

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

LOG Id: LOG_0064

LOG Titel: Über die Berechnung der Herdtiefe auf Grund der Lage des Inflexionspunktes der P-Laufzeitkurve

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

Über die Berechnung der Herdtiefe auf Grund der Lage des Inflexionspunktes der $\bar{P}$ -Laufzeitkurve.

Von **Vicente Inglada**, Prof. a. d. Kriegshochschule zu Madrid. — (Mit vier Abbildungen.)

Seien $t_1, t_2, t_3, \dots$ die Zeiten, zu welchen die Phase $\bar{P}$ eines Bebens mit der Herdtiefe h die Stationen $S_1, S_2, S_3, \dots$ in einer Epizentralentfernung $\mathcal{A}_1, \mathcal{A}_2, \mathcal{A}_3, \dots$ erreicht. Wird die Kurve ausgezogen, wo die Epizentralentfernungen als Abszissen und die Eintrittszeiten von $\bar{P}$, in bezug auf eine willkürliche Anfangszeit, als Ordinaten angenommen werden, so erhält man den Hodographen (Laufzeitkurve) AMB (Fig. 1), welcher der Herdtiefe h entspricht und welcher graphisch die Abhängigkeit von t und $\mathcal{A}$ darstellt:

$$t = f(\mathcal{A}). \quad (1)$$

Jeder Herdtiefe h gehört eine bestimmte Laufzeitkurve (Hodograph), so daß die allgemeine Form der Relation (1) wird:

$$t = f(\mathcal{A}, h) \quad (2)$$

Bei den Fernbeben kann man die Herdtiefe h vernachlässigen, jedoch bei der Untersuchung der Nahbeben ist dies nicht der Fall; hier muß man den Hodographen auf Grund der seismischen Angaben verhältnismäßig naher Stationen konstruieren.

Aus der Relation (1) folgt:

$$\mathfrak{V} = \frac{dt}{d\mathcal{A}} \quad (3)$$

und dies ist die scheinbare Fortpflanzungsgeschwindigkeit der $\bar{P}$ -Wellen längs der Erdoberfläche. Wenn die Form der Funktion (1) unbekannt ist, muß man den Wert von $\mathfrak{V}$ in einer Epizentralentfernung $\mathcal{A}$ (und für die Herdtiefe h) mittels der Tangentenkonstruktion im entsprechenden Punkte der Laufzeitkurve berechnen.

Es ist bekannt (Fig. 1), daß die scheinbare Fortpflanzungsgeschwindigkeit $\mathfrak{V}$ für $\mathcal{A} = 0$ unendlich groß ist, und sie nimmt kontinuierlich bis zu einer gewissen Epizentralentfernung $\mathcal{A}_i$ ab, wo sie ihr Minimum erreicht. Nach dieser Epizentralentfernung $\mathcal{A}_i$ nimmt die scheinbare Fortpflanzungsgeschwindigkeit $\mathfrak{V}$ mit zunehmender Epizentralentfernung zu. Die Laufzeitkurve (Hodograph) besitzt also einen Inflexionspunkt M , dessen Epizentralentfernung $\mathcal{A}_i$ von der Herdtiefe h abhängig ist, und diese Epizentralentfernung kann für die Berechnung der Herdtiefe verwendet werden.

Viele Seismologen, wie z. B. Benndorf¹⁾, Herglotz²⁾, Bateman³⁾ und Wiechert⁴⁾ haben sich mit der Ausbreitung der seismischen Wellen befaßt, und die Mehrzahl hat dabei vorausgesetzt, die Herdtiefe befinde sich auf der Erdoberfläche. Dagegen hat Herr S. Mohorovičić⁵⁾ dieses Problem reell gelöst, d. h. indem er angenommen hat, der Erdbebenherd befindet sich in einer Tiefe h , zeigte er, wie man ohne Kenntnis der Herdtiefe h dieses Problem auf ein neues reduzieren kann, bei welchem sich der Herd auf der Erdoberfläche befindet. Erst jetzt verwendete S. Mohorovičić die Herglotz-Wiechertsche^{2) 4)} Methode und findet für die Herdtiefe h eine einfache Formel.

Wenn wir den Erdbebenstrahl HA betrachten (Fig. 2), welcher in H senkrecht auf dem Erdhalbmesser OE steht, dann wissen wir, daß die Epizentralentfernung EA gerade die Entfernung Δ_i des Inflexionspunktes der Laufzeitkurve ist, welche der Herdtiefe $h = EH$ entspricht: ein anderer Erdbebenstrahl HB , welcher unter

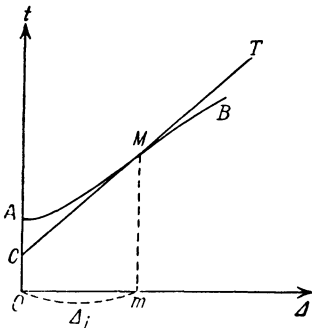


Fig. 1.

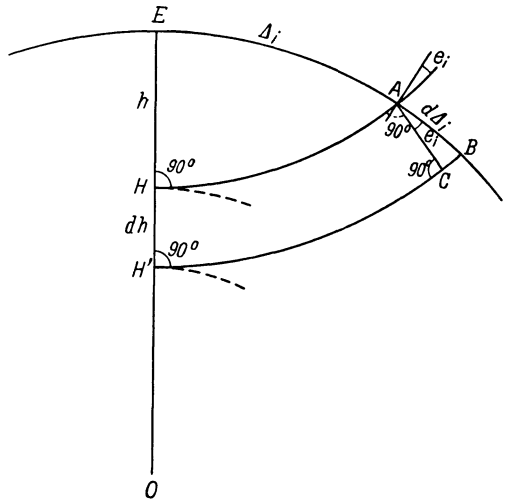


Fig. 2.

denselben Bedingungen unendlich nahe dem Strahle HA liegt, wird in B die Erdoberfläche erreichen, so daß $AB = d\Delta_i$ ist. In dem rechtwinkligen Dreieck ACB wird:

$$dh = \cos e_i \cdot d\Delta_i \dots \dots \dots (4)$$

wo e_i den Emergenzwinkel in der Epizentralentfernung Δ_i bedeutet.

Falls (4) zwischen den Grenzen O und h integriert wird, so erhält man:

$$h = \int_0^{\Delta_i} \cos e_i \cdot d\Delta_i \dots \dots \dots (5)$$

Wenn $\cos e_i$ auf Grund des Hodographen als Funktion von

$$\cos e_i = f(\Delta_i) \dots \dots \dots (6)$$

bekannt ist, so wird (5) folgende Form erhalten:

$$h = \int_0^{\mathcal{A}_i} f(\mathcal{A}_i) \cdot d\mathcal{A}_i \dots \dots \dots (7)$$

und dies ist die Formel, welche S. Mohorovičić⁵⁾ für die Berechnung der Herdtiefe gegeben hat. Sind die Laufzeitkurven vieler Erdbeben von der Herdtiefe $h_1, h_2; \dots, h_n$ bekannt, dann werden wir $\cos e_i$ als Funktion von $\mathcal{A}_i$ konstruieren können, und die mechanische Quadratur erlaubt uns die Herdtiefe h aus der Formel (7) zu berechnen. In der Praxis ist dies noch viel einfacher: Es genügt, nur die reduzierte Laufzeitkurve und die Epizentralentfernung des Inflexionspunktes des gerade betrachteten Erdbebens zu kennen, wie wir dies gleich sehen werden.

Im reduzierten Problem, wo die Laufzeitkurve auf das Epizentrum reduziert ist, kann man — wie dies S. Mohorovičić⁵⁾ gemacht hat, um jede Konfusion zu vermeiden — die Epizentralentfernung mit D und die Eintrittszeiten mit T bezeichnen. Ist die Herdtiefe eines Bebens h , so ist die kleinste Epizentralentfernung im reduzierten Problem $D = 2\mathcal{A}_i$, d. h. gleich der doppelten Epizentralentfernung des Inflexionspunktes im unreduzierten Problem. Weiter hat Herr S. Mohorovičić⁵⁾ bewiesen, der Emergenzwinkel e_i sei genau gleich demjenigen e_V , welcher der Epizentralentfernung D_i der reduzierten Laufzeitkurve entspricht; auf diese Weise wird (5) die Form erhalten:

$$h = \frac{1}{2} \int_0^{D_i} \cos e_V \cdot dD \dots \dots \dots (8)$$

Ist aber Emergenzwinkel e_V als Funktion von D bekannt:

$$\cos e_V = F(D) \dots \dots \dots (9)$$

so erhält man:

$$h = \frac{1}{2} \int_0^{D_i} F(D) \cdot dD \dots \dots \dots (10)$$

und Herr S. Mohorovičić⁵⁾ zeigt auf Grund der zwei sehr gut definierten Beben (Kupatalbeben vom 8. Oktober 1909 und das süddeutsche Beben vom 16. November 1911), wie es möglich ist, die Herdtiefe eines Bebens und die Epizentralentfernung des Inflexionspunktes seiner unreduzierten Laufzeitkurve, welche von der Herdtiefe h abhängig ist, zu finden.

Die Kurven I und II in der Fig. 3 zeigen uns die Abhängigkeit zwischen h und $D = 2D_i$, wo die Werte von h in Kilometern als Ordinaten und die doppelten Epizentralentfernungen des Inflexionspunktes $\mathcal{A}_i$ als Abszissen eingetragen sind. Diese Kurven wurden durch S. Mohorovičić⁵⁾ ausgezogen, und zwar auf Grund der zwei Methoden, welche hier bald besprochen werden.

In seiner beachtenswerten Untersuchung hat Herr S. Mohorovičić⁵⁾ nur die Angaben der Beobachtung verwendet, ohne irgendwelche Voraussetzung

über die Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit v der $\bar{P}$ -Wellen in den oberen Erdschichten zu machen. Er hat nur angenommen, unsere Erde sei aus den konzentrischen und isotropen Kugelschichten zusammengebaut.

Andere Seismologen haben durchweg verschiedene Voraussetzungen über die Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit v gemacht. So hat Herr A. Mohorovičić⁶⁾ folgendes Gesetz über die Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit v von der Entfernung r von dem Erdmittelpunkt angenommen:

$$v = v_0 \cdot \left(\frac{R}{r}\right)^k \cdot \dots \dots \dots (11)$$

wo v_0 und R die Grenzwerte von v und r für die Erdoberfläche sind, und k ist ein Parameter. Die Werte von v_0 und k werden so bestimmt, daß die berechnete Laufzeitkurve genau derjenigen angepaßt wird, welche auf Grund der An-

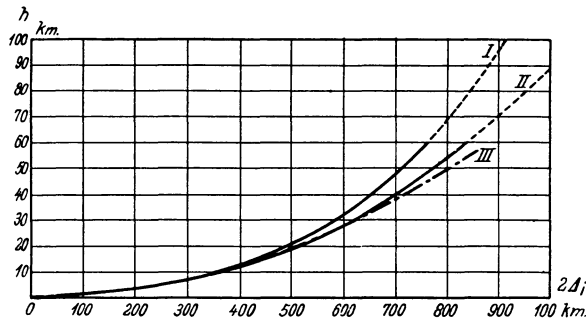


Fig. 3.

gaben der Beobachtung gewonnen wurde. Die Fundamentalidee dieser Methode ist folgende: man bestimme k so, daß ein Teil der berechneten Laufzeitkurve mit dem homologen Teil der empirischen Laufzeitkurve übereinstimmt; um aber die Koinzidenz der anderen Teile zu erhalten, wird

der Wert von k ein wenig variiert. Auf diese Art ist es möglich, das Erdinnere zu untersuchen und die Dicken der Erdschichten zu berechnen, welchen die Werte $k_1, k_2, \dots, k_n$ des Parameters k entsprechen.

Auf Grund des Gesetzes (11) hat Prof. A. Mohorovičić⁶⁾ den Wert des Emergenzwinkels e_i , welcher dem Inflexionspunkt entspricht, gefunden:

$$e_i = 90^\circ - (k + 1) \cdot \Theta_i \cdot \dots \dots \dots (12)$$

wo Θ_i den Winkel im Erdmittelpunkt bedeutet, welcher der Epizentralentfernung Δ_i gehört, so daß

$$d\Delta_i = R \cdot d\Theta_i \cdot \dots \dots \dots (13)$$

wo R den Erddhalbmesser bedeutet. Die Integration von (7) ergibt:

$$h = \frac{R}{k+1} \{1 - \cos[(k+1)\Theta_i]\} \cdot \dots \dots \dots (14)$$

Die nebenstehende Tabelle, welche wir der schönen Arbeit von Herrn A. Mohorovičić⁶⁾ entnommen haben, gibt uns einige korrespondierenden Werte von h und Δ_i . Herr A. Mohorovičić⁶⁾ hat ebenfalls die Zeit T für den senk-

rechten Strahl HE (Fig. 2) berechnet, wenn das Hypozentrum H von dem Erdmittelpunkt um $r = R - h$ entfernt ist:

$$T = \frac{r}{(k+1)v_0\left(\frac{R}{r}\right)^k} \cdot \left[1 - \left(\frac{R}{r}\right)^{k+1}\right] \cdot \dots \cdot (15)$$

Für eine Herdtiefe von $h = 25$ km ergibt diese Formel $T = 4.5$ sec.

Dagegen die Gleichung: $v = a - b r^2 \cdot \dots \cdot (16)$

drückt nach Prof. E. Wiechert⁷⁾ und seinen Schülern die Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit v von der Entfernung von dem Erdmittelpunkt r

Tabelle 1.

Herdtiefe h km	Entfernung des Inflexions- punktes km	Herdtiefe h km	Entfernung des Inflexions- punktes km	Herdtiefe h km	Entfernung des Inflexions- punktes km
0	0	20	251	40	354
5	125	25	280	45	375
10	174	30	307	50	395
15	217	35	331		

aus; a und b sind zwei positive Konstanten, welche aus den Angaben der Seismogramme berechnet werden.

Falls die berechneten Werte:

$$v_0 = 5.55 \pm 0.05 \text{ km/sec} \cdot \dots \cdot (17)$$

auf der Erdoberfläche und

$$v_{57} = 5.7 \pm 0.2 \text{ km/sec} \cdot \dots \cdot (18)$$

nach Prof. B. Gutenberg⁸⁾ zulässig sind, dann findet man:

$$a = 0.002\,193\,116 \quad \text{und} \quad b = 0.001\,321\,846 \cdot \dots \cdot (19)$$

und die Gleichung (16) hat die Form:

$$v = 0.002\,193\,116 - 0.001\,321\,846 \cdot r^2 \cdot \dots \cdot (20)$$

Der Strahl $\bar{P}$ ist damit bestimmt, und man kann jetzt seine Elemente berechnen, d. h. seine Lage, die nötige Zeit für den zurückgelegten Weg usw. Den Winkel Θ im Erdmittelpunkt, welcher der Epizentraldistanz $\mathcal{A}_i$ des Inflexionspunktes der unreduzierten Laufzeitkurve entspricht, kann man nach der Relation berechnen⁹⁾:

$$\text{tg}^2 \frac{\Theta}{2} = \frac{h(a-b) + b h^2}{a + b(1-h)^2 + (1-h)(a+b)} \cdot \dots \cdot (21)$$

wo der Erdhalbmesser R als Einheit für die Länge angenommen wurde.

Betrachten wir nur die Herdtiefen ($h < 57$ km), welche die Dicke der obersten Erdschichten, in welchen sich die $\bar{P}$ -Wellen ausbreiten, nicht übersteigen, so sehen wir, daß $h = 0.008$: wir können also das Glied $b h^2$ in dem Zähler der Relation (21) vernachlässigen und im Nenner die beiden Faktoren $(1-h)^2$

und $(1 - h)$ durch die Einheit ersetzen. Die Relation (21) wird in folgende übergehen :

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\Theta}{2} = \frac{h(a-b)}{2(a+b)} \dots \dots \dots (22)$$

und falls wir die Werte (19) von a und b hineinsubstituieren, erhalten wir die Näherungsformel :

$$\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} = 0.352\,05 \cdot \sqrt{h} \dots \dots \dots (23)$$

Vor zwei Jahren haben wir diese Näherungsformel aufgestellt⁹⁾, welche in der Praxis wegen ihrer Einfachheit und äußerst großer Annäherung viel größeren Vorzug verdient als die komplizierteren Relationen, gewonnen nach den Methoden von Herglotz-Wiechert, S. Mohorovičić usw.

Die folgende Tabelle enthält die Werte von Δ_i , welche der Herdtiefe h entsprechen, von Kilometer zu Kilometer, berechnet nach der Relation (23):

Tabelle 2.

Herdtiefe h km	Entfernung des Inflexions- punktes Δ_i km	Herdtiefe h km	Entfernung des Inflexions- punktes Δ_i km	Herdtiefe h km	Entfernung des Inflexions- punktes Δ_i km
0	0	20	251	40	356
1	56	21	258	41	360
2	79	22	265	42	364
3	97	23	270	43	368
4	112	24	276	44	373
5	126	25	281	45	377
6	135	26	287	46	381
7	150	27	292	47	385
8	158	28	297	48	389
9	168	29	302	49	393
10	178	30	308	50	397
11	187	31	312	51	401
12	195	32	317	52	405
13	202	33	322	53	409
14	210	34	327	54	413
15	218	35	332	55	417
16	225	36	337	56	420
17	232	37	342	57	424
18	239	38	347		
19	245	39	351		

Durch Vergleich dieser Zahlenwerte mit denjenigen von A. Mohorovičić⁶⁾ in der Tabelle 1 sieht man, daß für größere Herdtiefen $h = 35, 45$ und 50 km die Differenzen kaum 2 km betragen; für kleinere Herdtiefen stimmen die Werte fast vollkommen überein. Nur für die Herdtiefe von $h = 10$ km erhält man die korrespondierenden Zahlenwerte, welche um 4 km verschieden sind; vielleicht handelt es sich hier um einen Druckfehler in der Tabelle 1*).

*) Wie wir in der nachstehenden Arbeit sehen werden, ist diese Meinung sehr wahrscheinlich. (Anm. des Übersetzers.)

Falls wir die Zahlenwerte der Tabelle 2 graphisch darstellen, indem man die Herdtiefen als Ordinaten und die doppelten Epizentralentfernungen Δ_i des Inflexionspunktes als Abszissen eintragen, so erhalten wir die Kurve III in der Fig. 3, welche sehr gut mit der Kurve II übereinstimmt, welche Prof. S. Mohorovičić ausgezogen hat: Die Differenzen sind nämlich fünf- bis sechsmal kleiner als diejenigen der Kurven I und II, welche auf die schon besprochene Art berechnet wurden.

Sind die Angaben der seismischen Messungen genügend zahlreich und exakt, um die Laufzeitkurve ziehen zu können, so gestattet uns die Tabelle 2, aus der Entfernung des Inflexionspunktes mit sehr großer Annäherung die Herdtiefe zu berechnen.

Als Beispiel nehmen wir das süddeutsche Beben vom 16. November 1911; Herr S. Mohorovičić¹⁰⁾ berechnete als endgültige Herdtiefe:

$$h = 38 \pm 2 \text{ km} \dots\dots\dots (24)$$

und gab die Eintrittszeiten t für je 20 km Epizentralentfernung. Zieht man mit Hilfe seiner Eintrittszeiten die Laufzeitkurve graphisch aus, so erhält man in der Fig. 4 die Kurve *Oma*. Nach S. Mohorovičić¹⁰⁾ befindet sich der Inflexionspunkt in einer Epizentralentfernung von 336 km. Unsere Tabelle 2 gibt dagegen für $\Delta_i = 336$ km eine Herdtiefe $h = 36$ km, welche kaum um 2 km von dem Werte (24) verschieden ist. Die Übereinstimmung ist also wirklich sehr gut.

Wenn aber die seismischen Daten gestatten, die Laufzeitkurve bis zu der Zeitachse zu legen, dann ist es möglich, die Herdtiefe nach einer sehr einfachen Methode zu finden, welche wir an anderem Orte⁹⁾ gegeben haben. Hier geben wir nun ihre Grundlage: Ist *AMB* die Laufzeitkurve (Fig. 1), so gibt uns der Punkt *A*, in welchem die Laufzeitkurve die Zeitachse *Ot* erreicht, die Epizentralzeit; dagegen der Punkt *C*, in welchem die Tangente *MT* des Inflexionspunktes die Zeitachse *Ot* schneidet, gibt uns die Zeit im Hypozentrum, zu welcher das Beben stattgefunden hat. Die Differenz der beiden Zeiten, d. h. Intervall *AC*, gibt uns die nötige Zeit für den Strahl *HE* (Fig. 2), welcher, ausgehend aus dem Hypozentrum, direkt das Epizentrum erreicht. Da die Emergenzgeschwindigkeit v der $\bar{P}$ -Wellen nach B. Gutenberg⁸⁾ 5.55 km/sec und nach S. Mohorovičić⁵⁾ 5.54 km/sec beträgt, dagegen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit derselben Wellenart in 57 km Tiefe $v_{57} = 5.7$ km/sec beträgt, so beträgt die früher erwähnte Zeit für den senkrechten Strahl $\frac{h}{5.54}$ bis $\frac{h}{5.5}$:

für eine mittlere Herdtiefe von $h = 25$ km beträgt ihre Differenz kaum 0.16 sec, was einer Tiefendifferenz von 4 km entspricht. Wird ein Mittelwert für v angenommen, z. B. $v = 5.62$ oder 5.6 km/sec, so wird man die Herdtiefe h berechnen können, indem man die nötige Zeit für den senkrechten Strahl mit 5.6 oder 5.62 multipliziert; diese Zeit *AC* wird der Laufzeitkurve entnommen.

Diese Methode werden wir jetzt für das süddeutsche Beben vom 16. November 1911 anwenden: Die Fig. 4 stellt uns die Laufzeitkurve dieses Bebens dar.

Die Zeitdauer $O t$ für den senkrechten Strahl erhält man aus der Laufzeitkurve, welche auf dem Millimeterpapier ausgezogen ist; sie beträgt 6.7 sec. Durch Multiplikation dieser Zahl mit 5.62 erhält man die Herdtiefe $h = 37.7$ km,

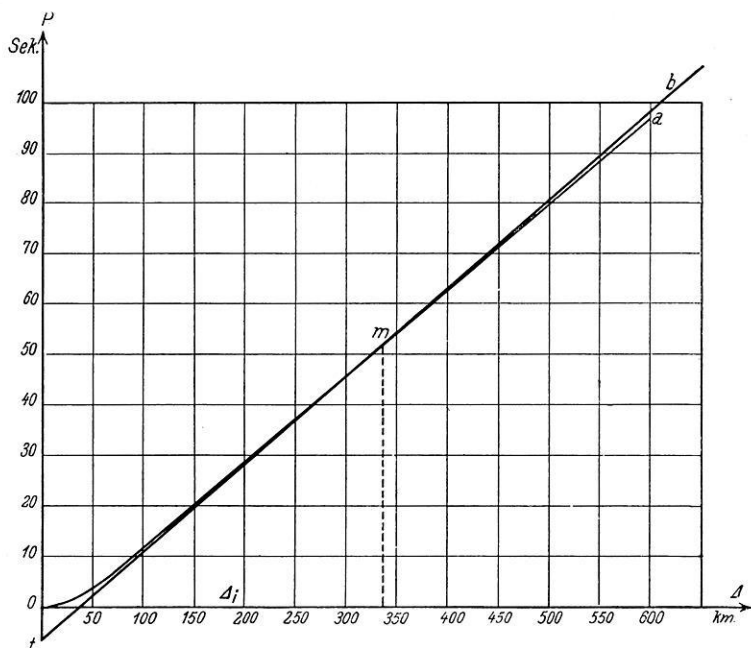


Fig. 4. Die Laufzeitkurve des süddeutschen Erdbebens vom 16. November 1911 nach den numerischen Angaben von Prof. S. Mohorovičić.

welche sehr gut übereinstimmt mit derjenigen, gefunden von S. Mohorovičić (24). Diese Methode ist äußerst einfach und für die Praxis sehr zu empfehlen, da die Annäherung wirklich sehr groß ist.

Aber statt dieser Näherungsrechnung ist es möglich, die nötige Zeit T für den senkrechten Strahl exakt zu berechnen. Mit Hilfe des Gesetzes (16) findet man:

$$dt = \frac{dr}{a - br^2} \dots \dots \dots (25)$$

wo $dr = -dh$ ist. Durch Integration zwischen den Grenzen O und T von t , was einer Herdtiefe h von O bis h entspricht, findet man:

$$T = \frac{1}{2\sqrt{ab}} \log \text{nep.} \frac{\left(h + \sqrt{\frac{a}{b}}\right) \left(1 - \sqrt{\frac{a}{b}}\right)}{\left(h - \sqrt{\frac{a}{b}}\right) \left(1 + \sqrt{\frac{a}{b}}\right)}.$$

Diese Relation gibt für $h = 38$ km und für Werte (19) von a und b : $T = 6.77$, und dieser Wert unterscheidet sich nur um 0.07 von demjenigen, welcher auf Grund der Relation $5.62 \cdot h$ berechnet wurde.

Nach der Voraussetzung von A. Mohorovičić⁶⁾ (11) wird die erwähnte Zeit aus der Relation (15) berechnet. Für eine Herdtiefe von $h = 25$ km gibt diese Relation $T = 4.5$ sec, und die Näherungsformel $T = 5.62 \cdot h$ ergibt 4.45 sec; die Differenz beträgt also nur 0.05 sec, was für die praktische Rechnung belanglos ist.

Die so gewonnenen Resultate differieren sehr wenig von denjenigen, welche S. Mohorovičić⁵⁾ auf Grund der Epizentralentfernung des Inflexionspunktes berechnet hat, obwohl dieser Forscher überhaupt keine Hypothese gemacht hat, wie z. B. diejenigen über die Veränderlichkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit der Tiefe, welche in den Relationen (11) und (16) enthalten sind.

Unsere Näherungsformeln liefern also gleiche Werte wie diejenigen, welche auf Grund von viel komplizierteren Methoden berechnet wurden, welche sehr mühsame Rechnungen verlangen. Um aber noch viel genauere Werte von h zu erhalten, wäre es notwendig, die Eintrittszeiten der $\bar{P}$ -Wellen auf Zehntel bis Hundertstel einer Sekunde zu kennen, was noch eine sehr lange Zeit in der Seismometrie unmöglich sein wird, ungeachtet dessen, daß die ausgezeichnetsten Seismologen schon jetzt den nötigen Wunsch dazu ausgesprochen haben.

Zum Schlusse danke ich herzlichst Herrn Prof. Dr. S. Mohorovičić für die Übersetzung dieser Arbeit ins Deutsche.

Literatur.

1) H. Benndorf: Über die Art der Fortpflanzung der Erdbebenwellen im Erdinnern. I. u. II. Mitteil. Sitzungsber. d. k. Akad. in Wien 1905 u. 1906.

2) G. Herglotz: Über das Benndorfsche Problem der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erdbebenstrahlen. Physik. Zeitschr. 1907.

3) H. Bateman: Die Lösung der Integralgleichung, welche die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Erdbebenwelle im Innern der Erde mit den Zeiten verbindet, die die Störung gebraucht, um zu verschiedenen Stationen auf der Erdoberfläche zu gelangen. Physik. Zeitschr. 1910.

4) E. Wiechert und L. Geiger: Bestimmung des Weges der Erdbebenwellen im Erdinnern. Physik. Zeitschr. 1910.

5) S. Mohorovičić: Die reduzierte Laufzeitkurve und die Abhängigkeit der Herdtiefe eines Bebens von der Entfernung des Inflexionspunktes der primären Laufzeitkurve. I. Mitteil.: Die Ausbreitung der Erdbebenstrahlen in den obersten Schichten der Erde. II. Mitteil.: Die Ausbreitung der Erdbebenstrahlen in den tiefen Schichten der Erde. Gerl. Beiträge z. Geophys. **13**, 217—240 (1914) und **14**, 187—198 (1916).

6) A. Mohorovičić: Das Beben vom 8. Oktober 1909. Jahrb. d. Meteorol. Observ. **9**, T. IV, Heft 1, 1—63 (1909). Zagreb 1910.

7) E. Wiechert, K. Zöppritz, L. Geiger und B. Gutenberg: Über Erdbebenwellen. Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen 1907—1914.

8) B. Gutenberg: Neue Auswertung der Aufzeichnungen der Erdbebenwellen infolge der Explosion von Oppau. Physik. Zeitschr. 1925, S. 259—260.

9) V. Inglada: Cálculo de las coordenadas del foco sísmico y del instante inicial de la sacudida por medio de las horas del principio de los sismogramas registrados en varias Estaciones próximas. Revista de la Real Academia de Ciencias exactas, físicas y naturales de Madrid, Tomo XXII, cuad. IV, p. 523—592.

10) S. Mohorovičić: Über Nahbeben und über Konstitution des Erd- und Mondinnern. Gerl. Beiträge zu Geophys. **17**, Heft 2, 180—231 (1927).

Madrid, Kriegshochschule, August 1927.