

Werk

Jahr: 1935

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:11

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0011

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0011

LOG Id: LOG_0058

LOG Titel: Zum 2-Schichten-Problem der angewandten Seismik

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

Literatur

- 1) B. Gutenberg: Handb. d. Geophysik 4, 21f.
- 2) O. Meisser: Beiträge zu einer experimentellen Seismik, S. 71. Jena 1929.
- 3) B. Brockamp: Deutsche Grönlandexpedition Alfred Wegener 2, 117, Leipzig 1933.
- 4) H. K. Müller: Messungen auf dem Rhonegletscher. Zeitschr. f. Geophys. 8, 65 (1932).
- 5) E. Tams: Vergleichende Untersuchungen der Vorläufer- und Nachläuferperioden in den Hamburger Diagrammen von drei Beben der Nordenskiöld-See. Gerl. Beitr. z. Geophys. 17, 434.
- 6) F. Roesener: Vergleichende Untersuchungen über die Perioden der Erdbebenwellen mit besonderer Berücksichtigung der Nachläuferwellen. Gerl. Beitr. z. Geophys. 12, 2. Heft.
- 7) H. Reich: Über Versuche mit dem Schweydarschen Seismometer in der Umgebung von Berlin. Sitzungsber. d. Preuß. Geolog. Landesanstalt 1927, Heft 2, S. 157.
- 8) H. K. Müller: Beobachtung von Sprengungen in drei Komponenten. Zeitschr. f. Geophys. 8, 459 (1932).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Februar 1935.

Zum 2-Schichten-Problem der angewandten Seismik

Von **Rolf Bungers**, Göttingen — (Mit 3 Abbildungen)

Bestimmung von Einfallswinkel und Tiefe einer schrägen Schicht im Untergrund. Die praktischen Anwendungsmöglichkeiten der Formeln werden erörtert. Kritik an der Konstruktion von geologischen Profilen aus Laufzeitkurven.

Bei dem Problem der angewandten Seismik, eine im Untergrunde verlaufende Schicht mit schräger, ebener Oberfläche durch das Laufzeitkurvenverfahren nachzuweisen, stößt man bekanntlich auf die Aufgabe, aus zwei „scheinbaren“ Neigungswinkeln ω_1 und ω_2 die Einfallsrichtung und den „wahren“ Neigungswinkel ω zu ermitteln. Formeln, die hierfür angegeben werden*), führen nur in erster Annäherung zu richtigen Werten; grundsätzlich gehen sie von einer nicht zutreffenden Annahme aus, die auch anderweitig bei Sprengproblemen zu Fehlern führt. Das wirkt sich vor allem auch bei Tiefenbestimmungen aus (vgl. hierzu die Bemerkung auf S. 211). Bei kleinem ω ist zwar der Fehler unerheblich; doch kann er bei größeren Neigungswinkeln beträchtlich werden. Deshalb sollen hier die Formeln durch richtige ersetzt werden, zumal sie genau so einfach sind wie die alten**).

*) Vgl. H. Haalek: Lehrb. d. angew. Geophysik 1934, S. 314.

***) Wie mir nach Abfassung der Arbeit bekannt wird, ist die Formel (3a) schon — wenn auch in anderer Weise — von F. Gassmann abgeleitet worden: „Seismische Bestimmung einer geneigten Grenzfläche von unbekannter Fallrichtung“, Beitr. z. angew. Geophysik 4 [3], 358 (1934).

Der Ausgangspunkt sei (Fig. 1) der Punkt A , I und II seien die Sprengbasen, auf denen (durch Sprengen in beiden Richtungen) die scheinbaren Neigungswinkel ω_1 bzw. ω_2 gemessen seien, und III sei die Einfallrichtung der nachzuweisenden Schicht. Der Winkel zwischen I und II sei α , zwischen I und III γ . Für γ und ω werden dann folgende Formeln angegeben:

$$\operatorname{tg} \gamma = -\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} + \frac{\operatorname{tg} \omega_2}{\sin \alpha \cdot \operatorname{tg} \omega_1}, \dots \dots \dots (1 a)$$

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{\operatorname{tg} \omega_1}{\cos \gamma} = \frac{\operatorname{tg} \omega_2}{\cos (\alpha - \gamma)} \dots \dots \dots (1 b)$$

Für $\alpha = 90^\circ$ reduzieren sie sich auf

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{\operatorname{tg} \omega_2}{\operatorname{tg} \omega_1}, \dots \dots \dots (2 a)$$

$$\operatorname{tg} \omega = \sqrt{\operatorname{tg}^2 \omega_1 + \operatorname{tg}^2 \omega_2} \dots \dots \dots (2 b)$$

Sie sind dadurch erhalten worden, daß man sich durch I und II vertikale Ebenen gelegt denkt, die die Schichtgrenze in zwei Geraden schneidet, und ω_1 und ω_2

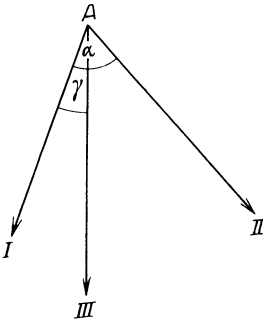


Fig. 1

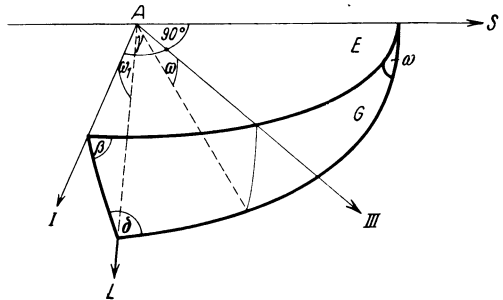


Fig. 2

als Winkel zwischen diesen Schnittgeraden und der Erdoberfläche (also der Zeichenebene in Fig. 1) deutet. Das ist physikalisch deshalb nicht richtig, weil man die Einfallsebene der Wellenstrahlen, die die ersten Einsätze erzeugen, nicht vertikal, sondern *senkrecht zur Grenzfläche* anzunehmen hat*).

Um danach die Formeln für γ und ω geometrisch abzuleiten, denken wir uns die Schichtgrenze G mit der Erdoberfläche E zum Schnitt gebracht (Fig. 2) und ein sphärisches Dreieck gebildet aus der Richtung S dieser Schnittlinie, der

*) Das hat auch W. C. Salm in den Figuren seiner Arbeit berücksichtigt: „Zu der Arbeit von H. Mothes über die Bestimmung der Eisdicke an Hintereisfernern“, Beitr. z. angew. Geophysik 2, 401.

Richtung I und der Schnittlinie L der Schichtgrenze mit der Einfallsebene der Wellenstrahlen.

Der Winkel δ ist also ein rechter und nicht, wie in den Formeln (1) und (2) angenommen, der Winkel β . Nach dem Sinussatz für das sphärische Dreieck folgt jetzt

$$\sin \omega = \frac{\sin \omega_1}{\sin (90^\circ + \gamma)} = \frac{\sin \omega_1}{\cos \gamma} \dots \dots \dots (3a)$$

Ebenso ist für die Basis II:

$$\sin \omega = \frac{\sin \omega_2}{\cos (\alpha - \gamma)} \dots \dots \dots (3b)$$

Aus dem Vergleich beider Formeln folgt die Gleichung für γ

$$\begin{aligned} \frac{\sin \omega_1}{\cos \gamma} &= \frac{\sin \omega_2}{\cos (\alpha - \gamma)}, \\ \cos \alpha + \sin \alpha \cdot \operatorname{tg} \gamma &= \frac{\sin \omega_2}{\sin \omega_1}, \\ \operatorname{tg} \gamma &= -\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} + \frac{\sin \omega_2}{\sin \alpha \cdot \sin \omega_1}. \end{aligned}$$

Für $\alpha = 90^\circ$ reduzieren sich die Formeln auf

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \gamma &= \frac{\sin \omega_2}{\sin \omega_1}, \\ \sin \omega &= \sqrt{\sin^2 \omega_1 + \sin^2 \omega_2}. \end{aligned}$$

Wir sehen also: Wir haben in den alten Formeln (1) und (2) nur überall den tg von ω , ω_1 und ω_2 durch den \sin zu ersetzen, um die richtigen Formeln zu erhalten. Daraus ersieht man sofort, daß die Formeln für kleines ω , ω_1 und ω_2 ineinander übergehen.

Die Tiefe h der Schichtgrenze vertikal unter dem Punkte A (Fig. 1) ist nun folgendermaßen zu bestimmen. Mittels bekannter Formeln*) findet man für die Basen I und II die „scheinbaren Tiefen“ h_I und h_{II} (die im allgemeinen verschieden sind) und aus ihnen den geometrischen Abstand a des Punktes A von der Schichtgrenze, nämlich

$$a = h_I \cdot \cos \omega_1 = h_{II} \cdot \cos \omega_2.$$

Aus a und dem gefundenen Winkel ω läßt sich nun die wahre Tiefe h bestimmen, nämlich

$$h = \frac{a}{\cos \omega},$$

also

$$h = h_I \cdot \frac{\cos \omega_1}{\cos \omega} = h_{II} \cdot \frac{\cos \omega_2}{\cos \omega}.$$

*) Vgl. z. B. H. Haalck, a. a. O., S. 313.

[Die Tiefe h kann die Tiefe beim „Abwärtssprengen“ (h_-) oder beim „Aufwärtssprengen“ (h_+) darstellen, je nach der Lage des Punktes A ; die Formeln gelten für beide Fälle.]

Die praktischen Anwendungsmöglichkeiten der Formeln sind von zweierlei Art. *Erstens* wird man sie benötigen, wenn die Einfallrichtung der festzustellenden Schicht unbekannt ist. Sofern der Neigungswinkel ω nicht zu groß ist, kann man dann $\alpha = 90^\circ$ wählen. *Zweitens* aber kann es vorkommen, daß man auch bei bekannter Einfallrichtung den Winkel ω nicht mehr direkt feststellen kann, wenn nämlich

$$i + \omega \geq 90^\circ$$

ist, wobei i den Grenzwinkel der Totalreflexion bezeichnet. Die Laufzeitkurve weist dann bekanntlich keinen Knick mehr auf, also erhält man keine Scheingeschwindigkeiten v_{2+} und v_{2-} . Sprengt man nun aber gemäß Fig. 1 längs zweier

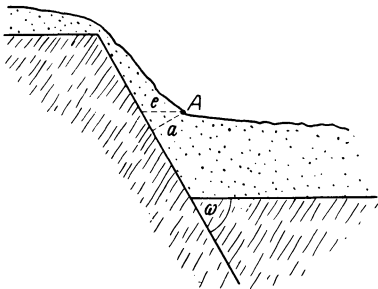


Fig. 3

Basen, dann kann man γ und α immer so groß wählen, daß

$$i + \omega_1 < 90^\circ \quad \text{und} \quad i + \omega_2 < 90^\circ$$

ist. ω_1 und ω_2 sind dann also aus den Laufzeitkurven bestimmbar und damit ω . Theoretisch braucht man bei bekannter Einfallrichtung, also bekanntem γ sogar nur *eine* Basis I zur Bestimmung von ω , wie aus Formel (3) hervorgeht; doch wird man in der Praxis zur Kontrolle besser noch eine zweite heranziehen.

Sehr große Winkel ω treten z. B. bei schrägen Verwerfungen auf (Fig. 3), die man auch mittels der abgeleiteten Formeln feststellen kann, sofern die geologischen Verhältnisse günstig sind. Man wird dann aber oft nicht mehr mit einem Winkel $\alpha = 90^\circ$ auskommen, wenn man auf beiden Basen die Verwerfung feststellen will. Es muß

$$\omega_1 < 90^\circ - i \quad \text{und} \quad \omega_2 < 90^\circ - i$$

sein, woraus wir eine untere Grenze für γ und $\alpha - \gamma$ finden. Hieraus und aus (3) folgt nämlich

$$\cos \gamma = \frac{\sin \omega_1}{\sin \omega} < \frac{\cos i}{\sin \omega},$$

$$\cos (\alpha - \gamma) = \frac{\sin \omega_2}{\sin \omega} < \frac{\cos i}{\sin \omega}.$$

Also

$$\gamma > \arccos \frac{\cos i}{\sin \omega},$$

$$\alpha > 2 \cdot \arccos \frac{\cos i}{\sin \omega}.$$

Als Beispiel behandeln wir dasselbe wie O. v. Schmidt in Fig. 4 seines Aufsatzes „Angewandte Seismik“ (Zeitschr. f. Geophys. 4, 1928). Hier war angenommen

$$\omega = 35^\circ; \quad i = 70^\circ \quad (v_1 = 1600 \text{ m/sec}; \quad v_2 = 1703 \text{ m/sec}).$$

Unsere Formeln liefern

$$\begin{aligned} \gamma &> 53^\circ 24', \\ \alpha &> 106^\circ 48'. \end{aligned}$$

Damit die gedachte Schicht in Erscheinung tritt, müssen also die Sprengbasen unter einem Winkel γ gegen die Einfallsrichtung angelegt sein, der größer ist als $53^\circ 24'$.

Für die Entfernung e (Fig. 3), die bei Verwerfungen mehr interessieren wird als die Tiefe h_- , erhalten wir den Ausdruck

$$e = h_{1-} \cdot \frac{\cos \omega_1}{\sin \omega} = h_{1-} \frac{\cos \omega_2}{\sin \omega}.$$

Zum Schlusse möge noch hingewiesen werden auf die Theorie der *Profilkonstruktionen* aus Laufzeitkurven. Hierbei wird auch meistens stillschweigend die Annahme gemacht, daß die Ebene, in der die Wellen laufen, mit der vertikalen Profilebene zusammenfällt. Diese Annahme erscheint uns durchaus anfechtbar, zumal wenn es sich um ein Gelände mit stark zerklüfteter Schicht im Untergrund handelt, wie z. B. bei dem von Schweydar und Reich behandelten Profil bei Sperenberg*). Hier scheint uns eine starke Überschätzung der Methode vorzuliegen. Einwandfreie Ergebnisse sind nur bei einfachen Untergrundsverhältnissen und durch Sprengen auf verschiedenen gekreuzten Basen zu erzielen. In Wahrheit liegt eben auch bei der Erforschung nur eines Profils seismisch ein *räumliches* Problem vor, das man nur in „erster Näherung“ durch ein ebenes ersetzen darf.

Darmstadt, April 1935.

*) Gerl. Beitr. z. Geoph. 17, 121 (1927); vgl. auch Handb. d. Experimentalph. (Wien-Harms) 25, III, 284. Bei dem in derselben Arbeit behandelten Profil von Rüdersdorf macht der durch die Neigung der Schichtgrenze entstehende Fehler in den Tiefenbestimmungen 4% aus ($\omega_1 = 0^\circ$, $\omega = 16^\circ$).