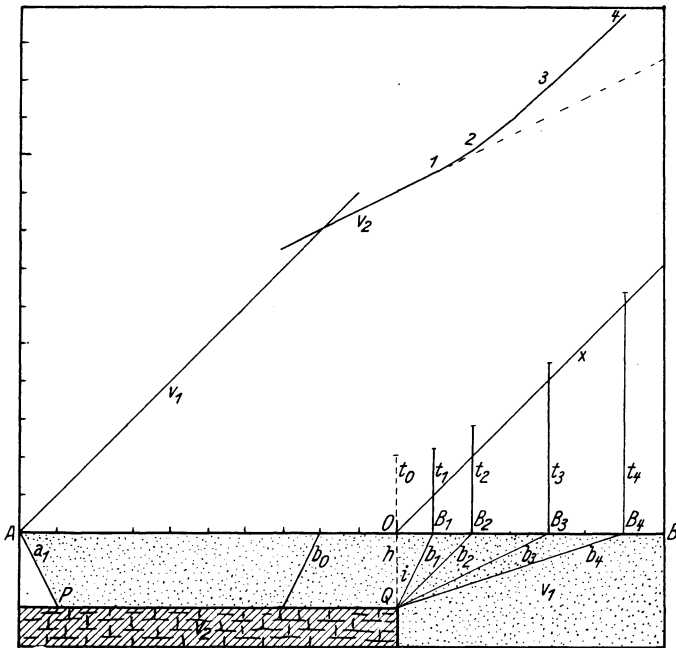


Fig. 2. Die L. Z. K. bei einem Bruch ist eine Hyperbel

In Fig. 2 stelle AB die Oberfläche der ersten Schicht mit der Geschwindigkeit $v_1 = 1.0$ km dar, PQ die Oberfläche der zweiten Schicht mit der Geschwindigkeit $v_2 = 2.0$ km; bei Q sei der Rand der zweiten Schicht, wie wir das bei einem Salzstock, einem steilen Bruch, oder beim Auskeilen einer Schicht erleben.

Betrachten wir die Wege der kürzesten Zeit von dem Sprengpunkt A nach den einzelnen Beobachtungspunkten $B_1 B_2$ usw., so ergibt sich, daß bis zum

Punkte B_1 das normale Brechungsgesetz mit dem Winkel der Totalreflexion i gilt. Bei größeren Sprengentfernungen läuft der Weg der kürzesten Zeit wohl auch noch über den Randpunkt Q , doch entsprechen die Winkel dann nicht mehr dem Brechungsgesetz, und die Strecken $b_2 b_3 b_4$ werden kontinuierlich immer größer. Setzen wir vorläufig den Punkt Q zum Ausgangspunkt unserer Zeitbetrachtungen, so finden wir:

$$b_2^2 = h^2 + (OB_2)^2; \quad b_3^2 = h^2 + (OB_3)^2 \text{ usw.}$$

Die Strecken $b_2 b_3 b_4$ bzw. die ihnen gleichen Zeiten (da $v_1 = 1.0$) $t_2 t_3 t_4$ bilden also den Ast einer Hyperbel. Die graphische Konstruktion der Laufzeitkurve ist daher sehr einfach, wir brauchen nur die Strecken $b_1 b_2 b_3$ usw. als Zeitstrecken einzutragen, um zu sehen, daß die Laufzeitkurve eine Hyperbel ist, die sich der Anfangsgeschwindigkeit v_1 asymptotisch nähert. Die in der Figur ebenfalls eingezeichnete Zeit t_0 entspricht dem theoretischen Fall, daß der Strahl längs der Vertikalen h eintreffe; t_0 — die große Achse der Hyperbel — entspricht also der Tiefe h der zweiten Schicht.

Nehmen wir zum Nullpunkt unserer Zeitbetrachtungen nicht mehr Punkt Q , sondern die Sprengstelle A , so verlängern sich all die Zeiten dementsprechend, wir erhalten, wie auf Fig. 2 ersichtlich, zuerst eine normale v_1 -Geschwindigkeit, dann eine normale v_2 -Geschwindigkeit, und erst vom Punkt (1) ab — also um die Strecke $htgi$ hinter dem Bruch — beginnt die Hyperbel, die sich asymptotisch der Anfangsgeschwindigkeit v_1 nähert, praktisch gesprochen aber sehr schnell in die Geschwindigkeit v_1 übergeht.

Dieses ist die theoretische Laufzeitkurve; finden wir derartige Kurven auch experimentell, so kann die Voraussetzung ebenfalls als bewiesen gelten, daß die Strahlen den Weg der kürzesten Zeit laufen. In Fig. 12 sehen wir nun eine Laufzeitkurve aus Venezuela, die genau der soeben besprochenen theoretischen Kurve entspricht: wir haben zuerst eine v_1 -Geschwindigkeit von 1.92 km/s, dann $v_2 = 3.2$ und schließlich wieder langsamere Geschwindigkeiten von 2.72 bis 2.27; die Voraussetzung des Weges der kürzesten Zeit ist also durch die Erfahrung bestätigt. Bei kleineren Brüchen, bei denen die Hyperbel zu einem Knick zusammenschrumpft, wird man bemerken, daß diese Knickstelle um die Strecke $htgi$ hinter dem wahren Bruch auftritt, was wiederum durch den schrägen Strahl bedingt ist.

2. Die Reduktion von Bodenerhöhungen. Auch bei der Reduktion von Bodenerhöhungen in bergigem Gelände zeigt es sich, daß nicht nur die Höhe zu subtrahieren ist, sondern daß der Sprengort außerdem noch um $htgi$ näher zum Seismographen zu verlegen ist. Da derartige Reduktionen besser stimmen als gewöhnliche Höhensubtraktionen, so haben wir hierin einen neuen Beweis für den „schrägen Strahl“.

Auf Grund all des dargelegten Materials können wir es wohl als erwiesen annehmen, daß die seismischen Strahlen „schräg“ auffallen, also den Weg der

kürzesten Zeit nehmen. Vollkommen unklar ist aber bisher noch der „Mechanismus“ der Energieübertragung geblieben, da bisher die herrschende Ansicht dahin geht, daß durch den senkrechten Strahl die hauptsächlichste Energie in die zweite Schicht übertragen werde.

IV. Theoretischer Beweis, daß das Energiemaximum den Weg der kürzesten Zeit nimmt

1. Das „Wellenpaket“ in der Grenzschicht. Um sich den Vorgang des Energietransportes einmal anschaulich klar zu machen, wollen wir die Ausbreitung der Stoßwelle graphisch untersuchen, und zwar davon ausgehend, daß es sich nicht um einen gewöhnlichen Schwingungsvorgang, sondern um die Ausbreitung einer einzelnen Stoßwelle handelt, so daß die Interferenzen nicht in Erscheinung treten. Wir wollen weiterhin annehmen, daß alle Impulse, die innerhalb des Zeitraumes von 0.01 sec den Seismographen erreichen, als erster Stoß oder erster Einsatz betrachtet werden können.

In Fig. 3 sei A der Sprengpunkt; die Geschwindigkeit der oberen Schicht v_1 sei gleich 10 m, v_2 sei gleich 15 m pro Zentisekunde angenommen. Der Explosionsstoß pflanzt sich in der oberen Schicht nach allen Seiten gleichmäßig, also halbkugelförmig fort; wir wollen dieses Fortschreiten der Stoßwelle alle hundertstel Sekunden verfolgen und in allen weiteren Betrachtungen in Zentisekunden (cs) rechnen. Als Nullpunkt der Zählung gelte der Moment, in dem die Welle die Schicht 2 bei N berühre, nach einer weiteren Zentisekunde wird die Grenzschicht bei 1 geschnitten usw. Die Kugelwellen der 0., 1., 2. cs sind auf der Fig. 3 zu sehen, bei den weiteren Wellen von 3 bis 15 sind nur noch die Schnittpunkte mit Schicht 2 markiert, sie bezeichnen das Eintreffen der Stoßwelle auf der zweiten Schicht nach je einer weiteren hundertstel Sekunde.

Jede angestoßene Stelle der Grenzschicht 2 pflanzt nun diesen Stoß mit der Geschwindigkeit v_2 längs der Grenzfläche fort: es läuft also eine Grenzwellen von 0 aus, eine von 1 aus usw. Statt von Kugelwellen und Grenzwellen können wir hier, wie auch sonst üblich, von seismischen Strahlen sprechen, wobei wir dieselben nach den Ankunftszeiten auf Schicht 2 numerieren wollen, also Strahl 0 bis 15.

Da nun aber alle uns interessierenden Strahlen innerhalb der Grenzschicht verlaufen, sind — um die Strahlen besser unterscheiden zu können — dieselben in Fig. 3 einzeln untereinander in die Schicht 2 projiziert und alle bis zur 15. cs einzeln verfolgt worden. Den geometrischen Ort aller Grenzwellen innerhalb einer Zentisekunde wollen wir den Kopf der Welle nennen, er ist auf der Fig. 3 für die 15. cs durch Pfeilspitzen markiert. Bei Betrachtung dieser Pfeilspitzen ergibt sich nun das überraschende Resultat, daß die Strahlen 2 bis 15 alle praktisch gleichzeitig ankommen, nämlich innerhalb einer hundertstel Sekunde. Am schnellsten ist der Strahl 7 — er entspricht dem Brechungsgesetz, doch praktisch gleichzeitig ist ein ihn umgebendes ganzes Strahlenbüschel von etwa 30°. Ganz außerhalb dieser Energieanhäufung läuft der senkrechte Strahl 0, der als letzter

alle in der Grenzschicht, so daß die Punkte des Wellenkopfes eine Summation der Amplituden in der Grenzschicht ergeben.

2. Die aufsteigenden Strahlen. Betrachten wir an Hand der Fig. 4 noch kurz das Aufsteigen der Strahlen. Die an der Grenzschicht laufende Grenzwellen erregt nun wiederum*) — quasi zurück — die Schicht 1, wodurch sich in letzterer eine Wellenfront mit dem Winkel i oder anders ausgedrückt: Strahlen mit dem Winkel der Totalreflexion i bilden. Untersucht man, wieviel Strahlen im Laufe einer Zentisekunde am Seismographen ankommen, so findet man gleichfalls etwa 13 Strahlen als Büschel von etwa 30° . Also auch beim Aufsteigen der

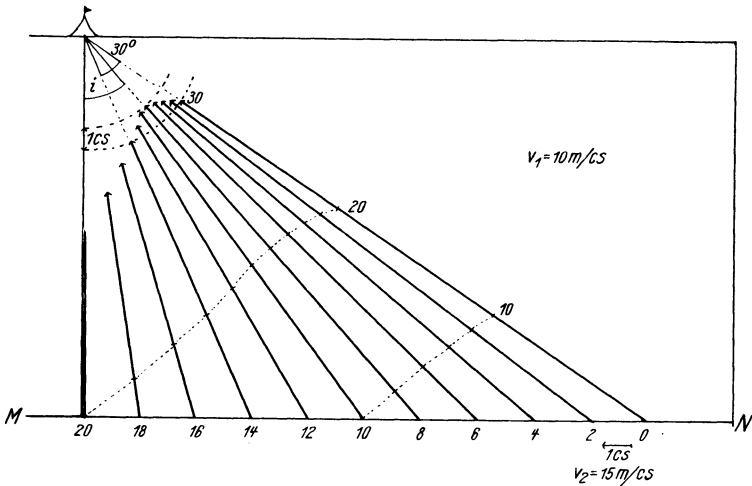


Fig. 4. Ein Strahlenbüschel von 30° kommt praktisch gleichzeitig an

Strahlen haben wir es mit einem summierenden Vorgang zu tun, auch hier ist der Strahl nach dem Brechungswinkel der schnellste und gleichzeitig wird auf diesem Wege die haupt ächlichste Energie transportiert.

Der ganze Vorgang hat etwas Ähnlichkeit mit der Übertragung von Schallwellen durch zwei Parabolspiegel: die divergierenden Strahlen werden parallelgerichtet, weitergeleitet und dann wieder vereinigt.

3. Ankommende Energie und Tiefe der Schicht 2. Eine derartige Anschauung über den Vorgang würde aber auch noch ein anderes Phänomen erklären, nämlich die verhältnismäßig geringe Energieabnahme bei größeren Tiefen der zweiten Schicht. Auf den ersten Blick ist man geneigt, anzunehmen, daß die von oben in Schicht 2 hereindringende Energie mindestens mit der zweiten Potenz der Tiefe abnehmen muß, und daß die von unten heraufsteigende Energie ebenfalls mit der zweiten Potenz abnehmen müßte. Dazu kommt noch die mit größerer Tiefe sich

*) Wahrscheinlich durch die summierten Transversalkomponenten.

ergebende größere Entfernung, so daß mit einer äußerst starken Abnahme der Energie theoretisch gerechnet werden müßte. Eine derartig starke Abhängigkeit von der Tiefe widerspricht aber der Praxis; genauere Untersuchungen darüber sind mir nicht bekannt, nach meiner eigenen Erfahrung verlangt die doppelte Tiefe, die ja auch eine doppelte Sprengentfernung bedingt, nur das Drei- bis Vierfache an Ladung. Diese unerwartet geringe Abhängigkeit von der Tiefe erklärt sich an Hand der oben dargelegten Anschauung dadurch, daß bei größerer Tiefe die zusammenfassende Wirkung noch stärker ausgeprägt ist: wenn auch die auftreffende Energie pro Flächeneinheit durch die zunehmende Tiefe kleiner geworden ist, so ist doch andererseits die Fläche, über die sich die Energie summiert, durch die Tiefe größer geworden. Die Betrachtungen sind hier nur für einen flächenhaften Vorgang dargestellt worden, de facto spielen sich die Dinge aber dreidimensional ab; das ändert jedoch nichts an dem Hauptgedanken, daß es sich hier um eine teilweise Wiedereinsammlung der schon zerstreuten Energie handelt.

Zusammenfassend ergibt die analytische Betrachtung des Ausbreitungsvorganges, daß die maximale Energieübertragung sowohl beim Übergang von Schicht 1 nach Schicht 2, als auch beim umgekehrten rückwärtigen Übergang (herauf) nach dem Brechungsgesetz erfolgt, gerade im Gegensatz zu der Anschauung des „senkrechten Strahles“.

V. Bemerkungen zum experimentellen Material

Von den etwa 60 Laufzeitkurven mit über 600 Sprengungen, die in Venezuela von 1929 bis 1931 aufgenommen wurden, sind in vorliegender Arbeit nur diejenigen angeführt, die in direkter Beziehung zum angeschnittenen Problem stehen. Das übrige Material soll anderweitig zusammenfassend veröffentlicht werden.

1. Die Apparatur. Es wurde mit zwei Askania-Seismographen gearbeitet (mechanisches System). Besondere Sorgfalt wurde dem Zeitpendel gewidmet; um etwaige Abweichungen zu messen, wurden etwa bei jeder neuen Linie folgende Kontrollversuche ausgeführt: Es wurde eine Stoppuhr neben dem Seismographen aufgestellt und durch einen leichten Schlag in Gang gesetzt. Der Schlag wurde gleichzeitig vom Seismographen als Erschütterung registriert; ein zweiter Schlag nach etwa 20 sec stoppte den Zehntelsekundenzeiger und wurde gleichzeitig als zweiter Stoß registriert. Es ließen sich durch einige Wiederholungen Eichungen mit einer Genauigkeit bis zu einer tausendstel Sekunde erreichen.

Die Übertragung des Sprengmomentes geschah durch Relais, wobei der Relaisstrom mittels eines Milliampereometers gemessen und konstant gehalten wurde; es konnte hierdurch eine große Exaktheit erreicht werden (etwa ± 0.5 cs). Trotzdem ist eine drahtlose Zeitübertragung unbedingt vorzuziehen, denn das Leitungsfehler-Suchen und das Wiedereinholen der Drähte sind äußerst unangenehme Aufgaben in den Tropen.

2. Sprengungen nach der Schallzeit. In mehreren Fällen waren die Entfernungen zu groß oder zu beschwerlich, um die Kabel auslegen zu können, dann wurde folgendermaßen nach dem Schall gesprengt: Genau in 600 m Entfernung wurde vom Seismographen aus ein „Schallschuß“ gezündet; derselbe wurde dann vom Seismographen registriert, mit gleichzeitiger Sprengmoment-Aufzeichnung. Derselbe Schuß diente für den beispielsweise 2400 m entfernten zweiten Sprengmeister als Signal; beim Eintreffen des Signalschusses wurde die 2400-m-Sprengung gezündet und traf daher so präzise ein, daß sie noch mit demselben Film wie der Schallschuß aufgenommen werden konnte. Hierdurch erhielt man eine sehr genaue Registrierung der momentanen Geschwindigkeit des Luftschalles, ohne die Daten für Wind, Temperatur und Feuchtigkeit einsetzen zu müssen. Derartige, nach dem Schall berechnete Punkte fügen sich überraschend gut in die Laufzeitkurve ein (siehe Fig. 13, Punkt 2400).

3. Eine Merkwürdigkeit der Schallsprengungen. Die „Luftsprengungen“ wurden meistens, um besser durch die Luft übertragen zu werden, etwas erhöht an einer Palme, einem Baum oder einem Busch befestigt. Nun zeigte sich mehrmals, daß solche Luftsprengungen auch den Erdstoß sehr schön auslösten, ja sogar die Einsätze der tieferen Erdschicht waren zu bemerken, dabei handelt es sich bei den Luftsprengungen um so kleine Dynamitmengen, daß man direkt vor einem Rätsel steht (8 kg in Luft, statt 30 kg eingegraben). Siehe auch Fig. 14, dort ist mit 8 kg in der Luft ein Ausschlag von 0.5 mm erreicht worden, dagegen mit 12 kg in fest verstampftem Boden ein Ausschlag von 2.5 mm. Dies ist eine höchst überraschende Erscheinung, die sich nicht ganz einfach erklären läßt: entweder ist die Luft in nächster Nähe des Sprengortes ein besserer Stoßüberträger als der Erdboden, oder es handelt sich um eine Verbreiterung der Stoßfläche, hervorgerufen eventuell durch umstehende Bäume, die den Stoß durch ihre Wurzeln übertragen. Leider mußte die Expedition vorzeitig abgebrochen werden, so daß eine genauere Untersuchung des Phänomens unterbleiben mußte. Daß eine Verbreiterung der Sprengfläche günstig ist, dürfte allgemein bekannt sein, ich verteilte die Ladung bei größeren Mengen schon seit 1924 auf drei bis vier Löcher. Ein Deutsches Reichs-Patent ist kürzlich für eine derartige Ladungsanordnung erteilt worden⁸⁾.

4. Daten über die Nahsprengungen: Sie wurden erstens unternommen, um, wie schon geschildert, die Geschwindigkeit der obersten Erdschicht zu finden. Zweitens sollten sie aber auch eine Kontrolle für die Genauigkeit der Übertragung des Sprengmomentes darstellen, da nur bei richtigem Funktionieren der Anfang der Laufzeitkurve durch den Koordinatensprung geht. Als Sprengladung wurde bei diesen Nahsprengungen meistens nur eine Zündkapsel verwandt, einigemal wurde dieselbe Sprengung allerdings auch — Kontrolle halber — mit geringen Dynamitmengen wiederholt: Differenzen haben sich dabei in der Laufzeit nicht ergeben.

Die Auswertung der Seismogramme geschah mit einem Zeiss'schen Meßmikroskop, mit dem hundertstel Millimeter abgelesen, tausendstel geschätzt

werden können. Solch ein Meßmikroskop kann nur wärmstens empfohlen werden, man arbeitet damit genauer parallaxenfrei und schont die Augen sehr viel mehr.

Nachstehend eine Übersicht der in vorliegender Arbeit angeführten Sprengungen mit den dazugehörigen Daten:

Tabelle 3 zu Fig. 5
22. März 1929 in Marafael
Linie C_6 auf sandigem Ton

m	kg	cs
2	K.	0.8
11.5	0.01	3.6
21.5	0.02	4.9
41.5	0.20	5.4?
81.5	0.40	8.0

$$v_0 = 0.35 \text{ km}; x_0 = 15 \text{ m}; h_0 = 6.3 \text{ m}; \\ v_1 = 2.0 \text{ km}; e = 79^\circ 55'$$

Tabelle 4 zu Fig. 6
23. März 1929 in Marafael
Linie C_7 auf sandigem Ton

m	kg	cs
2	K.	0.7
8.5	K.	2.9
18.5	K.	4.5
38.5	0.05	5.5
78.5	0.25	7.0
99	0.4	7.7

$$v_0 = 0.40 \text{ km}; x_0 = 20 \text{ m}; h_0 = 8.61 \text{ m}; \\ v_1 = 2.75 \text{ km}; e = 81^\circ 28'$$

Tabelle 5 zu Fig. 7
5. August 1929 in Marafael
Linie T_{40} auf weichem
Sandstein

m	kg	cs
5	K.	1.3
10	K.	2.4
19.5	0.08	3.9—4.0
39	0.16	—
99.2	1.0	7.8

$$v_0 = 0.455 \text{ km}; x_0 = 2.1 \text{ m}; h_0 = 6.85 \text{ m}; \\ v_1 = 2.1 \text{ km}; e = 77^\circ 38'$$

Tabelle 6 zu Fig. 8
10. Mai 1929 in Marafael
Linie H_{22} auf sandigem Ton,
darunter Sandstein

m	kg	cs
2	K.	0.2—0.3
5	K.	1.5
10	0.02	1.9—2.0
10	K.	2.0
20	K.	2.5
30	0.02	2.9
40	1.0	3.3

$$v_0 = 0.33 \text{ km}; x_0 = 6.0 \text{ m}; h_0 = 2.6 \text{ m}; \\ v_1 = 2.28 \text{ km}; e = 81^\circ 40'$$

Tabelle 7 zu Fig. 9
13. März 1929 in Marafael
Linie B_4 auf verwittertem
Sandstein

m	kg	cs
1	K.	0.4
2	K.	1.0
3	K.	1.2
22	0.05	2.2
40	0.05	3.1

$$v_0 = 0.30 \text{ km}; x_0 = 3.6 \text{ m}; h_0 = 1.55 \text{ m}; \\ v_1 = 2.0 \text{ km}; e = 81^\circ 22'$$

Tabelle 8 zu Fig. 10
25. Mai 1929 in Marafael
Linie L_{29} auf sandigem Ton

m	kg	cs
1	K.	0.2
2	K.	0.8
5	K.	1.2
10	K.	1.6
40	0.2	3.0
100	2.0	5.6

v_0 = gebogen, es lag stetiger Übergang zu immer festeren Schichten vor.

Laufzeitkurven aus Venezuela

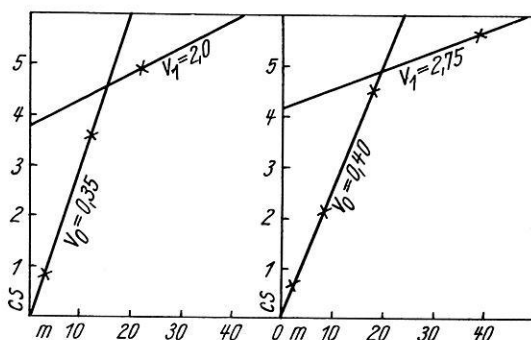


Fig. 5

Fig. 6

Fig. 5; siehe Tab. 3. Linie C_6 auf sandigem Ton. Verwitterungsgrenze: 6.3 m

Fig. 6; " " 4. " C_7 " " " " : 8.61 m

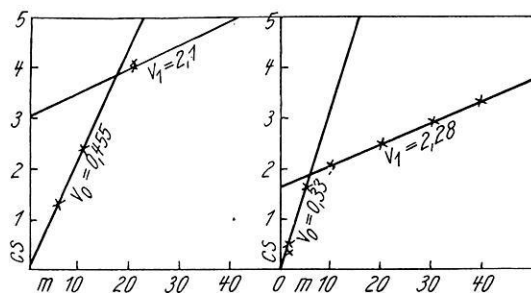


Fig. 7

Fig. 8

Fig. 7; siehe Tab. 5. Linie T_{40} auf weichem Sandstein. Verwitterungsgrenze: 6.85 m

Fig. 8; " " 6. " H_{22} " sandigem Ton, darunter Sandstein. Verwitterungsgrenze: 2.28 m

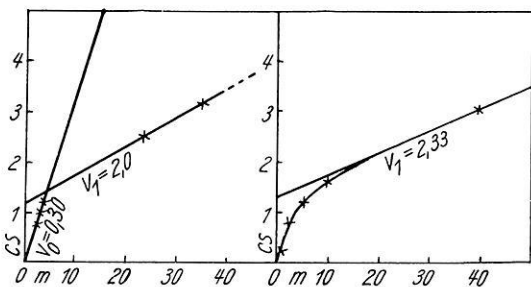


Fig. 9

Fig. 10

Fig. 9; siehe Tab. 7. Linie B_4 auf verwittertem Sandstein. Verwitterungsschicht: 1.55 m

Fig. 10; " " 8. " L_{29} " sandigem Ton. Verwitterungsschicht stetig übergehend

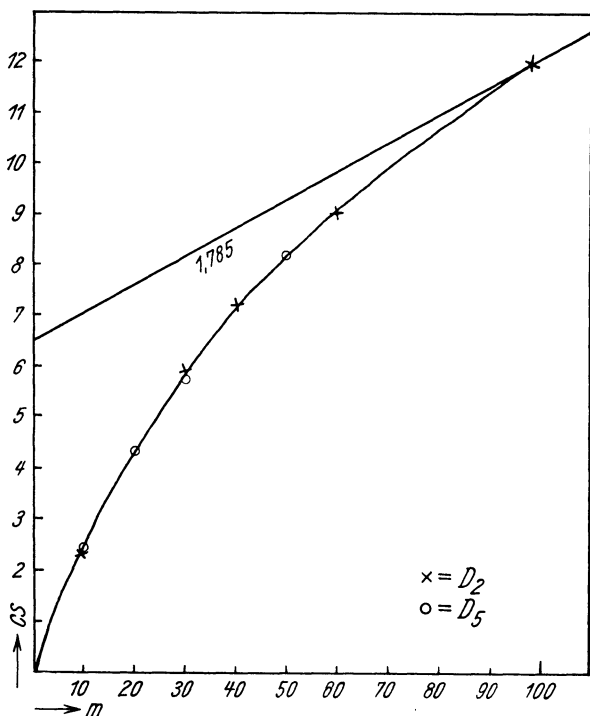


Fig. 11

Fig. 11; siehe Tab. 9 und 11. Linie D_5 und D_2 auf sandigem Lehm
Kontinuierlicher Übergang zu festerem Ton

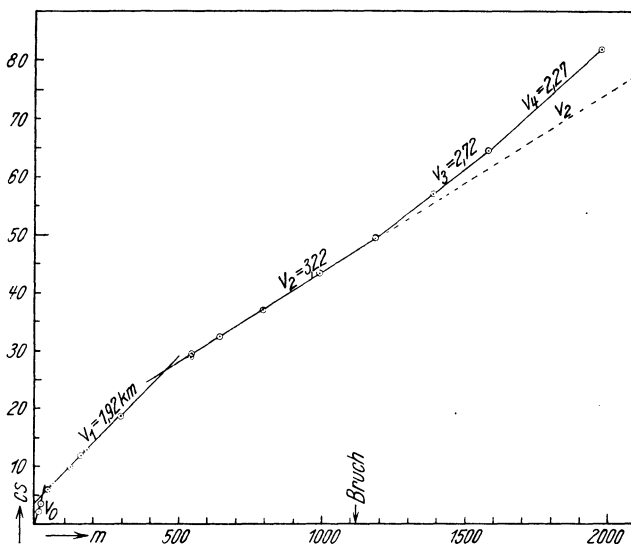


Fig. 12. Laufzeitkurve C_6 in Marafael-Venezuela; siehe Tab. 10
In 116 m Tiefe liegt Schicht 2, die sich bis zum Punkte 1120 hinzieht,
dann folgt der Bruch. Die v_2 -Geschwindigkeit geht als Hyperbel asymptotisch
in die v_1 -Geschwindigkeit über

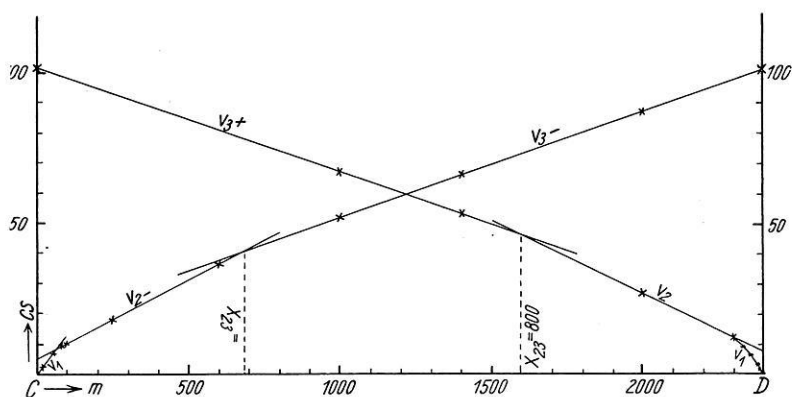


Fig. 13

Laufzeitkurven C_2 und D_2 in San Isidro-Venezuela; siehe Tab. 11 und 12

Tiefe unter D (h_{12+}) = 194.6 m.

" " C (h_{12-}) = 155.6 m.

Einfallswinkel ω_3 aus den Tiefen = $0^\circ 56'$; Differenz: $0^\circ 3'$!

" ω_3 " v_{3+} u. v_{3-} = $0^\circ 53'$!

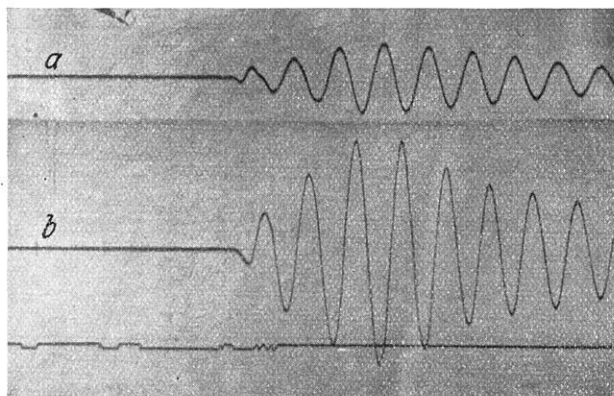


Fig. 14

a = 8 kg, 2 m über dem Erdboden in der Luft gesprengt. A = 0.5 mm

b = 12 " , 1 m tief im fest verstampften Erdboden. A = 2.5 mm

Beide Sprengungen in einer Entfernung von 708 m

Tabelle 9 zu Fig. 11

21. Januar 1930 in San Isidro
Linie D_5 auf sandigem Lehm

m	kg	cs
10	0.02	2.5
20	0.06	4.4
30	0.15	5.8
50	0.20	8.3

v_0 = gebogen, die oberste Schicht ging
stetig in eine härtere über. h_0 beträgt
etwa 20 m.

Tabelle 11 zu Fig. 11 und Fig. 13

20. Februar 1930 in San Isidro
Linie D_2 auf sandigem Lehm

m	kg	cs
10	0.02	2.4
20	0.06	4.3
30	0.15	6.0
40	0.15	7.3
60	0.30	9.1
100	0.50	12.2
400	4.00	26.8
1000	36.00	53.5
1400	44.00	66.6
400	4.00	Schall!

Tabelle 10 zu Fig. 12

6. April 1929 in Marafael
Linie C_6 auf sandigem Ton

m	kg	cs
2	K.	0.8
11.5	0.01	3.6
40	0.4	6.1
60	0.5	6.5
120	0.7	10.1
160	1.0	12.0
180	1.2	13.1
300	2.0	19.0
500	4.0	27.4
550	4.15	30.0
650	4.5	32.9
800	8.0	37.6
1000	16.0	43.9
1200	39.4	50.0
1600	25.0	64.7
2000	53.0	82.3

Tabelle 12 zu Fig. 13

9. Februar 1930 in San Isidro
Linie C_2 auf sandigem Lehm

m	kg	cs
10	0.02	2.5
20	0.06	4.5
30	0.15	5.4
50	0.20	7.4
70	0.40	8.4
20	0.06	4.2
50	0.20	7.1
100	0.50	9.9
250	1.20	18.2
604	6.00	36.2
1000	20.00	51.7
1405	36.00	65.6
600	4.00	Schall!
2000	60.00	87.0
600	4.00	Schall!
2400	98.00	101.5

VI. Eine Tiefenberechnung aus Venezuela für drei Schichten

Zum Schluß sei eine seismische Doppellinie angeführt, aus der sich am besten ersehen läßt, wie außerordentlich genau die Berechnungen nach dem Brechungsgesetz in sich übereinstimmen.

Die Möglichkeit, die berechneten Tiefen beim Hin- und Zurücksprengen durch den unabhängig davon gefundenen Neigungswinkel zu kontrollieren, scheint mir zu wenig beachtet worden zu sein; wir erhalten ja aus der einen Linie die Tiefe h_+ , aus der anderen die Tiefe h_- und können daraus den Einfallswinkel ω berechnen. Unabhängig davon erhalten wir aber auch noch den Einfallswinkel aus den beiden Scheingeschwindigkeiten v_{2+} und v_{2-} , wir haben also mehr

Gleichungen als Unbekannte, und können die Einfallswinkel bzw. die Tiefen daher auf ihre Übereinstimmung prüfen.

Rechnet man dagegen nach Formeln, die die Neigungswinkel vernachlässigen, so erhält man erstens Fehler in den Tiefenangaben und büßt außerdem die Genauigkeitskontrolle ein. Gänzlich zu verwerfen ist es, wenn die Tiefenformel des 2-Schichten-Problems auf drei Schichten angewandt wird, weil ja doch nicht nur der Winkel der Totalreflexion bei der dritten Schicht i_2 zu berücksichtigen ist, sondern auch noch der Brechungswinkel beim Übergang von der ersten Schicht in die zweite (α) bzw. von der zweiten in die erste (β) (siehe Fig. 1).

An folgendem Beispiel soll die genaue Berechnung eines 3-Schichten-Problems aus der Praxis gezeigt werden; wenn die Rechnung auch etwas umständlicher ist als unter Vernachlässigung der Neigungswinkel, so vergegenwärtige man sich nur, wie unendlich viel mühsamer die Rechnungen bei einem entsprechenden Drehwaageprofil wären.

Die hier dargestellte Sprenglinie (siehe Fig. 13) ist ein besonders charakteristisches Beispiel für eine gute Übereinstimmung. Die Punkte der v_2 - und v_3 -Linie liegen mit großer Genauigkeit auf der Geraden, welcher Umstand ja schon im zweiten Abschnitt hervorgehoben wurde. In der Zeichnung sind die beiden Laufzeitkurven im richtigen Maßstab gegeneinander eingezeichnet. Die Bezeichnungen sind genau dieselben wie in der Arbeit „Theorie der 3-Schichten-Seismik“⁽¹⁶⁾. In der Linie D mit dem größeren v_2 sind alle Daten mit dem Index + versehen, in der gegenüberliegenden C -Linie mit —.

Berechnen wir zuerst die Tiefen h_{1+} h_{1-} und den Neigungswinkel ω_2 der zweiten Schicht:

C-Linie	D-Linie
$v_1 = 0.5 \text{ km,}$	$v_1 = 0.5 \text{ km,}$
$v_{2-} = 1.97 \text{ „ ,}$	$v_{2+} = 2.05 \text{ „ ,}$
$v_{3-} = 2.82 \text{ „ ,}$	$v_{3+} = 3.06 \text{ „ ,}$
$x_{12-} = 30 \text{ m,}$	$x_{12+} = 50 \text{ m,}$
$x_{23-} = 690 \text{ „ ,}$	$x_{23+} = 800 \text{ „ ,}$
$\sin(i_1 - \omega_2) = \frac{v_1}{v_{2+}} = 0.244,$	$i_1 = 14^\circ 25',$
$\sin(i_1 + \omega_2) = \frac{v_1}{v_{3-}} = 0.254.$	$\omega_2 = 0^\circ 18'.$
$\text{Die Tiefe bei } C(h_{1-}) = \frac{x_{12-}[1 - \sin(i_1 + \omega_2)]}{2 \cos i_1 \cos \omega_2} = 11.6 \text{ m.}$	
$\text{„ „ „ } D(h_{1+}) = \frac{x_{12+}[1 - \sin(i_1 - \omega_2)]}{2 \cos i_1 \cos \omega_2} = 19.6 \text{ „ .}$	

Aus den beiden gefundenen Tiefen ergibt sich nun, unabhängig vom Vorherigen: $\omega_2 = 0^\circ 12'$.

Die Differenz zwischen den beiden Werten beträgt hier 6'. Das würde bei der Entfernung von 2400 m einer Differenz in der Tiefenberechnung von 4.2 m entsprechen; diese verhältnismäßig große Differenz erklärt sich dadurch, daß die erste Schicht ganz ungewöhnlich unscharf in die zweite übergeht, so daß eine richtige Grenze gar nicht zu ziehen ist.

Sehr viel günstiger liegen die Verhältnisse bei der dritten Schicht; gehen wir zur Berechnung der Tiefen h_{2-} und h_{2+} sowie des Neigungswinkels ω_3 der dritten Schicht über.

$$\sin(\alpha_1 + \omega_2) = \frac{v_1}{v_{3-}} = 0.1778. \quad \alpha_1 = 9^\circ 56',$$

$$\sin(\beta_1 - \omega_2) = \frac{v_1}{v_{3+}} = 0.1637. \quad \beta_1 = 9^\circ 43',$$

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin i_1} = \sin(i_2 + \omega_{32}) = 0.692. \quad \omega_{32} = 0^\circ 35'; \quad \omega_3 = \omega_{32} + \omega_2 = 0^\circ 53',$$

$$\frac{\sin \beta_1}{\sin i_1} = \sin(i_2 - \omega_{32}) = 0.677. \quad i_2 = 43^\circ 12';$$

$$h_{2+} = \frac{1}{l} \{x_{23+} [\sin(i_1 - \omega_2) - \sin(\beta_1 - \omega_2)] - h_{1+}(k) + h_{1+} 2 \cos i_1 \cos \omega_2\},$$

$$h_{2-} = \frac{1}{l} \{x_{23-} [\sin(i_1 + \omega_2) - \sin(\alpha_1 + \omega_2)] - h_{1-}(k) + h_{1-} 2 \cos i_1 \cos \omega_2\};$$

$$k = \cos(\alpha_1 + \omega_2) + \cos(\beta_1 - \omega_2) = 1.971^*),$$

$$l = 2 \sin i_1 \cos i_2 \cos \omega_3 = 0.363,$$

$$h_{2+} = 175 \text{ m.} \quad h_{12+} = h_{1+} + h_{2+} = 194.6 \text{ m,}$$

$$h_{2-} = 144 \text{ „} \quad h_{12-} = h_{1-} + h_{2-} = 155.6 \text{ „}.$$

Kontrolle der Berechnung. Die Gesamttiefe bei D (h_{12+}) = 194.6 m, die Gesamttiefe bei C (h_{12-}) = 155.6 m; daraus berechnet sich der Neigungswinkel ω_3 zu $0^\circ 56'$; andererseits haben wir ω_3 aus den beiden Scheingeschwindigkeiten zu $0^\circ 53'$ gefunden. Die beiden unabhängigen Berechnungsarten ergeben also eine Differenz von nur 3 Bogenminuten! Rechnen wir diese Differenz des Neigungswinkels auf die Tiefe bei D um, so erhalten wir für letztere 196.7 m, also 2.1 m mehr oder eine Differenz von nur 1.1%!

Diese überraschend gute Übereinstimmung der Tiefenberechnung dürfte neben dem theoretischen Beweis endgültig klargelegt haben, daß die seismischen Strahlen nach dem Weg der kürzesten Zeit verlaufen. Gleichzeitig dürfte hiermit aber auch der Beweis erbracht sein, daß sich die Tiefenberechnungen nach den etwas umständlichen 3-Schichten-Formeln doch lohnen.

*) In der Formelsammlung der „Theorie der 3-Schichten-Seismik“⁽¹⁶⁾, S. 54 ist leider ein Druckfehler unterlaufen, die Formel (32) muß heißen:

$$(k) = \cos(\alpha_1 + \omega_2) + \dots \quad \text{und nicht: } (k) = \cos(\alpha_1 + \alpha_2) + \dots$$

Literatur

- ¹⁾ Angenheister: Beobachtungen bei Sprengungen. Zeitschr. f. Geophys. **3**, 33 (1927).
- ²⁾ Gutenberg: Lehrbuch der Geophysik 1927.
- ³⁾ M. Hannemann: Zeitschr. f. prakt. Geologie **35**, 168 (1927).
- ⁴⁾ Meisser und Martin: Zur experimentellen Seismik. Zeitschr. f. Geophys. **3**, 106 (1927).
- ⁵⁾ Schweydar und Reich: Künstliche elastische Bodenwellen als Hilfsmittel geologischer Forschung. Gerlands Beitr. **17** (1), 121 (1927).
- ⁶⁾ O. v. Schmidt: Angewandte Seismik. Zeitschr. f. Geophys. **4**, 134 (1928).
- ⁷⁾ Ambrohn: Elements of Geophysics 1928.
- ⁸⁾ Ambrohn: D. R.-P. Nr. 251573 von 1929.
- ⁹⁾ D. C. Barton in „Geophysical Prospecting“ vom American Institute of Mining and Metallurgical Engineers 1929, S. 576.
- ¹⁰⁾ Brockamp und Wölker: Bemerkungen zu den Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen. Zeitschr. f. Geophys. **5**, 163 (1929).
- ¹¹⁾ Brockamp und Mothes: Seismische Untersuchungen auf dem Pasterze-gletscher I. Zeitschr. f. Geophys. **5**, 482 (1929).
- ¹²⁾ Meisser: Beiträge zu einer experimentellen Seismik. Veröffentl. d. Reichs-anstalt f. Erdbebenforschung. Jena 1929.
- ¹³⁾ Ansel: Das Impulsfeld der praktischen Seismik in graphischer Behandlung. Gerlands Ergänzungshefte f. angew. Geophys. **1**, 117 (1930).
- ¹⁴⁾ Barsch und Reich: Ergebnisse seismischer Untersuchungen über den Schichtenaufbau von Norddeutschland.. Gerlands Ergänzungshefte f. angew. Geophys. **1**, 165 (1930).
- ¹⁵⁾ Martin und Meisser: Luft und Bodenseismik. Handb. d. Experimentalphys. **25**, 277 (1930).
- ¹⁶⁾ O. v. Schmidt: Theorie der 3-Schichten-Seismik. Zeitschr. f. Geophys. **7**, 37 (1931).
- ¹⁷⁾ Brockamp: Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen. Zeitschr. f. Geophys. **7**, 295 (1931).
- ¹⁸⁾ Bornitz: Über die Ausbreitung der von Großkolbenmaschinen erzeugten Bodenschwingungen in die Tiefe. Berlin, J. Springer, 1931.
- ¹⁹⁾ A. Broughton Edge and T. H. Laby: Principles and Practice of Geophysical Prospecting 1931.
- ²⁰⁾ V. Gavrilovich-Gabriel: Som Experience in seismic prospecting. Gerlands Ergänzungshefte f. angew. Geophys. **2**, 125 (1931).
- ²¹⁾ Gerecke: Seismische Untersuchungen des Geophys. Institutes in Göttingen. Zeitschr. f. Geophys. **8**, 65 (1932).