Prom. Nr. 3315

Refraktionsseismische Untersuchungen im Raum Aare-, Limmat- und Surbtal

VON DER

EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE IN ZÜRICH

ZUR ERLANGUNG

DER WÜRDE EINES DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

GENEHMIGTE

PROMOTIONSARBEIT

VORGELEGT VON

Ladislaus Rybach
dipl. Ing. Geologe ETH
Ungarischer Staatsangehöriger

Referent: Prof. Dr. F. Gassmann
Korreferent: Prof. Dr. A. Gansser

Zürich 1962
Offsetdruck: Schmidberger & Müller

Vorwort
der Schweizerischen Geotechnischen Kommission

An der Sitzung vom 13. Januar 1962 lag der Schweizerischen Geotechnischen Kommission ein Manuskript von Herrn dipl. ing. geol. L. Rybach "Refraktionsseismische Untersuchungen im Raum Aare-, Limmat- und Surbtal" vor, ausgeführt als Dissertation am Institut für Geophysik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule unter Leitung von Prof. Dr. F. Gassmann. Die Arbeit wurde von der Kommission für ihre Serie Geophysik angenommen.

Die Kommission möchte Herrn Rybach für seinen interessanten Beitrag zur geophysikalischen Landesuntersuchung und seine Mitwirkung an den Druckkosten vielmals danken.

Für den Inhalt von Text und Figuren ist der Verfasser allein verantwortlich.

Zürich, Oktober 1962

Für die Schweizerische Geotechnische Kommission
Der Präsident: Prof. F. de Quervain

INHALTSVERZEICHNIS

Vorwort

Die vorliegende Dissertation wurde vom Herbst 1959 bis Ende 1961 am Institut für Geophysik der Eidgenössischen Technischen Hochschule ausgeführt. Dem Vorstand des Institutes, Herrn Prof. Dr. F. GASSMANN, möchte ich an dieser Stelle für sein grosses Interesse an diesen Untersuchungen, ferner für seine zahlreichen Anregungen herzlichst danken.

Die direkte Leitung der Arbeit lag in den Händen von Herrn PD. Dr. M. WEBER. Für seine persönliche Anteilnahme, sowie für zahlreiche Ratschläge während der ganzen Zeit bin ich ihm zu ganz besonderem Dank verpflichtet.

Herrn Prof. Dr. A. GANSSER bin ich für seine stete Anteilnahme und auch für die Uebernahme des Korreferates grossen Dank schuldig.

Herrn PD. Dr. F. HOFMANN verdanke ich manche wertvolle geologische Hinweise, Herrn PD. Dr. H. JÄCKLI einige Bohrresultate aus dem Untersuchungsgebiet.

Herrn W. GRABER danke ich für die gewissenhafte Ausführung der Zeichnungen, Fräulein V. LANDOLT, Sekretärin, für die Reinschrift des Manuskriptes.

Mein besonderer Dank gilt den Mitgliedern der Feldequipe des Institutes für Geophysik, den Herren R. BERGER, H. FRICK und S. RENIDEAR; ohne ihren unermüdlichen Einsatz wäre diese Arbeit nie zustande gekommen.

EINLEITUNG

Das Institut für Geophysik der ETH hat sich schon mehrmals die Aufgabe gestellt, das Gebiet nordwestlich Zürich - bis zu Aare und Rhein - zu untersuchen. Nach einer gravimetrischen Arbeit von P. GRETENER (1954) hat O. FRIEDENREICH (1959) hier eine Widerstandskartierung durchgeführt. Es drängte sich daher der Gedanke auf, nun auch seismische Aufnahmen in diesem Raume zu machen, um so mehr, als sich die von M. WEBER entwickelten Interpretationsmethoden und Apparaturen (WEBER 1955a, 1956a, 1956b, 1957, 1959, 1960; GASSMANN und WEBER 1960) im Feld sehr gut bewährt haben.

Da jedoch seismische Arbeiten einen viel grösseren Aufwand erfordern als gravimetrische und geoelektrische Messungen, wurde ein Teilgebiet als Untersuchungsgebiet wie folgt abgegrenzt (Fig. 1):

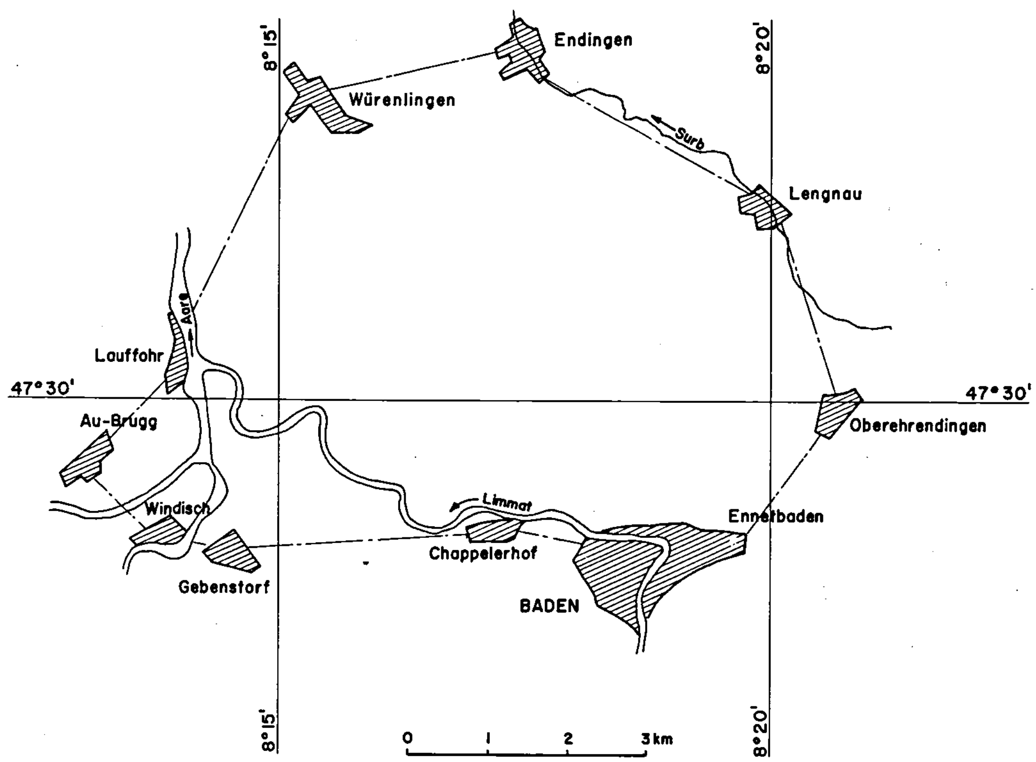


Fig. 1

Baden - Ennetbaden - Oberehrendingen - Lengnau - Endingen - Würenlingen - Lauffohr - Au-Brugg - Windisch - Gebenstorf - Chappelerhof

II. ALLGEMEINES ÜBER REFRAKTIONSSEISMIK

1. EINIGE GRUNDBEGRIFFE

Die refraktionsseismische Methode ist das älteste seismische Verfahren für die Erforschung des Untergrundes. Sie arbeitet mit Fronten von elastischen Wellen, welche an den im Untergrund vorhandenen Diskontinuitätsflächen refraktiert werden.

Löst man in einem Medium eine Explosion aus, so entstehen verschiedene Arten von Wellen, welche sich nach allen Richtungen fortpflanzen. In der angewandten Seismik befasst man sich in der Regel nur mit Fronten der rotationsfreien (Longitudinal-) Wellen, die sich in isotropen Medien fortpflanzen. Einen Spezialfall stellt die **E r s t e i n s a t z s e i s m i k** dar: hier werden auf instrumentellem Wege in erster Linie jene Zeitpunkte festgehalten, zu denen die vorderste Front der Störung die Geophone einer beliebigen Messanordnung erreicht. Spätere Einsätze, wie Reflexionen etc. werden nicht beachtet. Gemessen wird die Zeitdifferenz zwischen dem Zeitpunkt der Sprengung und demjenigen des Eintreffens der Wellenfront; diese Grösse wird **L a u f z e i t** genannt.

Diese Werte, sowie die Geometrie der Messanordnung bilden die Grundlage für die Auswertung. Diese beruht auf gewissen Vereinfachungen und Annahmen bezüglich des Aufbaus des Untergrundes. In der vorliegenden Arbeit sind es:

a. Der Untergrund besteht aus homogenen, isotropen Schichten mit konstanten Frontgeschwindigkeiten, welche sich an den Schichtgrenzen sprunghaft ändern.
b. Die Frontgeschwindigkeiten, welche i.a. mit c_i bezeichnet werden, nehmen mit der Tiefe zu, so dass $c_i < c_k$, wenn $i < k$.
c. Die Messfläche F_1 ist horizontal, Sprengpunkte und Geophone liegen in einer Geraden in F_1. Die die Gerade enthaltende Vertikalebene ist die **P r o f i l e b e n e**.
d. Die Schichtgrenzen F_2 bis F_n sind Flächen, welche die Profilebene senkrecht schneiden. Die durch die Geophone gehenden Strahlen der an den Schichtgrenzen refraktierten Fronten liegen daher in der Profilebene (**z w e i d i m e n s i o n a l e r n - S c h i c h t e n f a l l**). Im einfachsten Fall sind die Grenzflächen Ebenen mit gemeinsamer Streichrichtung senkrecht zur Profilebene. Haben die Ebenen verschiedene Streichrichtungen, so kann man trotzdem gemeinsames Streichen annehmen, solange die Neigungen gegenüber F_1 klein sind; andernfalls muss man sich der Auswertung des **r ä u m l i c h e n** n-Schichtenfalles (GASSMANN 1960) bedienen.
e. Die Quelle der Störung ist punktförmig.

Anhand der Fig. 2 seien die für die weitere Behandlung notwendigen Grössen definiert:

Der Untergrund bestehe aus einer Schichtserie (n - 1 Schichten) mit den Frontgeschwindigkeiten $c_1 \ldots c_{n-1}$. c_n ist die Frontgeschwindigkeit im Liegenden, $F_2 \ldots F_n$ sind die Schichtgrenzen. Werden in S elastische Wellen erzeugt, so kann man auf F_1 ihre Laufzeiten messen. Die Laufzeitfunktion besteht in diesem Fall aus n Geradenstücken (falls keine Schicht überschossen wird). ψ_1 repräsentiert die Laufzeiten der direkten Wellen; ψ_2 diejenige der an F_2, ψ_3 der auf F_3 usw. refraktierten Wellen. Die Laufzeit auf der Strahl $(SP_2P_3 \ldots P_nP'_n \ldots P'_3P'_2S')$ mit Scheitelstrecke $P_nP'_n$ in F_n ist entsprechend dem Abstand ℓ vom S $\psi(\ell)$. Allgemein ist die Laufzeit auf jeder ψ_k Laufzeitgerade eine lineare Funktion des Abstandes vom S.

Werden die Wellen nun in S' erzeugt, so erhalten wir ein entsprechendes Bild; die Anzahl der Laufzeitgeraden bleibt gleich (diese werden mit $\psi'_1 \ldots \psi'_n$ bezeichnet), nur ihre relative Lage ändert sich. Die Ordinatenabschnitte dieser Geraden seien gemäss Fig. 2 mit $T_2 \ldots T_n$ bzw. $T'_2 \ldots T'_n$. Die lotrechten Mächtigkeiten (in der Vertikalen unter S bzw. S' gemessen) seien $H_1 \ldots H_{n-1}$ bzw. $H'_1 \ldots H'_{n-1}$.

Bezeichnen wir den Winkel zwischen F_{i+1} und F_1 mit ε_i (i = 1,2,3 ... n-1); ε_i ist positiv, wenn F_{i+1} in der +x-Richtung aufsteigt. τ_i ist der Winkel zwischen F_i und F_{i+1}. Es ist $\tau_1 = \varepsilon_1$ und $\tau_i = \varepsilon_i - \varepsilon_{i-1}$ für i = 2,3, ... n-1.

a_{kn} (bzw. a'_{kn}) sind die Winkel zwischen Strahlstücken $\overline{P_kP_{k+1}} = a_k$ bzw. $\overline{P'_kP'_{k+1}} = a'_k$ und der Normalen auf F_{k+1} für Strahlen mit Scheitelstrecke in F_n. Die Profilgeschwindigkeit v_n ist gegeben durch den Benndorf'schen Satz:

$$(1) \qquad \frac{1}{v_n} = \frac{d\psi_n}{dx} = \frac{\sin(a'_{1n} - \tau_1)}{c_1}$$

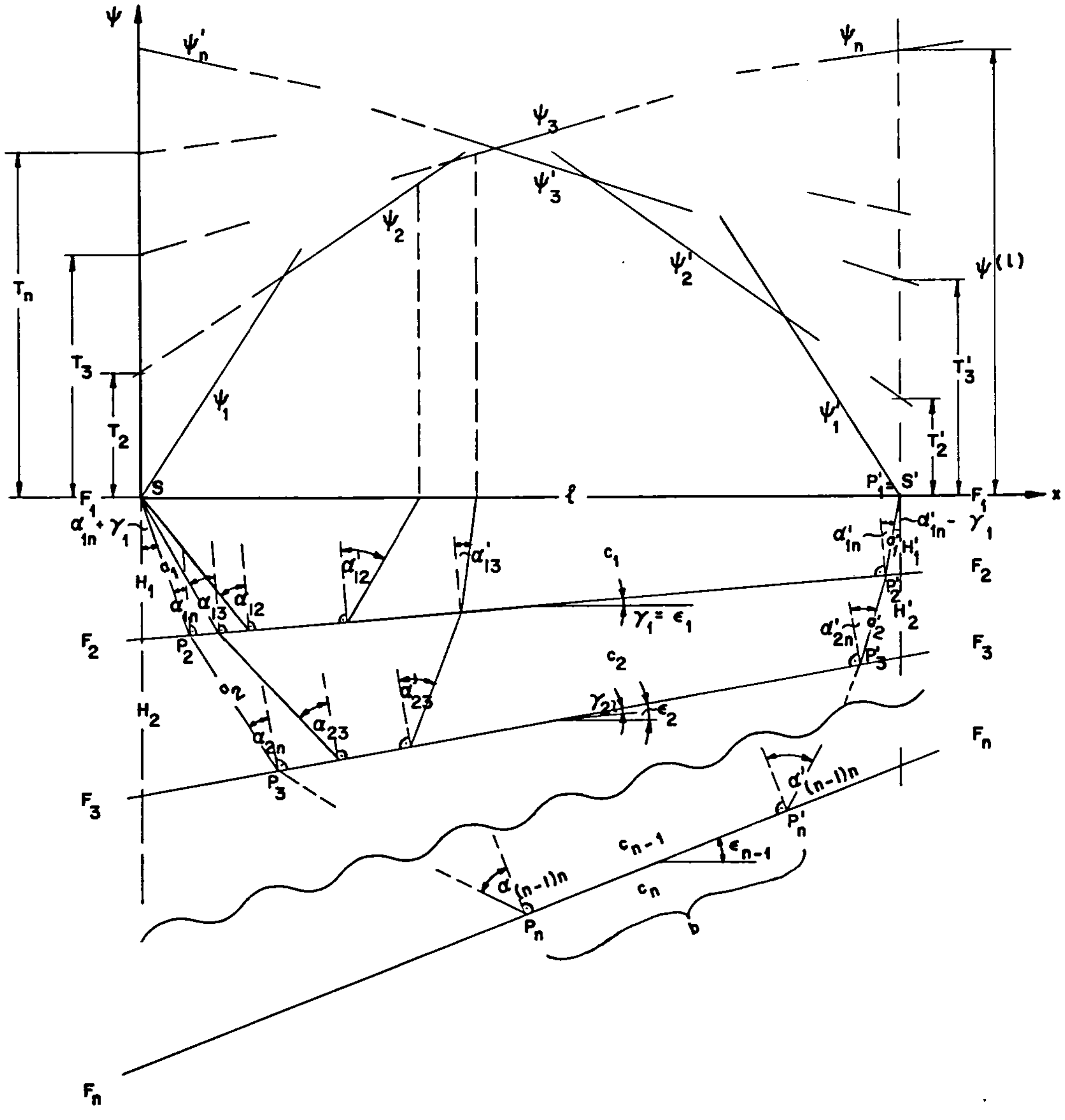
Ferner gilt für die Winkel α_{kn} das Brechungsgesetz:

$$
(2)\qquad \left.\begin{aligned}
\frac{\sin \alpha_{kn}}{\sin(\alpha_{k+1,n} + \gamma_{k+1})} &= \frac{c_k}{c_{k+1}} \\[1ex]
\frac{\sin \alpha'_{kn}}{\sin(\alpha'_{k+1,n} - \gamma_{k+1})} &= \frac{c_k}{c_{k+1}}
\end{aligned}\right\}
$$

mit $k = 1,2, \ldots\ldots n-2$,
c_k ist die Frontgeschwindigkeit in der Schicht zwischen F_k und F_{k+1}.

Es gilt noch:

$$
(3)\qquad \sin \alpha_{(n-1)n} = \sin \alpha'_{(n-1)n} = \frac{c_{n-1}}{c_n}
$$



2. DER ZWEIDIMENSIONALE n-SCHICHTENFALL MIT EBENEN GRENZFLÄCHEN

In Fig. 3 sei F_1 die Messfläche, auf welcher die Laufzeiten von Fronten longitudinaler Wellen gemessen werden. Diese Wellen seien durch Sprengungen in S bzw. S' (Schuss und Gegenschuss) erzeugt. Besteht der Untergrund nur aus **zwei** homogenen, isotropen Schichten (Frontgeschwindigkeiten c_1 und c_2, wobei $c_1 < c_2$), welche durch die Ebene F_2 voneinander getrennt werden, so stellen je **zwei** Geradenstücke die Laufzeitfunktion für diesen Fall dar. Diese haben die Form:

(4) $\psi_1 = \dfrac{x}{c_1}$ bzw. $\psi'_1 = \dfrac{x'}{c_1}$, wobei $x = \ell - x'$ (ℓ ist der Abstand zwischen S und S').

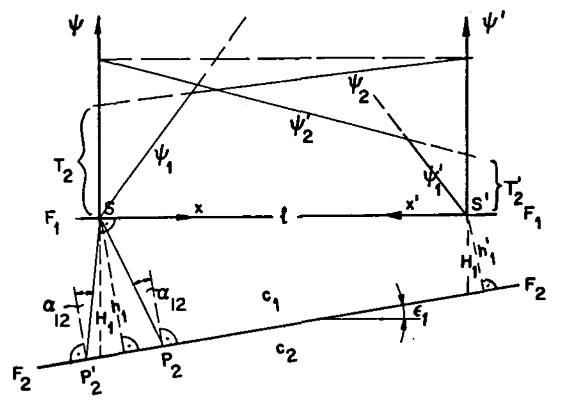


Fig. 3

Ferner kann man die Gleichungen für die zweiten Geradenstücke folgenderweise schreiben:

(5) $\psi_2 = T_2 + p_2 x$ hier ist $p_2 = \dfrac{1}{v_2} = \dfrac{d\psi_2}{dx}$ (v_2 bzw. v'_2 sind die Profilgeschwindigkeiten)

$\psi'_2 = T'_2 + q_2 x'$ bzw. $q_2 = \dfrac{1}{v'_2} = \dfrac{d\psi'_2}{dx'}$

Definiert man den Winkel α_{12} nach (2) durch $\sin \alpha_{12} = \dfrac{c_1}{c_2}$, so hat man unter Benützung des Benndorf'schen Satzes (1)

(6) $p_2 = \dfrac{\sin(\alpha_{12} - \varepsilon_1)}{c_1}$ bzw.

$q_2 = \dfrac{\sin(\alpha_{12} + \varepsilon_1)}{c_1}$ (ε_1 ist der Neigungswinkel von F_2)

Der Grösse T_2 muss besondere Beachtung geschenkt werden. Gemäss Fig. 3 ist für $x = 0$ $\overline{P_2P'_2}$ die negativ zu rechnende Scheitelstrecke, und man kann schreiben:

(7) $$T_2 = t(SP'_2) + t(SP_2) - t(P'_2P_2) = \frac{\overline{SP'_2} + \overline{SP_2}}{c_1} - \frac{\overline{P'_2P_2}}{c_2}$$

Diese Beziehung gibt SLOTNIK (1959, S. 118) für den parallelen Zweischichtenfall ($\varepsilon_1 = 0$) an, für geneigte Schichten verwendet er sie jedoch nicht. Diesen Ausdruck für T_2 kann man mit Hilfe der in Fig. 3 dargestellten Grössen folgendermassen schreiben:

(8) $$T_2 = 2\frac{h_1}{c_1 \cos \alpha_{12}} - 2\frac{h_1 \operatorname{tg} \alpha_{12}}{c_2} = \frac{2 h_1}{c_1 \cos \alpha_{12}} \left(1 - \frac{c_1}{c_2} \sin \alpha_{12}\right) = \frac{2 h_1 \cos \alpha_{12}}{c_1}$$

oder mit $h_1 = H_1 \cos \varepsilon_1$

(9) $$T_2 = \frac{2\,H_1 \cos \alpha_{12} \cos \varepsilon_1}{c_1}$$ Entsprechend erhält man

(10) $$T'_2 = \frac{2\,H'_1 \cos \alpha_{12} \cos \varepsilon_1}{c_1}$$

Die Herleitung von T_2 aus (7) kann auf den geneigten n-Schichtenfall übertragen werden (Fig. 4, die Ableitung stammt von M. WEBER). Bei einer gegebenen Anzahl Schichten kann der Strahlengang mit Scheitelstrecke in der untersten Grenzfläche konstruiert werden. Dabei kann man entweder oben oder unten anfangen. Wird unten angefangen, so hat man den Vorteil, dass für eine oben zugesetzte Schicht der Strahlengang in den übrigen unteren Schichten gleich bleibt. Deswegen werden die Symbole c_i, α_{ik}, α'_{ik}, h_i, H_i, F_i, γ_i, sowie die Strecken a_i bzw. a'_i (wie dies aus Fig. 4 ersichtlich ist) zunächst umgekehrt numeriert. Sie sind daher mit dem Zeichen * versehen.

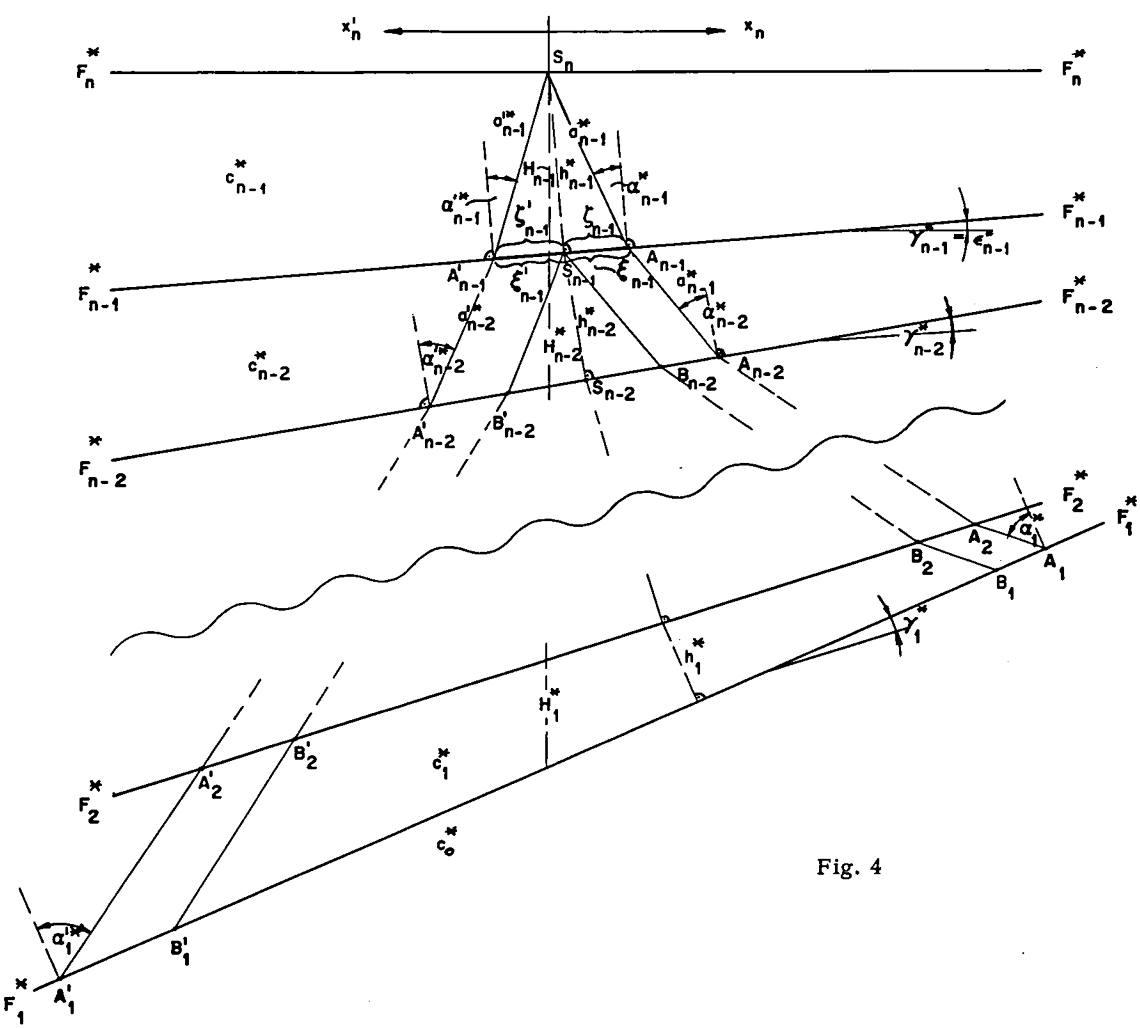


Fig. 4

Im Sinne von (7) ist hier

$$T^*_n = T_n = t(S_n, A_{n-1} \dots A_2, A_1) - \frac{\overline{A_1A'_1}}{c^*_o} + t(A'_1, A'_2, \dots A'_{n-1}, S_n)$$

$$T^*_{n-1} = t(S_{n-1}, B_{n-2} \dots B_2, B_1) - \frac{\overline{B_1B'_1}}{c^*_o} + t(B'_1, B'_2, \dots B_{n-2}, S_{n-1})$$

analog sind T^*_{n-2}, T^*_{n-3}, ... T^*_2 definiert. / t(...) ist die Laufzeit auf dem in der Klammer angegebenen Strahlstück./

Betrachten wir zuerst die Laufzeitfunktion auf F_{n-1} (wie wenn man in S_{n-1} geschossen hätte), so hat man allgemein, analog zu (5) und (6):

$$(11)\quad \Psi^*_{n-1} = T^*_{n-1} - \frac{\sin(\alpha^*_{n-2} + r^*_{n-2})}{c^x_{n-2}} \cdot x_{n-1}$$

$$\Psi'^*_{n-1} = T^*_{n-1} - \frac{\sin(\alpha'^*_{n-2} - r^*_{n-2})}{c^*_{n-2}} \cdot x'_{n-1}$$

(Bei den Winkeln $\alpha_{(n-k)1}$ bzw. $\alpha'_{(n-k)1}$ verzichten wir auf Doppelindizes und schreiben einfachheitshalber α_{n-k}.)

Für die feste Abszisse $\zeta_{n-1} = \overline{S_{n-1}A_{n-1}} > 0$ ist die Laufzeit in A_{n-1}

$$\Psi^*_{n-1} = t(S_{n-1}, B'_{n-2}, \dots B'_1) - \frac{\overline{B'_1A_1}}{c^*_o} + t(A_1, A_2, \dots A_{n-1}), \quad \text{bzw. für } \zeta'_{n-1} = \overline{S_{n-1}A'_{n-1}} > 0 \text{ in } A'_{n-1}$$

$$\Psi'^*_{n-1} = t(S_{n-1}, B_{n-2}, \dots B_1) - \frac{\overline{B_1A'_1}}{c^*_o} + t(A'_1, A'_2, \dots A'_{n-1})$$

Anderseits ist gemäss (11)

$$(12)\quad \Psi^*_{n-1} = T^*_{n-1} - \frac{\sin(\alpha^*_{n-2} + r^*_{n-2})}{c^*_{n-2}} \zeta_{n-1}$$

$$\Psi'^*_{n-1} = T^*_{n-1} - \frac{\sin(\alpha'^*_{n-2} - r^*_{n-2})}{c^*_{n-2}} \zeta'_{n-1}$$

Nun betrachten wir F_n als Messfläche (Schuss in S_n). Beachtet man, dass die von S_n und S_{n-1} ausgehenden Strahlen parallel verlaufen, so erhält man:

$$T_n = \Psi^*_{n-1} + \Psi'^*_{n-1} - T^*_{n-1} + \frac{a^*_{n-1} + a'^*_{n-1}}{c^*_{n-1}} \quad \text{oder}$$

$$T_n = T^*_{n-1} + \frac{a^*_{n-1} + a'^*_{n-1}}{c^*_{n-1}} - \frac{\sin(\alpha^*_{n-2} + r^*_{n-2})}{c^*_{n-2}} \cdot \zeta_{n-1} - \frac{\sin(\alpha'^*_{n-2} - r^*_{n-2})}{c^*_{n-2}} \cdot \zeta'_{n-1}$$

Nach dem Brechungsgesetz gilt:

$$\frac{\sin(\alpha^*_{n-2} + r^*_{n-2})}{c^*_{n-2}} = \frac{\sin^* \alpha_{n-1}}{c^*_{n-1}} \quad \text{und} \quad \frac{\sin(\alpha'^*_{n-2} - r^*_{n-2})}{c^*_{n-2}} = \frac{\sin \alpha'^*_{n-1}}{c^*_{n-1}} \text{. Damit ist}$$

$$(13)\quad T_n - T^*_{n-1} = \frac{a^*_{n-1} + a'^*_{n-1}}{c^*_{n-1}} - \frac{\sin \alpha^*_{n-1}}{c^*_{n-1}} \zeta_{n-1} - \frac{\sin \alpha'^*_{n-1}}{c^*_{n-1}} \zeta'_{n-1}$$

Weiter gelten noch die folgenden Beziehungen:

$$\sin \alpha^*_{n-1} = \frac{\zeta_{n-1}}{a^*_{n-1}} \qquad \text{und} \qquad \sin \alpha'^*_{n-1} = \frac{\zeta'_{n-1}}{a'^*_{n-1}} \text{ . So ist}$$

$$T_n - T^*_{n-1} = \frac{a^*_{n-1} + a'^*_{n-1}}{c^*_{n-1}} - \frac{\sin^2\alpha^*_{n-1}}{c^*_{n-1}} a^*_{n-1} - \frac{\sin^2\alpha'^*_{n-1}}{c^*_{n-1}} a'^*_{n-1} \text{ , oder}$$

$$(14) \quad T_n - T^*_{n-1} = \frac{1}{c^*_{n-1}} (a^*_{n-1}\cos^2\alpha^*_{n-1} + a'^*_{n-1}\cos^2\alpha'^*_{n-1})$$

Da aber $\cos\alpha^*_{n-1} = \frac{h^*_{n-1}}{a^*_{n-1}}$ und $\cos\alpha'^*_{n-1} = \frac{h^*_{n-1}}{a'^*_{n-1}}$, ist schliesslich

$$(15) \quad T_n - T^*_{n-1} = \frac{h^*_{n-1}}{c^*_{n-1}} (\cos\alpha^*_{n-1} + \cos\alpha'^*_{n-1})$$

Bilden wir nun der Reihe nach die Differenzen:

$$\begin{array}{rcl}
T^*_3 - T^*_2 & = & \frac{h^*_2}{c^*_2} (\cos\alpha^*_2 + \cos\alpha'^*_2) \\
T^*_4 - T^*_3 & = & \frac{h^*_3}{c^*_3} (\cos\alpha^*_3 + \cos\alpha'^*_3) \\
T^*_5 - T^*_4 & = & \frac{h^*_4}{c^*_4} (\cos\alpha^*_4 + \cos\alpha'^*_4) \\
\vdots \quad \vdots & & \quad \vdots \qquad \vdots \\
T_n - T^*_{n-1} & = & \frac{h^*_{n-1}}{c^*_{n-1}} (\cos\alpha^*_{n-1} + \cos\alpha'^*_{n-1}) \\
\hline
\end{array}$$

$$(16) \quad T_n - T^*_2 = \sum_{k=2}^{n-1} \frac{h^*_k}{c^*_k} (\cos\alpha^*_k + \cos\alpha'^*_k)$$

Setzen wir nun in diese, durch Summation erhaltene Gleichung (16) den entsprechenden Ausdruck (8) für T_2 ein, so erhalten wir nach Umnumerierung (anstelle von c^*_{n-1} steht jetzt c_1, für h^*_{n-1} steht h_1 usw., ferner führen wir für die Winkel nun wiederum die Doppelindizes ein) für T_n die folgende Formel: -

$$(17) \quad T_n = \sum_{k=1}^{n-2} \frac{h_k}{c_k} (\cos\alpha_{k\,n} + \cos\alpha'_{k\,n}) + \frac{2\,h_{n-1}}{c_{n-1}} \cos\alpha_{(n-1)n}$$

T_n lässt sich auch mit Hilfe der lotrechten Mächtigkeiten H_k ausdrücken. (Der Schusspunkt in F^*_{n-1} ist hier nicht mehr S_{n-1}, sondern der untere Endpunkt der Strecke H^*_{n-1}):
Gemäss Fig. 4 gelten die folgenden Beziehungen:

$$a^*_{n-1} : H^*_{n-1} = \cos\varepsilon^*_{n-1} : \cos\alpha^*_{n-1} \; ; \quad a'^*_{n-1} : H^*_{n-1} = \cos\varepsilon^*_{n-1} : \cos\alpha'^*_{n-1}$$

$$a^*_{n-1} = \frac{\cos\varepsilon^*_{n-1}}{\cos\alpha^*_{n-1}} H^*_{n-1} \; ; \quad a'^*_{n-1} = \frac{\cos\varepsilon^*_{n-1}}{\cos\alpha'^*_{n-1}} H^*_{n-1} \,, \text{ ferner}$$

$$\xi_{n-1} : H^*_{n-1} = \sin(\alpha^*_{n-1} - \varepsilon^*_{n-1}) : \cos\alpha^*_{n-1} \; ; \quad \xi'_{n-1} : H^*_{n-1} = \sin(\alpha'^*_{n-1} + \varepsilon^*_{n-1}) : \cos\alpha'^*_{n-1}$$

$$\xi_{n-1} = \frac{\sin(\alpha^*_{n-1} - \varepsilon^*_{n-1})}{\cos\alpha^*_{n-1}} H^*_{n-1} \; ; \quad \xi'_{n-1} = \frac{\sin(\alpha'^*_{n-1} + \varepsilon^*_{n-1})}{\cos\alpha'^*_{n-1}} H^*_{n-1}$$

Damit ist gemäss (13)

$$(18) \quad T_n - T^*_{n-1} = \frac{H^*_{n-1}}{c^*_{n-1}} \left[\frac{\cos\varepsilon^*_{n-1}}{\cos\alpha^*_{n-1}} - \frac{\sin(\alpha^*_{n-1} - \varepsilon^*_{n-1})}{\cos\alpha^*_{n-1}} \sin\alpha^*_{n-1} + \frac{\cos\varepsilon^*_{n-1}}{\cos\alpha'^*_{n-1}} - \frac{\sin(\alpha'^*_{n-1} + \varepsilon^*_{n-1})}{\cos\alpha'^*_{n-1}} \sin\alpha'^*_{n-1} \right]$$

Der Klammerausdruck lässt sich wie folgt vereinfachen:

$$\frac{\cos\varepsilon^*_{n-1}}{\cos\alpha^*_{n-1}} - \operatorname{tg}\alpha^*_{n-1} (\sin\alpha^*_{n-1}\cos\varepsilon^*_{n-1} - \cos\alpha^*_{n-1}\sin\varepsilon^*_{n-1}) =$$

$$= \frac{\cos\varepsilon^*_{n-1}}{\cos\alpha^*_{n-1}} - \frac{\sin^2\alpha^*_{n-1}\cos\varepsilon^*_{n-1}}{\cos\alpha^*_{n-1}} + \sin\varepsilon^*_{n-1}\sin\alpha^*_{n-1} = \cos(\alpha^*_{n-1} - \varepsilon^*_{n-1}) \quad \text{und analog dazu}$$

$$\frac{\cos\varepsilon^*_{n-1}}{\cos\alpha'^*_{n-1}} - \operatorname{tg}\alpha'^*_{n-1}(\sin\alpha'^*_{n-1}\cos\varepsilon^*_{n-1} + \cos\alpha'^*_{n-1}\sin\varepsilon^*_{n-1}) = \cos(\alpha'^*_{n-1} + \varepsilon^*_{n-1})$$

Dies kann in (18) eingesetzt werden, und so erhält man

$$T_n - T^*_{n-1} = \frac{H^*_{n-1}}{c^*_{n-1}} \left[\cos(\alpha^*_{n-1} - \varepsilon^*_{n-1}) + \cos(\alpha'^*_{n-1} + \varepsilon^*_{n-1}) \right]$$

Auf ähnlichem Wege, wie von (15) zu (17) über (16) erhält man nach Umnumerieren

$$(19) \quad T_n = \frac{2 H_{n-1}}{c_{n-1}} \cos\alpha_{(n-1)n} \cos\varepsilon_{n-1} + \sum_{k=1}^{n-2} \frac{H_k}{c_k} \left[\cos(\alpha_{kn} - \varepsilon_k) + \cos(\alpha'_{kn} + \varepsilon_k) \right]$$

/Dieser Ausdruck wurde erstmals 1943 von TUCHEL (in REICH u. ZWERGER, S. 219) angegeben. Betreffend der Ableitung wurde auf eine geplante Publikation hingewiesen, die jedoch nie erschienen ist./

Dieser Ausdruck reduziert sich bei söhliger Lagerung ($\varepsilon_k = 0$, $\alpha_{kn} = \alpha'_{kn}$) auf

$$(20) \quad T_n = 2 \sum_{k=1}^{n-1} \frac{H_k \cdot \cos\alpha_{kn}}{c_k} = \frac{2}{c_n} \sum_{k=1}^{n-1} H_k \cdot \operatorname{cotg}\alpha_{kn}$$

Speziell ist für $n = 2$

$$(21) \quad T_2 = \frac{2 H_1 \cos\alpha_{12}}{c_1} = \frac{2 H_1}{c_1} \sqrt{1 - \left(\frac{c_1}{c_2}\right)^2}$$

Gebräuchlich ist ferner noch die Knickpunktdistanz-Formel (die Knickpunktdistanz x_{12} ist diejenige Entfernung vom Sprengpunkt, für welche $\psi_1 = \psi_2$):

$$(22)\quad H_1 = \frac{x_{12}}{2}\sqrt{\frac{c_2 - c_1}{c_2 + c_1}}$$

In der Praxis verwendet man für grobe Abschätzungen die Faustregel: "Die Tiefe H_1 der Grenzfläche ist etwa ein Drittel der Knickpunktdistanz x_{12}." Dies gilt exakt, wenn $c_1/c_2 = 0,38$ ist, was in der Praxis gelegentlich vorkommt. Eine ähnliche Regel für den Ordinatenabschnitt T_2 gibt es nicht.

Die Knickpunktdistanz-Formel für n söhlig gelagerte Schichten lautet:

$$(23)\quad H_n = \frac{x_{n(n+1)}}{2}\sqrt{\frac{c_{n+1} - c_n}{c_{n+1} + c_n}} - \frac{1}{\sqrt{c_{n+1}^2 - c_n^2}}\sum_{k=1}^{n-1}\frac{H_k}{c_k}\left(c_n\sqrt{c_{n+1}^2 - c_k^2} - c_{n+1}\sqrt{c_n^2 - c_k^2}\right)$$

(bei $x_{n(n+1)}$ ist $\Psi_n = \Psi_{n+1}$).

III. AUSWERTEMETHODEN

In der Literatur existieren verschiedene Methoden, welche auf Grund der eingangs erwähnten Vereinfachungen (siehe S. 1-2) die Auswertung von refraktionsseismischen Messungen ermöglichen. Diese werden nun zusammengestellt.

Sie können im allgemeinen in zwei grosse Gruppen eingeteilt werden:

a. Das zweidimensionale n-Schichtenproblem mit ebenen Grenzflächen
b. Das zweidimensionale Zweischichtenproblem mit beliebig gekrümmter Grenzfläche (gelegentlich auf mehrere Schichten erweitert).

1. DAS ZWEIDIMENSIONALE n-SCHICHTENPROBLEM

Zweck der Auswertung ist, die Lage jener Diskontinuitätsflächen, welche den Untergrund in Schichten mit verschiedenen Frontgeschwindigkeiten unterteilen, relativ zum Schusspunkt zu bestimmen. Dies kann grundsätzlich auf zwei Arten erfolgen: nach Ordinatenabschnitten (T_n) oder nach Knickpunktdistanzen ($x_{n-1,n}$). Beide Grössen sind aus der Laufzeitkurve bestimmbar. Da im verwendeten Massstab zwischen Ψ_{n-1} und Ψ_n meistens "schleifende Schnitte" auftreten, wodurch $x_{n-1,n}$ schlecht definiert wird, ist erfahrungsgemäss die erste Methode in der Regel genauer. Aus diesem Grunde befassen wir uns im folgenden nur mit der Auswertung nach den Ordinatenabschnitten (Zeitabschnitte, intercept times).

A. Methode von TUCHEL (in REICH u. ZWERGER 1943, S. 219)

Die Gleichung der n-ten Laufzeitgeraden im Sinne von (19):

$$(24)\quad \Psi_n = \frac{2H_{n-1}}{c_{n-1}}\cos\alpha_{(n-1)n}\cos\varepsilon_{n-1} + \sum_{k=2}^{n-1}\frac{H_{n-k}}{c_{n-k}}\left\{\cos\left[\alpha_{(n-k)n} + \varepsilon_{n-k}\right] + \cos\left[\alpha'_{(n-k)n} - \varepsilon_{n-k}\right]\right\} + \frac{x}{c_1}\sin(\alpha'_{1n} - \varepsilon_1)$$

Da für $x = 0$ $\psi_n = T_n$ ist, so folgt aus (24):

$$(25)\quad T_n = \frac{2H_{n-1}}{c_{n-1}} \cos\alpha_{(n-1)n} \cos\varepsilon_{n-1} + \sum_{k=2}^{n-1} \frac{H_{n-k}}{c_{n-k}} \left\{ \cos\left[\alpha_{(n-k)n} + \varepsilon_{n-k}\right] + \cos\left[\alpha'_{(n-k)n} - \varepsilon_{n-k}\right] \right\}$$

Bezeichnen wir für $x = \ell$ die Laufzeit mit $\psi_n(\ell)$ (Endzeit, reciprocal time) (siehe auch Fig. 2), so ist gemäss (24) und (25)

$$(26)\quad \psi_n(\ell) = T_n + \frac{\ell}{c_1} \sin(\alpha'_{1n} - \varepsilon_1)$$

Bei $x' = \ell$ hat man den Wert $\psi'_n(\ell)$. Im allgemeinen gilt für jeden Geschwindigkeitsast:

$$(27)\quad \psi_k(\ell) = \psi'_k(\ell)$$

Für die Berechnung der l o t r e c h t e n Mächtigkeiten löst man die Gleichung (21) nach H_{n-1} auf:

$$(28)\quad H_{n-1} = \frac{c_{n-1}}{2\cos\alpha_{(n-1)n} \cos\varepsilon_{n-1}} \left[T_n - \sum_{k=2}^{n-1} \frac{H_{n-k}}{c_{n-k}} \left\{ \cos\left[\alpha_{(n-k)n} + \varepsilon_{n-k}\right] + \cos\left[\alpha'_{(n-k)n} - \varepsilon_{n-k}\right] \right\} \right]$$

Die Beziehungen für die darin vorkommenden Winkel (TUCHEL):

$$(29)\quad \sin(\alpha'_{1n} - \varepsilon_1) = \frac{c_1}{v_n}\,; \qquad \sin(\alpha_{1n} + \varepsilon_1) = \frac{c_1}{v'_n}$$

$$(30)\quad \sin\left[\alpha_{(n-1)n} - \tau_{n-2}\right] = \frac{\sin\alpha'_{(n-2)n}}{\sin\alpha_{(n-2)(n-1)}}\,; \qquad \sin\left[\alpha_{(n-1)n} + \tau_{n-2}\right] = \frac{\sin\alpha_{(n-2)n}}{\sin\alpha_{(n-2)(n-1)}}$$

$$(31)\quad c_n = \frac{c_{n-1}}{\sin\alpha_{(n-1)n}}$$

v_n bzw. v'_n bedeuten die Profilgeschwindigkeiten für Schuss und Gegenschuss.

Nun möchten wir den Rechenvorgang, gestützt auf Formel (28), an einem Beispiel erläutern. Das auszuwertende und in Fig. 5 dargestellte Profil Nr. 5 (vergl. auch Fig. 42) wurde auf der Schotterebene zwischen Turgi und Nussbaumen gemessen.

Zunächst wird die Auslage 1 bis F_4 ausgewertet (horizontaler 4-Schichtenfall).

Auslage 1 (Profillänge: 390 m)

Gleichung (20) kann man schreiben:

$$(32)\quad H_{n-1} = \operatorname{tg}\alpha_{(n-1)n} \left[\frac{c_n T_n}{2} - \sum_{k=1}^{n-2} H_k \cdot \operatorname{cotg}\alpha_{kn} \right]$$

Aus den Laufzeitkurven entnimmt man:

$c_1 = 0{,}47$ m/msec (Meter pro Millisec) $\quad T_2 = 17$ msec $\quad c_2 = 1{,}18$ m/msec

Mit $\sin\alpha_{kn} = \dfrac{c_k}{c_n}$ bekommt man $\alpha_{12} = 23{,}5^\circ$, und damit ist

$$(33)\quad H_1 = \frac{c_2 T_2}{2} \operatorname{tg}\alpha_{12} = 4{,}35 \text{ m}$$

Ferner ist $c_3 = 1{,}46$ m/msec $T_3 = 26{,}5$ msec $\alpha_{13} = 18{,}8^o$ $\alpha_{23} = 53{,}8^o$

(34) $H_2 = (\frac{c_3 T_3}{2} - \frac{H_1}{\mathrm{tg}\,\alpha_{13}})\mathrm{tg}\,\alpha_{23} = 8{,}85$ m

$c_4 = 2{,}50$ m/msec $T_4 = 59{,}5$ msec $\alpha_{14} = 10{,}8^o$ $\alpha_{24} = 28{,}1^o$ $\alpha_{34} = 35{,}8^o$

$$H_3 = (\frac{c_4 T_4}{2} - \frac{H_1}{\mathrm{tg}\,\alpha_{14}} - \frac{H_2}{\mathrm{tg}\,\alpha_{24}})\,\mathrm{tg}\,\alpha_{34} = 35{,}2 \text{ m}$$

Auslage 2 (geneigter 4-Schichtenfall, bis F_3 horizontal; Profillänge: 390 m)

Die Auswertung erfolgt mit Hilfe der Formeln (28) und (29) bis (31).

Mit $c_1 = 0{,}45$ m/msec $T_2 = 20$ msec $c_2 = 1{,}25$ m/msec $\alpha_{12} = 21{,}1^o$ ist gemäss (33) $H_1 = 4{,}8$ m.

Ferner ist $c_3 = 1{,}50$ m/msec (Mittelwert) $T_3 = 27$ msec (Mittelwert) $\alpha_{13} = 17{,}6^o$ $\alpha_{23} = 56{,}3^o$

Damit ist gemäss (34) $H_2 = 7{,}65$ m.

Es ist noch $v_4 = 3{,}10$ m/msec und $v'_4 = 2{,}54$ m/msec (Profilgeschwindigkeiten).

$$\left.\begin{aligned}(\alpha_{34} + \varepsilon_3) &= \arcsin \frac{c_3}{v'_4} = 36{,}1^o \\ (\alpha_{34} - \varepsilon_3) &= \arcsin \frac{c_3}{v_4} = 28{,}9^o\end{aligned}\right\} \text{ daraus } \quad \begin{aligned}\alpha_{34} &= 32{,}5^o \\ \varepsilon_3 &= 3{,}6^o\end{aligned}$$

Damit ist $c_4 = \frac{c_3}{\sin \alpha_{34}} = 2{,}80$ m/msec.

Speziell ist in diesem Fall $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$ (F_2 und F_3 sind horizontal), und es gilt

$$(35) \quad H_3 = \frac{c_3}{2 \cos \alpha_{34} \cos \varepsilon_3}\left[T_4 - \frac{H_1}{c_1}(\cos\alpha_{14} + \cos\alpha'_{14}) - \frac{H_2}{c_2}(\cos\alpha_{24} + \cos\alpha'_{24})\right]$$

Die Winkel erhalten wir aus den Beziehungen

$$(36) \quad \sin\alpha_{14} = \frac{c_1}{v'_4} \quad \text{und} \quad \sin\alpha'_{14} = \frac{c_1}{v_4} \quad (\tau_1 = 0), \quad \text{ferner}$$

$$\sin\alpha_{24} = \frac{\sin\alpha_{14}}{\sin\alpha_{12}}; \quad \sin\alpha'_{24} = \frac{\sin\alpha'_{14}}{\sin\alpha_{12}} \quad (\tau_{12} = 0).$$ So fanden wir

$\alpha_{14} = 10{,}4^o$ $\alpha'_{14} = 8{,}3^o$ $\alpha_{24} = 29{,}5^o$ $\alpha'_{24} = 23{,}6^o$.

Mit $T_4 = 77$ msec erhält man gemäss (35) $H_3 = 40{,}2$ m, und ähnlich wird mit $T'_4 = 54$ msec $H'_3 = 18$ m. Die Neigung ε_3 kann wie folgt kontrolliert werden ($\ell = 390$ m):

$$\frac{H_3 - H'_3}{\ell} = \mathrm{tg}\ 3{,}3^o \sim \mathrm{tg}\ \varepsilon_3.$$

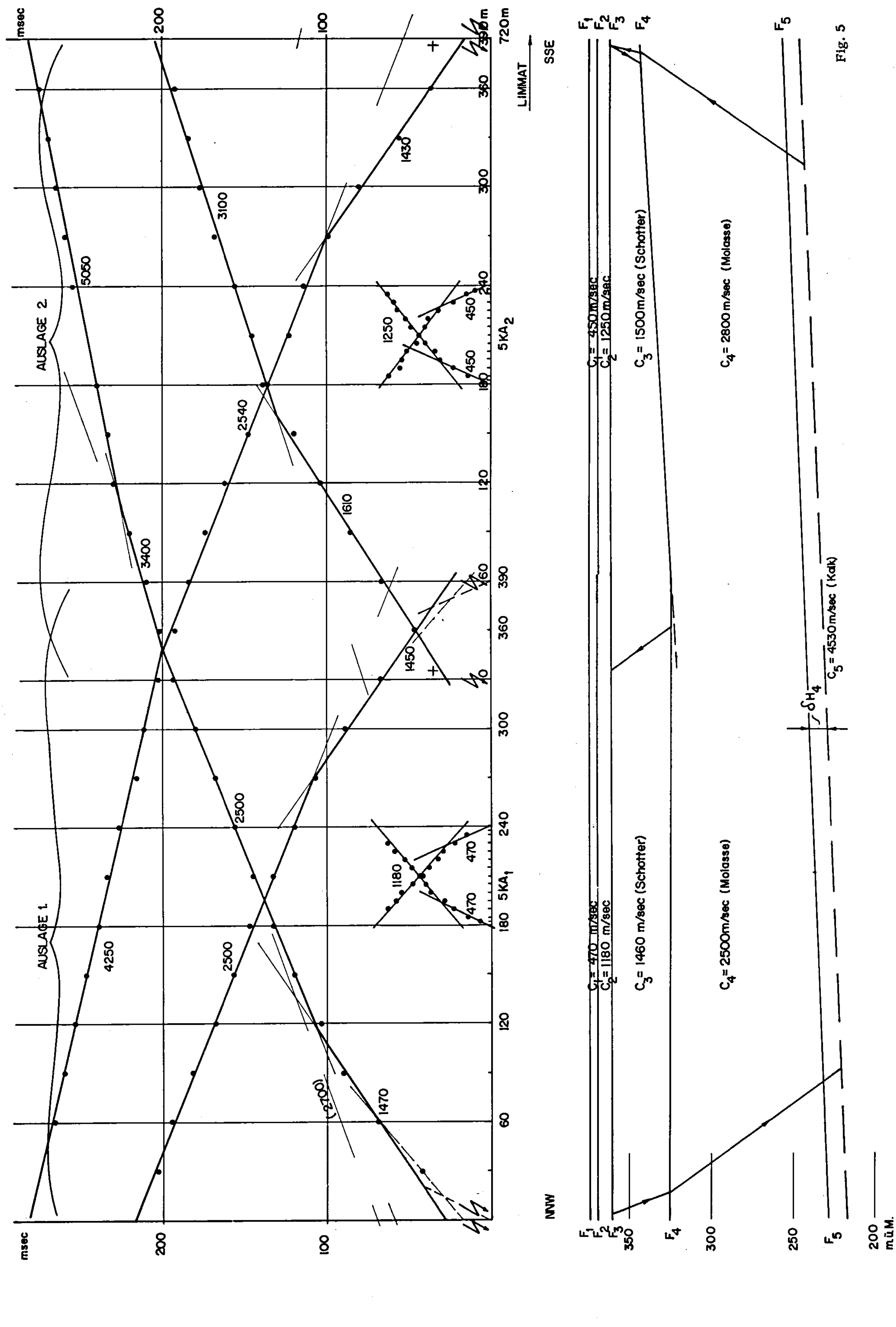

Profil Nr.5
AUSLAGE 1
AUSLAGE 2
msec
200
100
4250
2500
1470
(2700)
1180
470
5KA1
2500
1450
3400
1610
2540
1250
450
5KA2
5050
3100
1430
LIMMAT
SSE
NNW
720m
$C_1 = 470$ m/sec
$C_2 = 1180$ m/sec
$C_3 = 1460$ m/sec (Schotter)
$C_4 = 2500$m/sec (Molasse)
$C_1 = 450$ m/sec
$C_2 = 1250$ m/sec
$C_3 = 1500$m/sec (Schotter)
$C_4 = 2800$ m/sec (Molasse)
$C_5 = 4530$ m/sec (Kalk)
δH_4
F_1
F_2
F_3
F_4
F_5
350
300
250
200
m.ü.M.

Fig. 5

Ferner besteht die Möglichkeit, die erhaltenen Resultate zu kontrollieren, indem man mit Berücksichtigung der a_{kn}-, bzw. a'_{kn}-Werte den Strahlengang zeichnet. Die Summe der Teillaufzeiten (diese seien mit $\Delta\psi_k$ bezeichnet) muss gleich der Endzeit sein. Die Bestimmung der Teillaufzeiten kann graphisch oder numerisch erfolgen: man bestimmt die Längen a_k und a'_k (zwischen F_k und F_{k+1}, siehe Fig. 4), und so ist

(37) $\Delta\psi_k = \frac{a_k + a'_k}{c_k}$. Für die Scheitelstrecke b setzt man

$$\Delta\psi_n = \frac{b}{c_n} \; .$$

Dann sollte

$\psi_n(\ell)$ mit $\frac{b}{c_n} + \sum_{k=1}^{n-1} \frac{a_k + a'_k}{c_k} = \sum_{k=1}^{n} \Delta\psi_k$ übereinstimmen.

Ist die Differenz

(38) $\delta\psi = \psi_n(\ell) - \sum_{k=1}^{n} \Delta\psi_k$ grösser als dies die Zeitmessgenauigkeit zulässt, so kann man wie folgt vorgehen: Die letzte Grenzfläche (F_n) wird parallel verschoben, bis die Differenz $\delta\psi = 0$ wird. (Die Verschiebungsrichtung ergibt sich aus dem vorzeichen von $\delta\psi$.) Aus Gleichung (26) und (25)

$$\frac{\partial\psi_n(\ell)}{\partial H_{n-1}} = \frac{\partial T_n}{\partial H_{n-1}} = \frac{2 \cos\alpha_{(n-1)n} \cos\varepsilon_{n-1}}{c_{n-1}} = \frac{\delta\psi}{\delta H_{n-1}} \; , \text{ daraus}$$

$$\text{(39)} \quad \delta H_{n-1} = \frac{\delta\psi \cdot c_{n-1}}{2 \cos\alpha_{(n-1)n} \cdot \cos\varepsilon_{n-1}}$$

Die Fläche F_n wird demnach um den Betrag δH_{n-1} in vertikaler Richtung verschoben.

Dies ist für die Auslagen 1 und 2 (es würde F_3 betreffen) nicht nötig, da $\delta\psi$ in beiden Fällen unter 2 % von $\psi_n(\ell)$ bleibt. Nun wertet man das ganze Profil (Auslage 1 und 2) aus, Totallänge 720 m . Wie aus Fig. 6 ersichtlich, weist F_4 in der Profilmitte einen Knick auf. Der entsprechend geknickte v_4-Ast in der Laufzeitkurve wird zunächst durch eine Gerade mit $\bar{v}_4 = 2{,}70$ m/msec ersetzt.

Für c_1, c_2, c_3 bzw. H_1 und H_2 verwendet man am besten die Werte der Auslage 1: $c_1 = 0{,}47$ m/msec, $c_2 = 1{,}18$ m/msec, $H_1 = 4{,}35$ m und $H_2 = 8{,}85$ m. Die Annahme von $\bar{v}_4$ hat aber die für die weitere Auswertung notwendigen Hilfsgrössen H^*_3 und H'^*_3 zur Folge. Es treten auch andere Winkel auf, welche ebenfalls mit * bezeichnet werden. Analog zu (35) ist

$$\text{(40)} \quad H^*_3 = \frac{c_3}{2 \cos\alpha^*_{34} \cos\varepsilon^*_3} \left[T_4 - \frac{H_1}{c_1}(\cos\alpha^*_{14} + \cos\alpha'^*_{14}) - \frac{H_2}{c_2}(\cos\alpha^*_{24} + \cos\alpha'^*_{24}) \right]$$

$\bar{v}_4 = 2{,}70$ m/msec, $v'_4 = 2{,}54$ m/msec (beim Gegenschuss gibt es keinen Knick in v'_4).

$$\left.\begin{aligned} (\alpha^*_{34} + \varepsilon^*_3) &= \arcsin \frac{c_3}{v'_4} = 35{,}2^\circ \\ (\alpha^*_{34} - \varepsilon^*_3) &= \arcsin \frac{c_3}{\bar{v}_4} = 32{,}6^\circ \end{aligned}\right\} \text{ daraus } \quad \begin{aligned} \alpha^*_{34} &= 33{,}9^\circ \\ \varepsilon^*_3 &= 1{,}3^\circ \end{aligned}$$

Gemäss (31) erhalten wir

$$c_4^* = \frac{c_3}{\sin\alpha_{34}^*} = 2{,}62 \text{ m/msec}$$

Analog zu (36) erhalten wir die folgenden Grössen

$$\alpha_{14}^* = 10{,}6^\circ \qquad \alpha_{14}'^* = 10{,}0^\circ \qquad \alpha_{24}^* = 27{,}5^\circ \quad \text{und} \quad \alpha_{24}'^* = 25{,}9^\circ$$

Mit $T_4 = 70$ msec ist gemäss (40) $H_3^* = 31{,}0$ m und mit $T_4' = 54$ msec $H_3'^* = 17{,}5$ m

Ferner ist $v_5 = 5{,}05$ m/msec und $v_5' = 4{,}25$ m/msec. Mit diesen Werten und c_3:

$$(\alpha_{35} + \varepsilon_3) = \arcsin\frac{c_3}{v_5'} = 20{,}1^\circ\,; \qquad \alpha_{35} = 18{,}8^\circ$$

$$(\alpha_{35}' - \varepsilon_3) = \arcsin\frac{c_3}{v_5} = 16{,}8^\circ\,; \qquad \alpha_{35}' = 18{,}1^\circ$$

Nach Gleichung (30) ist ferner

$$\left.\begin{aligned}(\alpha_{45} + \tau_{34}) &= \arcsin\frac{\sin\alpha_{35}}{\sin\alpha_{34}} = 36{,}6^\circ\\ (\alpha_{45} - \tau_{34}) &= \arcsin\frac{\sin\alpha_{35}'}{\sin\alpha_{34}} = 34{,}1^\circ\end{aligned}\right\}\ \text{daraus}\quad \begin{aligned}\alpha_{45} &= 35{,}35^\circ\\ \tau_{34} &= +1{,}25^\circ\end{aligned}$$

Damit ist $\varepsilon_4 = \varepsilon_3 + \tau_{34} = 2{,}6^\circ$ und $c_5 = \dfrac{c_4^*}{\sin\alpha_{45}} = 4{,}53$ m/msec. Es ist noch

$$H_4 = \frac{c_4^*}{2\cos\alpha_{45}\cos\varepsilon_4}\Big\{T_5 - \frac{H_1}{c_1}(\cos\alpha_{15} + \cos\alpha_{15}') - \frac{H_2}{c_2}(\cos\alpha_{25} + \cos\alpha_{25}') - \\ - \frac{H_3^*}{c_3}\left[\cos(\alpha_{35} + \varepsilon_3) + \cos(\alpha_{35}' - \varepsilon_3)\right]\Big\}$$

Mit $\alpha_{15} = \arcsin\dfrac{c_1}{v_5'} = 6{,}4^\circ$ $\qquad \alpha_{25} = \arcsin\dfrac{c_2}{v_5'} = 16{,}1^\circ$

$\alpha_{15}' = \arcsin\dfrac{c_1}{v_5} = 5{,}3^\circ$ $\qquad \alpha_{25}' = \arcsin\dfrac{c_2}{v_5} = 13{,}6^\circ$

und schliesslich mit $T_5 = 143$ msec erhält man $H_4 = 111$ m. Ähnlich bekommt man mit $T_5' = 117$ msec $H_4' = 98$ m. Kontrolle für ε_4: mit $\ell = 720$ m

$$\frac{(H_4 + H_3^*) - (H_4' + H_3'^*)}{\ell} = \operatorname{tg} 2{,}3^\circ \sim \operatorname{tg}\varepsilon_4$$

Nun führt man noch die Laufzeitkontrolle durch. Es empfiehlt sich hier, $\Delta\psi_1$ und $\Delta\psi_2$ rechnerisch zu bestimmen, da ihr Anteil an $\psi_n(\ell)$ relativ gross ist. Es ist mit

$$a_1 = \frac{H_1}{\cos\alpha_{15}}\,; \qquad a_1' = \frac{H_1}{\cos\alpha_{15}'}\,; \qquad a_2 = \frac{H_2}{\cos\alpha_{25}}\,; \qquad a_2' = \frac{H_2}{\cos\alpha_{25}'}$$

$$\Delta\psi_1 = \frac{H_1}{c_1}\left(\frac{1}{\cos\alpha_{15}} + \frac{1}{\cos\alpha_{15}'}\right)\,; \qquad \Delta\psi_2 = \frac{H_2}{c_2}\left(\frac{1}{\cos\alpha_{25}} + \frac{1}{\cos\alpha_{25}'}\right)$$

Die übrigen a_k bzw. a_k' bestimmt man graphisch. So fanden wir für $\sum_{k=1}^{5}\Delta\psi_k = 289$ msec gegenüber dem gemessenen $\psi_5(\ell) = 282$ msec (aus der Laufzeitkurve). $\delta\psi$ ist also gemäss (38) -7,0 msec.

Die unterste Grenzfläche F_5 muss nun um den Betrag

$$\delta H_4 = \frac{\delta\psi \cdot c_4}{2 \cos\alpha_{45} \cos\varepsilon_4} = 11 \text{ m}$$ vertikal nach oben verschoben werden.

Die Auswertung eines solchen Profils erfordert also einen beträchtlichen Arbeitsaufwand. Die von SLOTNIK (1950) angegebene Methode ist ebenfalls mit langwieriger Rechnungsarbeit verbunden, sobald $n > 3$. Hier schaffen die Näherungsformeln von WEBER (1960) eine äusserst wirksame Abhilfe.

B. Methode von WEBER (1960)

Um die Arbeitsersparnis zu demonstrieren, sei nun das obige Profil nach dieser Methode nochmals durchgerechnet (Auslagen 1 und 2 gemeinsam):

Aus den Laufzeitkurven entnimmt man die Zeitabschnitte (T_i) in msec

$T_1 = 0 \quad T_2 = 17 \quad T_3 = 27 \quad T_4 = 70 \quad T_5 = 143$,

und die Steilheiten der Laufzeitgeraden mit

(41) $$p_i = \frac{d\psi_i}{dx} = \frac{1}{v_i} \quad \text{und} \quad q_i = \frac{d\psi'_i}{dx'} = \frac{1}{v'_i} \quad \text{in msec/m}$$

	$p_1 = 2,13$ $q_1 = 2,13$	$p_2 = 0,848$ $q_2 = 0,848$	$p_3 = 0,680$ $q_3 = 0,690$	$p_4 = 0,370$ $q_4 = 0,394$	$p_5 = 0,198$ $q_5 = 0,235$
$p_i + q_i$	4,26	1,696	1,370	0,764	0,433
$q_i - p_i$	0	0	+0,010	+0,024	+0,037

Die Frontgeschwindigkeiten können nach

(42) $$c_i \cong \frac{2}{p_i + q_i}$$

in m/msec berechnet werden:

$c_1 = 0,47 \quad c_2 = 1,18 \quad c_3 = 1,46 \quad c_4 = 2,62 \quad c_5 = 4,63$

Dann bestimmt man gemäss

(43) $$R_{\ell m} = \sqrt{(p_\ell + q_\ell)^2 - (p_m + q_m)^2}$$ die folgenden Grössen in msec/m:

$R_{12} = 3,91 \quad R_{23} = 1,00 \quad R_{34} = 1,139 \quad R_{45} = 0,643$

$R_{13} = 4,04 \quad R_{24} = 1,42 \quad R_{35} = 1,30$

$R_{14} = 4,20 \quad R_{25} = 1.74$

$R_{15} = 4,25$

Die senkrechten Mächtigkeiten:

(44) $$h_i \cong \frac{T_{i+1} - \sum_{k=1}^{i-1} h_k R_{k,\,i+1}}{R_{i,\,i+1}}$$

(h_i steht senkrecht auf der Grenzfläche F_{i+1} zwischen den Schichten mit den Frontgeschwindigkeiten c_i und c_{i+1}.)

$$h_1 = \frac{T_2}{R_{12}} = 4{,}35 \text{ m}$$

$$h_2 = \frac{T_3 - h_1R_{13}}{R_{23}} = 9{,}4 \text{ m}$$

$$h_3 = \frac{T_4 - (h_1R_{14} + h_2R_{24})}{R_{34}} = 33{,}9 \text{ m}$$

$$h_4 = \frac{T_5 - (h_1R_{15} + h_2R_{25} + h_3R_{35})}{R_{45}} = 101 \text{ m}$$

Die relativen Neigungen der Grenzflächen (τ_i):

$$(45) \quad \operatorname{tg} \tau_i = \frac{(q_{i+1} - p_{i+1}) - \sum_{k=1}^{i-1} \sin \tau_k \cdot R_{k,\, i+1}}{R_{i,i+1}}, \quad \text{damit}$$

$$\operatorname{tg}\tau_1 = 0, \quad \text{da } (q_1 - p_1) = 0$$

$$\operatorname{tg}\tau_2 = 0, \quad \text{da } (q_2 - p_2) = 0$$

$$\operatorname{tg}\tau_3 = \frac{q_4 - p_4}{R_{34}} = 0{,}021 \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad \tau_3 = 1^\circ 25' \qquad \varepsilon_3 = 1^\circ 25'$$

$$\operatorname{tg}\tau_4 = \frac{(q_5 - p_5) - \sin\tau_3 \cdot R_{35}}{R_{45}} = 0{,}0158 \ \ldots\ldots \ \tau_4 = 1{,}0^\circ \quad \varepsilon_4 = 2^\circ 25'$$

Bei so geringen Neigungen kann angenommen werden, dass die h_i-Werte gleich der lotrechten Mächtigkeiten (H_i) sind, und in der Vertikalen unter dem Sprengpunkt S abgetragen werden können. Sonst rechnet man beim anderen Sprengpunkt S' (Gegenschuss) die h'_i-Werte aus (die $R_{\ell,m}$-Werte bleiben gleich); mit h_1 und h'_1 als Radien schlägt man Kreisbögen in S und S', deren gemeinsame Tangente F_2 ergibt; von den Fusspunkten von h_1 und h'_1 auf F_2 aus schlägt man die nächsten Kreisbögen mit h_2 bzw. h'_2, deren Tangente F_3 darstellt, usw. Dabei entsteht die folgende Kontrollbeziehung:

$$(46) \quad \frac{h_i - h'_i}{\ell \prod_{k=1}^{i} \cos \tau_k} = \operatorname{tg} \tau_i$$

(ℓ bedeutet die Entfernung zwischen den beiden Sprengpunkten S und S'.)

Vergleichen wir die Resultate, die uns die beiden Auswertemethoden (TUCHEL und WEBER) liefern:

Die Frontgeschwindigkeiten

	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5
Nach TUCHEL	0,47	1,18	1,46	2,62	4,53 m/msec
Nach WEBER	0,47	1,18	1,46	2,62	4,63 m/msec

Die Mächtigkeiten und Schichtneigungen

	h_1	h_2	h_3	h_4	ε_3	ε_4
Nach TUCHEL	4,35	8,85	31,6	98 m	$1^\circ 18'$	$2^\circ 36'$
Nach WEBER	4,35	9,04	33,9	101 m	$1^\circ 25'$	$2^\circ 25'$

2. AUSWERTEMETHODEN FÜR GEKRÜMMTE GRENZFLÄCHEN

Bei diesen Methoden wird angenommen, die Laufzeitkurve gehöre zu einer, relativ komplizierten Grenzfläche. Die diskreten gemessenen Laufzeiten werden mit Ausnahme der Methode von WEBER einzeln behandelt.

Dazu gibt es eine recht umfangreiche Literatur. Alle Methoden arbeiten stillschweigend mit geführten Strahlenlinien. Eine Theorie dieser Linien wurde erstmals von WEBER (1960) aufgestellt.

A. Methode von GARDNER (1939)

In Fig. 6 sei F_1 die horizontale, ebene Messfläche, ferner SP_1P_2S' der wahre Strahlengang, die entsprechende Laufzeit $\psi = t(SP_1P_2S')$. Wenn wir annehmen, dass die Grenzflächen F_2 bis F_{n-1} in der Umgebung der Strahlen horizontal sind, so würde sich der Strahlengang $SP_1^*P_2^*S'$ einstellen, und hier wäre $\psi^* = t(SP_1^*P_2^*S')$.

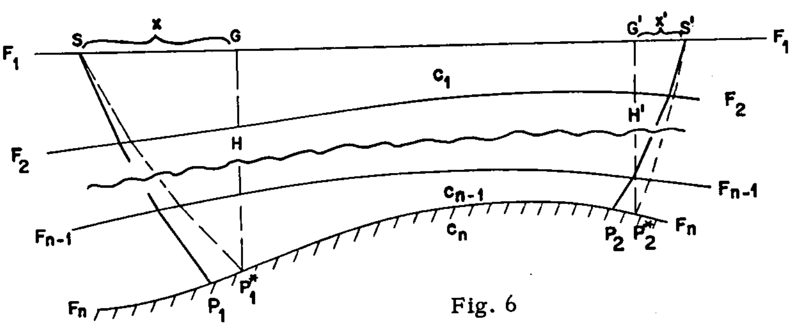


Fig. 6

Im weiteren wird ψ^* statt ψ benutzt. Demzufolge ist $\psi \cong t(SP_1^*) + t(P_1^*P_2^*) + t(P_2^*S')$. Ferner wird angenommen: der Strahl folge der Grenzfläche F_n zwischen den Punkten P_1^* und P_2^* mit der Geschwindigkeit c_n des untersten Mediums (marker speed), und dieser Laufzeitanteil entlang der Scheitelstrecke sei

$$t(P_1^*P_2^*) = \frac{P_1^*P_2^*}{c_n} \cong \frac{\overline{SS'} - (x + x')}{c_n}$$

Damit ist $$\psi = t(SP_1^*) + \frac{\overline{SS'} - (x + x')}{c_n} + t(P_2^*S') \text{ , oder}$$

$$(47) \quad \psi = \left[t(SP_1^*) - \frac{x}{c_n}\right] + \left[t(P_2^*S') - \frac{x'}{c_n}\right] + \frac{\overline{SS'}}{c_n} = \tau_G + \tau'_G + \frac{\overline{SS'}}{c_n}$$

Die Verzögerungszeiten in G und G' sind wie folgt definiert:

$$\tau_G = \left[t(SP_1^*) - \frac{x}{c_n}\right] \quad \text{und} \quad \tau_{G'} = \left[t(P_2^*S') - \frac{x}{c_n}\right]$$ ("delay time" in G bzw. G'). Ferner ist

$$(48) \quad T = \psi - \frac{\overline{SS'}}{c_n}$$ der Zeitabschnitt (intercept time).

Nach (47) und (48) ist

$$(49) \quad T = \tau_G + \tau_{G'}$$

Allgemein: mit

$$\sin\alpha_k = \frac{c_k}{c_n}$$

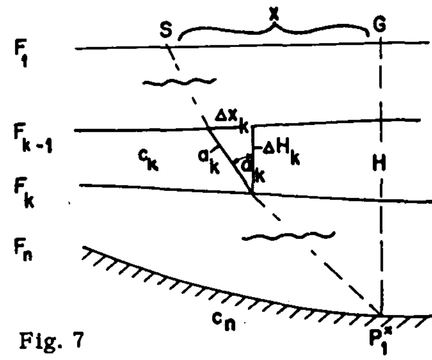


Fig. 7

$$(50)\quad \Delta H_k = a_k \cos\alpha_k$$

$$(51)\quad \Delta x_k = \Delta H_k \operatorname{tg}\alpha_k$$

$$\Delta\tau_G = \frac{a_k}{c_k} - \frac{\Delta x_k}{c_n}$$

Aus (50) und (51): $\Delta\tau_G = \dfrac{\Delta H_k \cos\alpha_k}{c_k}$, und

$$(52)\quad \left.\begin{aligned} \tau_G &= \sum_{k=1}^{n} \frac{\Delta H_k \cos\alpha_k}{c_k} \\ H &= \sum_{k=1}^{n} \Delta H_k \end{aligned}\right\} \text{ und } \quad x = \sum_{k=1}^{n} \Delta x_k = \sum_{k=1}^{n} \Delta H_k \operatorname{tg}\alpha_k$$

Aus (52) erfolgt schrittweise die Ermittlung der Grenzflächen, vorausgesetzt, dass τ_G bekannt ist. GARDNER zeigt, wie diese Grösse mit Hilfe von (49), ferner mit einer flächenhaften Messanordnung bestimmt werden kann.

B. Methode von BARTHELMES (1946)

Betrachten wir zwei Geophone in einer Auslage (G_1 und G_2). Mit Δx sei der Abstand zwischen G_1 und G_2 bezeichnet. Der Abstand zwischen dem Sprengpunkt und G_1 sei grösser als die Knickpunktdistanz.

Die gemessene Laufzeitdifferenz $\Delta\psi = (\psi_{G_1} - \psi_{G_2})$ ist bedingt durch:

a. die Entfernung Δx zwischen G_1 und G_2, diesen Anteil in $\Delta\psi$ wollen wir mit t_x bezeichnen;
b. Mächtigkeitsänderungen der Deckschicht, ihre Wirkung sei t_H;
c. Vorhandensein der Oberflächenschicht (t_w), Höhendifferenzen (t_d).

Die beiden letzten Anteile fasst man in eine Korrektur zusammen, und so ist die auf die Bezugsfläche reduzierte Laufzeit in G: $\psi_{G\,red} = \psi_G - (t_w + t_d)$.

Bestimmung von t_w und t_d (vergl. auch (35).):

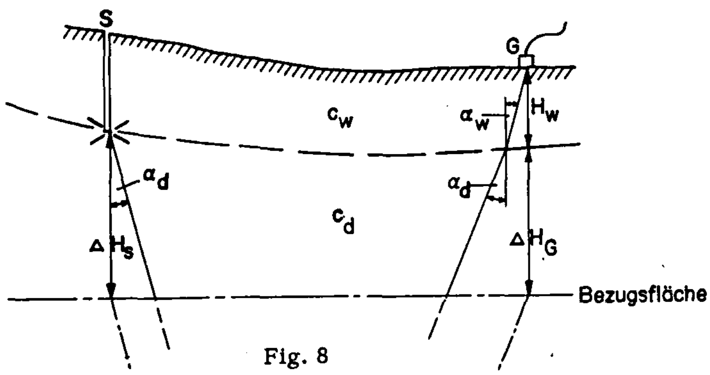


Fig. 8

$$t_w = \frac{H_w \cos\alpha_w}{c_w}$$

$$t_d = (\Delta H_G + \Delta H_S)\frac{\cos\alpha_d}{c_d}$$

Sind alle gemessenen Laufzeiten auf diese Weise auf ein gemeinsames Bezugsniveau reduziert, so gilt

$$\psi_{G_2\,red} = \psi_{G_1\,red} + t_x + t_H, \quad \text{oder} \quad \psi_{G_2\,red} - \psi_{G_1\,red} = \Delta\psi = t_x + t_H.$$

Für horizontale Grenzfläche gilt:

$\Delta\psi = t_x = \frac{\Delta x}{c_n}$, für geneigte Grenzflächen tritt je nach Neigungsrichtung (steigendes oder fallendes Schiessen) der "Neigungseffekt"

$t_{H'} = \Delta\psi - t_x$ auf, wobei $\Delta\psi \underset{\text{fallend}}{\overset{\text{steigend}}{\lesseqgtr}} t_x$ ist.

Gang der Auswertung:

Die gemessenen Laufzeiten werden mit t_w und t_d korrigiert. Aus Laufzeiten bei benachbarten Geophonen bestimmt man die $\Delta\psi$-Werte. Jetzt werden nach

$$t_H = \Delta\psi - \frac{\Delta x}{c_n}$$

die t_H-Werte berechnet, und in Funktion von x (Entfernung vom Sprengpunkt) aufgetragen (Fig. 9):

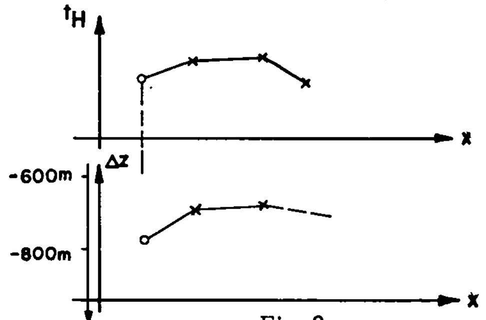


Fig. 9

Die t_H-Schritte werden mit dem Umwandlungsfaktor k (time-depth conversion factor) in Δz-Schritte transformiert und von einem Punkt aus, wo die Tiefe der gesuchten Grenzfläche bekannt ist (aus einer Bohrung z.B.), systematisch abgetragen.

Für die Bestimmung von k gelten die folgenden Beziehungen (siehe Fig. 10):

Wäre die Grenzfläche zwischen P_1 und P_2 horizontal, so würde

$t_x = \frac{\Delta X}{c_2}$ sein. In einem Fall, wie in Fig. 10 gilt jedoch

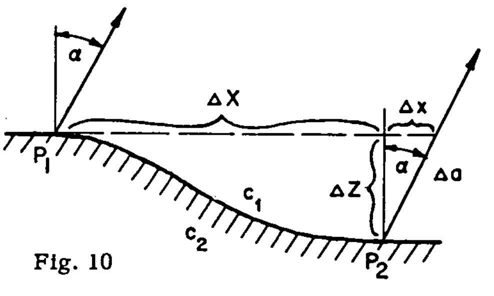


Fig. 10

$$\sin\alpha = \frac{c_1}{c_2}$$

$$\Delta Z = \Delta a \cos\alpha \qquad \text{daraus}$$

$$t_H = \frac{\Delta a}{c_1} - \frac{\Delta x}{c_2}$$

$$\Delta Z = \frac{c_1}{\cos\alpha} \cdot t_H = kt_H; \quad k = \frac{c_1}{\cos\alpha}$$

(k ist der Umwandlungsfaktor, c_1 die Geschwindigkeit in der Decksicht.)

Die Methode setzt stillschweigend voraus, dass der Strahl der Grenzfläche entlang geht, welche bei der Austrittstelle des Strahles horizontal ist; ferner muss die Tiefe der Grenzfläche in einem Punkt bekannt sein. Es wird ebenfalls angenommen, dass keine laterale Variation der Geschwindigkeit vorliegt (ansonst würde man die daraus herrührenden Zeitdifferenzen als Neigungen interpretieren).

Die Grösse von k (i.a. 5-7 m/msec) ist bei gegebener Zeitmessgenauigkeit ein Mass für die Genauigkeit der Tiefenbestimmung.

Als Feldmethode gegenüber dem Profilschiessen, welches relativ teuer ist (2 Schüsse pro Auslage, enthält dafür mehr Information) empfiehlt BARTHELMES das Seitwärtsschiessen (boardside-shooting):

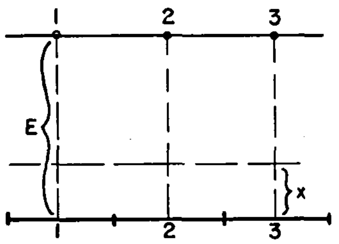


Fig. 11

Aus einem Profil erhält man die jeweils für ein Gebiet optimale Sprengpunkt-Geophon-Entfernung E, in dieser Entfernung wird dann eine senkrechte Auslage erstellt (siehe Fig. 11, welche die Messanordnung im Grundriss zeigt). Die berechneten Tiefen werden nicht bei $\frac{E}{2}$, sondern bei

$$x = \sum \Delta x_i = \sum \Delta z_i \, tg\alpha_i \quad \text{aufgetragen.}$$

Diese Methode ist billiger als das Profilschiessen, weil hier nur ein Schuss pro Auslage benötigt wird. Die gleichen Vorteile bietet das sog. Kreisbogenschiessen (arc shooting, Fig. 12). Hier wird jedes Geophon in der optimalen Entfernung E, d.h. auf einem Kreisbogen, aufgestellt. Dann ist

$$t_x = 0, \quad \text{d.h.} \quad \Delta z = \Delta\psi \frac{c_1}{\cos\alpha}$$

Diese Methode ist vor allem in Gebieten vorteilhaft, wo man aus irgendeinem Grund (z.B. wegen Schwierigkeiten beim Bohren der Sprenglöcher) mit möglichst wenig Schüssen auskommen sollte. (Dafür müssen unbeschränkte Aufstellungsmöglichkeiten vorhanden sein.)

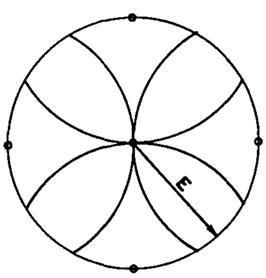


Fig. 12

C. Methode von HARRIS und PEABODY (1946)

In der Entfernung x vom Sprengpunkt wird die Laufzeit ψ gemessen. Setzt man voraus, dass die Mächtigkeit H der Deckschicht längs des Profils mehr oder weniger konstant ist, so kann H wie folgt berechnet werden (siehe Fig. 13):

$$\psi = \frac{2H}{c_1 \cos\alpha} + \frac{x - 2H tg\alpha}{c_2}$$

$$c_2\psi - x = 2H\left(\frac{c_2}{c_1\cos\alpha} - tg\alpha\right) = 2H\left(\frac{1}{\sin\alpha\cos\alpha} - \frac{\sin\alpha}{\cos\alpha}\right) = 2H ctg\alpha, \quad \text{daraus}$$

$$H = \frac{1}{2} tg\alpha(\psi c_2 - x) \qquad \left(\text{hier ist } \sin\alpha = \frac{c_1}{c_2}\right),$$

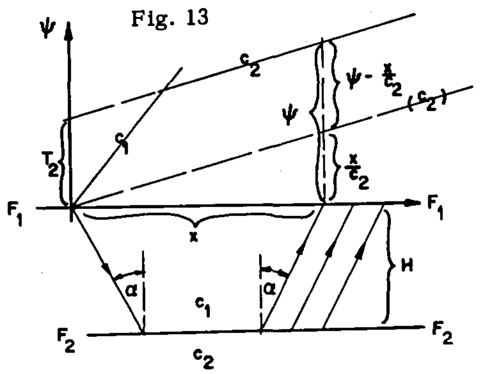
hier bedeutet c_2 die Geschwindigkeit unter der Grenzfläche in der Tiefe H, und c_1 ist die mittlere Geschwindigkeit der Deckschicht. Dabei muss natürlich $x > x_{12}$ sein. Bei dieser Methode ist es wiederum vorteilhaft, "seitwärts" zu schiessen. Die berechneten Tiefen können in der Mitte zwischen Schusspunkt und Auslage abgetragen werden.

Die bis hieher behandelten Methoden (GARDNER, BARTHELMES, HARRIS u. PEABODY) sind für Laufzeiten ausgearbeitet worden, welche meistens in einer flächenhaften Messanordnung bestimmt wurden. Nun wollen wir neuere Lösungen betrachten, welche der durch die rasche Entwicklung der instrumentellen Seismik (vorallem Elektronik) geschaffenen neuen Registriermöglichkeiten (Mehrkanalapparaturen, für welche man eine gerade Auslage erstellt) voll Rechnung trägt.

D. Methode von WYROBEK (1956)

Diese Methode benützt die Verzögerungszeiten und Zeitabschnitte.

1. Verzögerungszeit τ und Zeitabschnitt T für den horizontalen Zweischichtenfall



Ist in Fig. 13 H = 0, so ist die Laufzeit

$$\psi_0 = \frac{x}{c_2}$$ (x bedeutet die Schusspunkt-Geophon-Distanz)

Falls $H > 0$ (Deckschicht mit der Geschwindigkeit c_1) ist für $x > x_{12}$ die Laufzeit ψ um τ grösser als ψ_0, oder

$$\tau = \psi - \psi_0 = \psi - \frac{x}{c_2}$$

Für $\varepsilon = 0$ ist mit $\sin\alpha = \frac{c_1}{c_2}$ / den Zeitabschnitt T_2 (siehe Fig. 13) bezeichnen wir hier einfachheitshalber mit T /

$$\psi - \frac{x}{c_2} = \text{konst} = T = \frac{2H}{c_2 \operatorname{tg}\alpha}\text{, daraus}$$

$$H = \frac{1}{2}\left(\psi - \frac{x}{c_2}\right) c_2 \operatorname{tg}\alpha = \frac{1}{2}\tau f$$ (τ: Verzögerungszeit, f: Umwandlungsfaktor, analog zu

(53) $$H = \frac{1}{2}\psi_{min}\bar{c}$$ in der Reflexionsseismik, wo $\bar{c}$ die mittlere Geschwindigkeit bedeutet.

Mit anderen Worten: für horizontale Schichtgrenze ist τ = konstant entlang der ganzen Auslage = T.

2. Verzögerungszeit τ und Zeitabschnitt T für den geneigten Zweischichtenfall

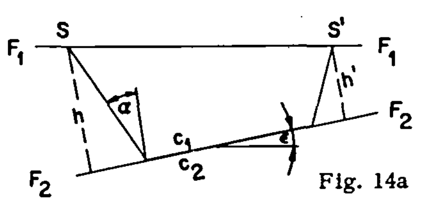


Fig. 14a

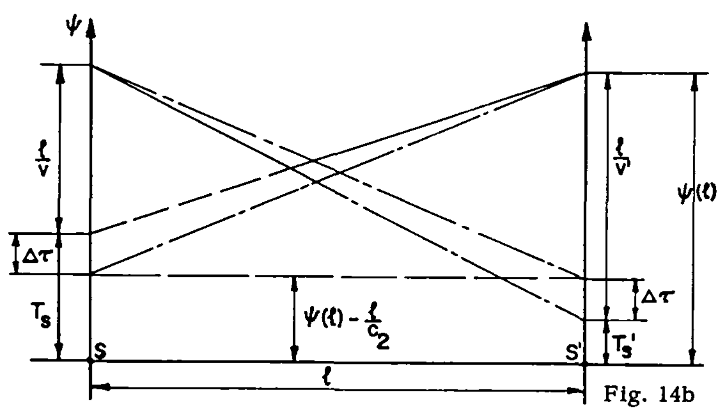


Fig. 14b

Hier gelten

(54) $$\psi(\ell) - \frac{\ell}{c_2} = \frac{2}{c_1} h \cos\alpha - \ell\left(\frac{1}{c_2} - \frac{1}{v}\right)$$ (steigendes Schiessen)

(55) $$\psi(\ell) - \frac{\ell}{c_2} = \frac{2}{c_1} h \cos\alpha + \ell\left(\frac{1}{v'} - \frac{1}{c_2}\right)$$ (fallendes Schiessen)

Für c_2 gilt

$$\frac{2}{c_2} = \frac{1}{\cos \varepsilon}\left(\frac{1}{v} + \frac{1}{v'}\right) \qquad (\varepsilon \text{ ist der Neigungswinkel von } F_2)$$

Für kleine ε -Werte ist jedoch

$$\frac{2}{c_2} \cong \frac{1}{v} + \frac{1}{v'} \qquad \text{oder} \qquad \frac{1}{v'} - \frac{1}{c_2} \cong \frac{1}{c_2} - \frac{1}{v}$$

d.h. für kleine Neigungen unterscheiden sich die rechten Seiten von (54) und (55) nur in kleinem Betrag $\Delta\tau$:

$$\left.\begin{aligned} \psi(\ell) - \frac{\ell}{c_2} &= T_{s'} + \Delta\tau \\ \psi(\ell) - \frac{\ell}{c_2} &= T_s - \Delta\tau \end{aligned}\right\} \text{ daraus } \qquad \begin{aligned} \psi(\ell) - \frac{\ell}{c_2} &= \frac{1}{2}(T_s + T_{s'}), \quad \text{und} \\ \Delta\tau &= \frac{1}{2}(T_s - T_{s'}) \end{aligned}$$

$$(56) \qquad c_2 \cong \frac{\ell}{\psi(\ell) - \frac{1}{2}(T_s + T_{s'})}$$

Verzögerungszeit - Profil

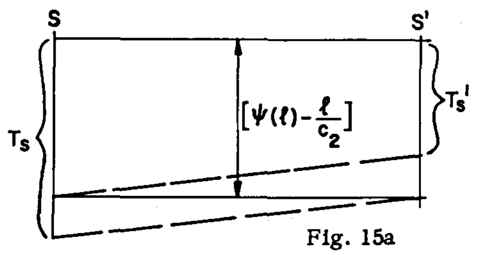


Fig. 15a

Halb-Zeitabschnitt-Profil

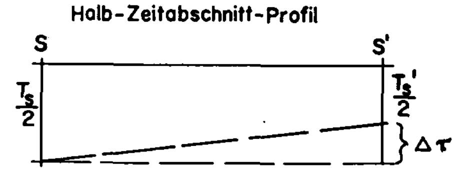


Fig. 15b

Verzögerungszeit- und Halb-Zeitabschnitt-Profile müssen parallel sein, wenn dem ersten das richtige c_2 zu Grunde liegt.

3. Gang der Auswertung:

a. Bestimmung von c_2. *Dies kann gemäss (55) erfolgen. Aus einer fortgesetzten Auslage* (Fig. 16) bestimmt man für jeden Sprengpunkt die Halb-Zeitabschnitt-Werte.

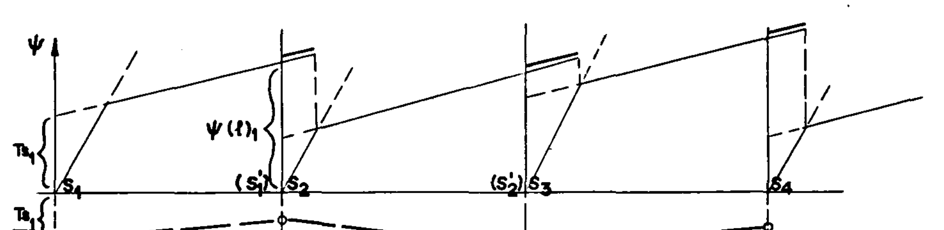


Fig. 16

(Die zweiten Laufzeitgeraden sollten sich in der Ersteinsatzseismik mindestens bis zur nächsten Knickpunktdistanz überlappen.) Beachtet man, dass

$T_{S_2} = T_{S_1'}$, $\quad T_{S_3} = T_{S_2'}$ usw., so kann c_2 jeweils aus $\frac{T}{2}$ -Werten benachbarter Sprengpunkte berechnet werden.

b. Man bildet den Mittelwert $\bar{c}_2$ über das ganze Profil. Mit diesem Wert erhält man gemäss

$$\tau_k = \psi(\ell)_k - \frac{\ell_k}{\bar{c}_2}$$ die Verzögerungszeiten für jede Auslage.

c. Diese werden aufgetragen und zu einem kontinuierlichen Verzögerungszeit-Profil (parallel zur τ-Achse) zusammengeschoben.

d. Unter jedem Schusspunkt wird $\frac{T}{2}$ abgetragen (siehe Fig. 16). Man versucht nun, diese Punkte durch Parallelverschieben in das Verzögerungszeit-Profil zu bringen. Wurde c_2 richtig gewählt, so ist dies möglich. Oft ist noch eine kleine Drehung $(\frac{\Delta x}{\Delta \psi})$ notwendig, womit c_2 korrigiert wird.

e. Das Verzögerungszeit-Profil wird mit dem Faktor f in ein Tiefenprofil umgewandelt, indem man in jedem Messpunkt mit dem Radius

$R_k = \frac{1}{2}\tau_k \cdot f$ /analog zu (53) / Kreisbögen schlägt, deren Umhüllende die gesuchte Grenzfläche darstellt.

WYROBEK zeigt ferner, wie man Halb-Zeitabschnitt-Werte aus den Verzögerungszeiten bestimmen kann:

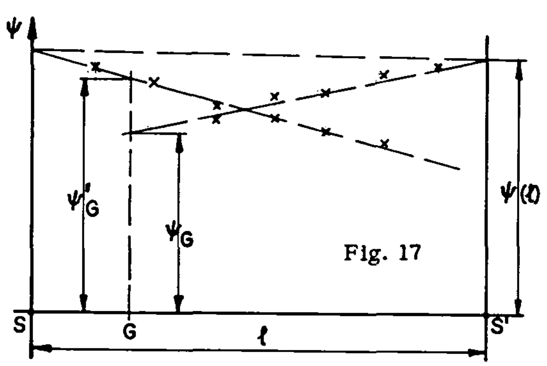


Fig. 17

$$T_G = \psi_G + \psi'_G - \psi(\ell)$$

$$\left.\begin{aligned} a &= \psi_G - \frac{\overline{SG}}{c_2} \\ b &= \psi'_G - \frac{\overline{GS'}}{c_2} \\ c &= -\psi(\ell) + \frac{\ell}{c_2} \end{aligned}\right\}$$ Führen wir diese Abkürzungen ein, so erhalten wir:

$$T_G = a + b - c$$

Wurde das Profil konsequent von beiden Seiten geschossen (Fig. 18, Schusspunkte S_1, $S_2 \ldots S_5$), so kann man die einzelnen dazugehörenden Verzögerungszeit-Segmente (s_1, $s_2 \ldots s_5$ bzw. s'_1, $s'_2 \ldots s'_5$ für die Gegenschüsse) in ein einziges Profil parallel zur τ-Achse zusammenschieben (in Fig. 18 gestrichelt gezeichnet):

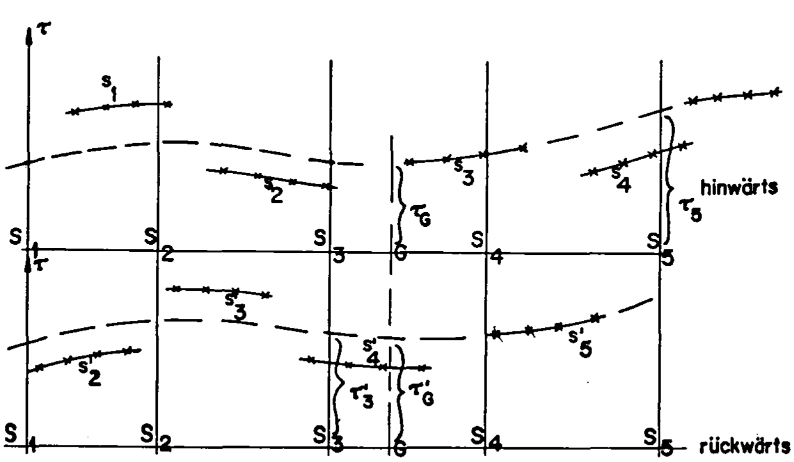


Fig. 18

Wurde für das Zusammenschieben des "Hinwärts"-Verzögerungszeit-Profiles z.B. der Segment s_3 als Ausgangslage gewählt, so erhält man bei S_5 den Wert τ_5. Dann schiebt man die "Rückwärts"-Verzögerungszeit-Segmente so zusammen, dass diesmal s'_5 als Ausgangslage dient. Jetzt muss die in S_3 bestimmbare $\tau_3 = \tau'_5 = \hat{\tau}$ sein (Kontrolle).

Für jeden Punkt G des Profils (zwischen S_1 und S_5) gilt demnach:

$$(57)\quad \frac{1}{2}T_G = \frac{1}{2}(\tau_G + \tau'_G - \hat{\tau})$$

Nach WYROBEK funktioniert die Methode nur bis $\varepsilon \leqq 10^0$

4. Erweiterung der Methode für mehrere Schichten

Man wählt im neuen Medium ein Bezugsniveau (in der Tiefe B, siehe Fig. 19). Die aus den Laufzeitkurven gewonnenen Verzögerungszeiten werden folgendermassen korrigiert ($-\delta\tau_G$):

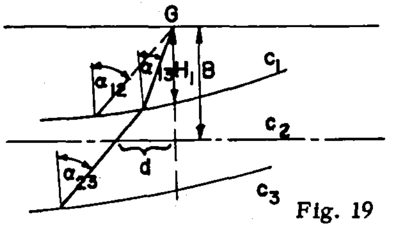


Fig. 19

Verzögerungszeit-Korrektur für den Punkt G:

$$\delta\tau_G = \frac{H_1}{c_3\, tg\alpha_{13}} + \frac{B - H_1}{c_3\, tg\alpha_{23}}$$

Da aber $H_1 = \frac{T}{2} \cdot c_2\, tg\alpha_{12}$

$$\delta\tau_G = \left(\frac{T}{2}\right)_G \frac{\sin(\alpha_{23} - \alpha_{13})}{\cos\alpha_{12} \cdot \sin\alpha_{23}} + \frac{B\cos\alpha_{23}}{c_2} = \alpha\left(\frac{T}{2}\right)_G + \beta$$

α und β sind Konstanten für das ganze Profil. Die auf diese Weise korrigierten Verzögerungszeitwerte (wobei auch die Korrektur beim Sprengpunkt bestimmt wird) werden entweder auf den betreffenden Messpunkt direkt bezogen oder man kann auch die Seitwärtsverschiebung d berücksichtigen.

E. Methode von TARRANT (1956)

Diese ist für den Zweischichtenfall mit kompliziert gebauter Grenzfläche von Vorteil. (Diese Situation trifft man in der Praxis häufig an, z.B. Quartärablagerungen über anstehendem Fels.)

Bestimmt wird der geometrische Ort sämtlicher Emergenzpunkte 0 für einen seismischen Messpunkt (G in Fig. 20) mit den Voraussetzungen:

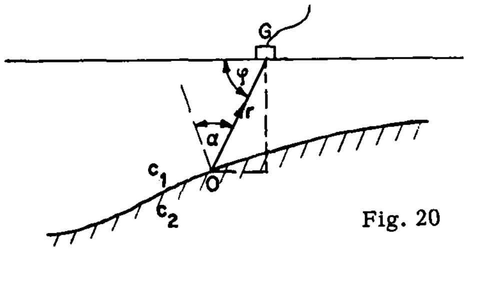


Fig. 20

a. Die Frontgeschwindigkeit c_1 in der Deckschicht ist konstant.

b. Der Strahl verläuft entlang der Grenzfläche mit der Geschwindigkeit c_2 des zweiten Mediums.

τ_G = Verzögerungszeit in G $= \frac{r}{c_1} - \frac{r\cos\varphi}{c_2}$, daraus

$$r = \frac{c_1\tau_G}{1 - \sin\alpha\cos\varphi} \qquad \left(\sin\alpha = \frac{c_1}{c_2}\right)$$

Dies ist die Gleichung einer Ellipse in Polarkoordinaten (r, φ), wobei $c_1\tau_G$ für den Parameter, $\sin\alpha$ für die numerische Exzentrizität steht. Bezeichnet man die Halbachsen mit a und b, so ist

$$c_1\tau_G = \frac{a^2}{b}, \text{ und } \sin\alpha = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}$$

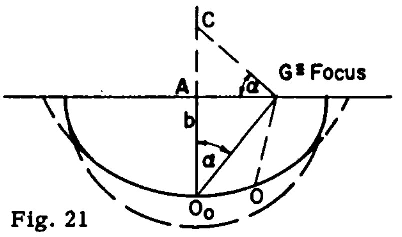


Fig. 21

Damit ist

$$a = \frac{c_1 \tau_G}{\cos^2 a}, \quad \text{und}$$

$$b = c_2 \tau_G \operatorname{tg} a, \quad \text{ferner}$$

$$\overline{AG} = c_2 \tau_G \operatorname{tg}^2 a$$

Variiert man die Neigung der Grenzfläche, und somit auch a, so wandert der Emergenzpunkt auf dem Ellipsenbogen $\widehat{O_oO}$ (in O_o ist der Emergenzpunkt, wenn keine Neigung vorliegt). Für kleine Neigungen kann man in erster Näherung anstatt den Ellipsenbogen einen Kreisbogen mit Krümmungsradius

$$R = \frac{a^2}{b} = \frac{c_1 \tau_G}{\cos^3 a} = c_2 \tau_G (\operatorname{tg} a + \operatorname{tg}^3 a) \quad \text{zeichnen.}$$

Gang der Auswertung:

a. Bestimmung von τ_G nach $\tau_G = \psi - \frac{x}{c_2} - \tau_S$, wobei ψ die Laufzeit in G,
x die Schusspunkt-Geophon-Entfernung,
τ_S die Verzögerungszeit beim Schusspunkt bedeuten.

b. Konstruktion eines Kreisbogens (siehe Fig. 22) von C aus (der Punkt C ist der Schnittpunkt der Senkrechten in $x_G - k\tau_G$ mit der durch den Winkel a bestimmten Richtung) mit dem Radius R:

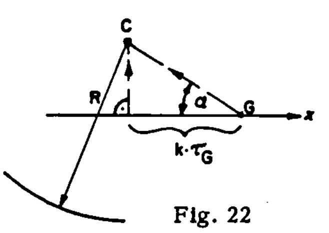


Fig. 22

$$k = c_2 \operatorname{tg}^2 a \quad , \quad \text{und}$$

$$R = \frac{c_1 \tau_G}{\cos^3 a}$$

Der Umhüllende der Kreisbogen ergibt dann die gesuchte Grenzfläche. Bei grösserer Neigung kann der wahre Ellipsenbogen konstruiert werden, indem man mit dem Radius a einen Kreisbogen schlägt und die Ordinaten mit $\cos a$ verkürzt.

Der Fehler, welcher durch die Annahme entsteht, dass der Strahl der geneigten Grenzfläche entlang mit der horizontalen Geschwindigkeit c_2 läuft, lässt sich stark reduzieren, indem man die Resultate von "beiden Seiten her" mittelt. TARRANTS Fehlerbetrachtungen zeigen, dass die Methode bis etwa 35^o Neigung befriedigend genau funktioniert.

F. Methode von HALES (1958)

Mit diesem Verfahren kann man eine beliebig gekrümmte Grenzfläche bestimmen. Dafür werden zunächst die folgenden Vereinfachungen gemacht: Die Strahlen im unteren Medium laufen der Grenzfläche entlang, die Frontgeschwindigkeit c_2 im unteren Medium ist bekannt, und die Neigungen der Grenzfläche entlang sind nur so gross, dass jeweils $\cos \varepsilon \cong 1$ gesetzt werden kann.

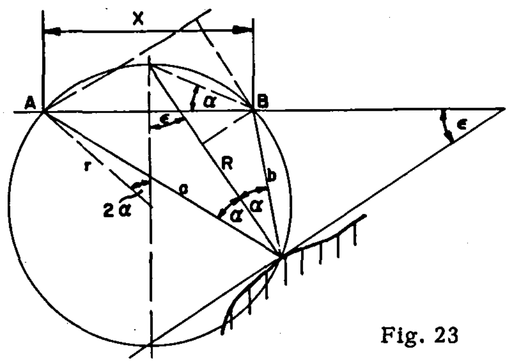


Fig. 23

$$R = 2\,r\cos\varepsilon \qquad r = \frac{X}{2\sin 2\alpha} \qquad \Big\} \; R = X\frac{\cos\varepsilon}{\sin 2\alpha}$$

$$X = \frac{a\sin\alpha + b\sin\alpha}{\cos\varepsilon}$$

$$R = \frac{(a+b)\sin\alpha}{\sin 2\alpha} = \frac{a+b}{2\cos\alpha}$$

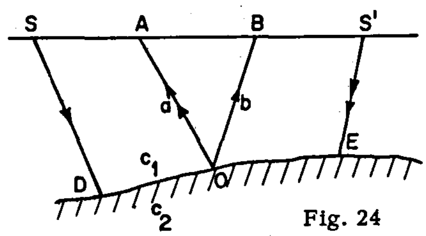


Fig. 24

$$\psi'(A) + \psi(B) = \frac{\overline{SD} + \overline{OA} + \overline{OB} + \overline{ES'}}{c_1} + \frac{\overline{DE}}{c_2}$$

$$\psi'(A) + \psi(B) = \frac{\overline{AO} + \overline{OB}}{c_1} + \underbrace{\frac{\overline{SD} + \overline{ES'}}{c_1} + \frac{\overline{DE}}{c_2}}_{\text{Endzeit, } \psi(\ell)}$$

Sei $\overline{SS'} = \ell$

$$a + b = \overline{AO} + \overline{OB} = c_1\left[\psi'(A) + \psi(B) - \psi(\ell)\right] = c_1\Psi$$

d.h. die Summe der Laufzeiten bei den Geophonen A und B weniger die Endzeit. Damit ist

$$X = \frac{c_1\Psi\sin\alpha}{\cos\varepsilon}\,, \quad \text{oder} \quad \frac{X}{\Psi} = \frac{c_1\sin\alpha}{\cos\varepsilon}\,, \quad \text{und} \quad R = \frac{c_1\Psi}{2\cos\alpha} \qquad \left(\sin\alpha = \frac{c_1}{c_2}\right)$$

Bestimmung von X und Ψ aus der Laufzeitkurve:

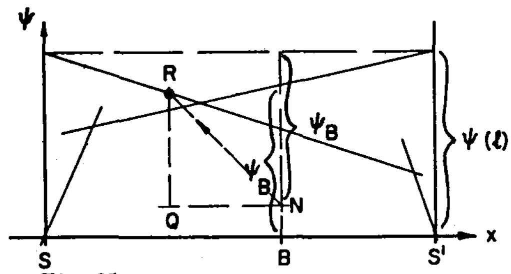


Fig. 25

In der Senkrechten in B (beliebiger Punkt zwischen S und S') wird von der Endzeit aus die Laufzeit ψ_B abgetragen (Punkt N). Von N aus zieht man eine Gerade mit der Neigung

$$\frac{\Delta\psi}{\Delta x} = \frac{c_1\sin\alpha}{\cos\varepsilon}$$ bis zum Schnittpunkt R (siehe Fig. 25).

So erhält man RQ = Ψ und QN = X.

Es ist jedoch praktischer, wenn man die Gegenschuss-Laufzeitkurve um 180^0 dreht, und zwar um die Axe bei halber Endzeit (Fig. 26). So erhält man eine geschlossene Schleife, welche auch bei fortgesetzten Auslagen gezeichnet werden kann, indem man die einzelnen Laufzeitkurven durch Verschieben parallel zur ψ-Achse zusammensetzt. Dabei geht die umgekippte Gegenschuss-Laufzeitkurve durch die (verschobenen) Schusspunkte der Hinwärts-Laufzeitkurve.

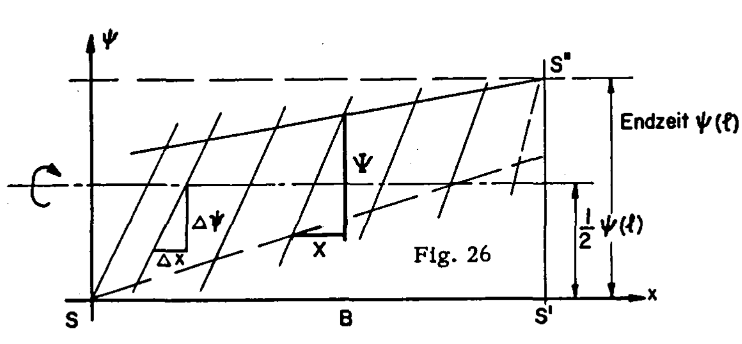


Fig. 26

In diese Schleife zeichnet man eine Schar von parallelen Geraden mit der Neigung

$$\frac{\Delta\Psi}{\Delta x} = c_1 \sin\alpha = \frac{c_1^2}{c_2}$$

(Es wird zunächst $\cos \varepsilon = 1$ gesetzt.) Aus der Zeichnung entnimmt man X und Ψ.

Gang der Kreisbogen-Konstruktion:

Von B aus trägt man $\frac{X}{2}$ ab, hier zieht man eine Senkrechte, welche von B aus mit dem Winkel α geschnitten wird (Punkt C). Von C aus wird mit dem Radius

$$R_B = \frac{c_1}{2\cos\alpha}\Psi_B = \text{Konst.}\,\Psi_B$$

ein Kreisbogen geschlagen. Die Umhüllende dieser Bögen gibt die gesuchte Grenzfläche wieder.

HALES zeigt, dass die Annahme $\cos \varepsilon = 1$ einen geringen Fehler verursacht.

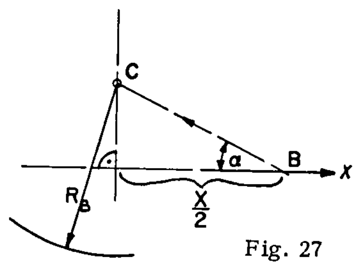


Fig. 27

Erweiterung für den 3-Schichtenfall (Fig. 28)

Man wählt ein Bezugsniveau, welches ständig innerhalb der zweiten Schicht verläuft. Die Strecke AB wird eingezeichnet.

$(\sin\alpha_{13} = \frac{c_1}{v_3})$ β bestimmt man aus der Zeichnung.

Damit ist

$$\sin\delta = \frac{c_2 \sin\beta}{c_1}$$

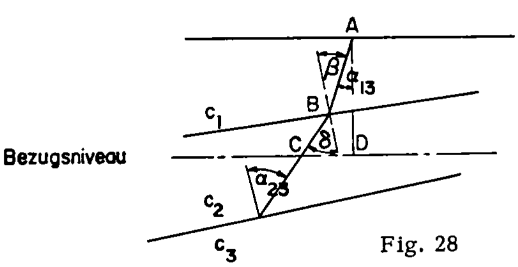


Fig. 28

Jetzt können die Korrekturen für die Laufzeit $(-\left[\frac{\overline{AB}}{c_1} + \frac{\overline{BC}}{c_2}\right])$ und für die Distanz (CD) bestimmt werden.

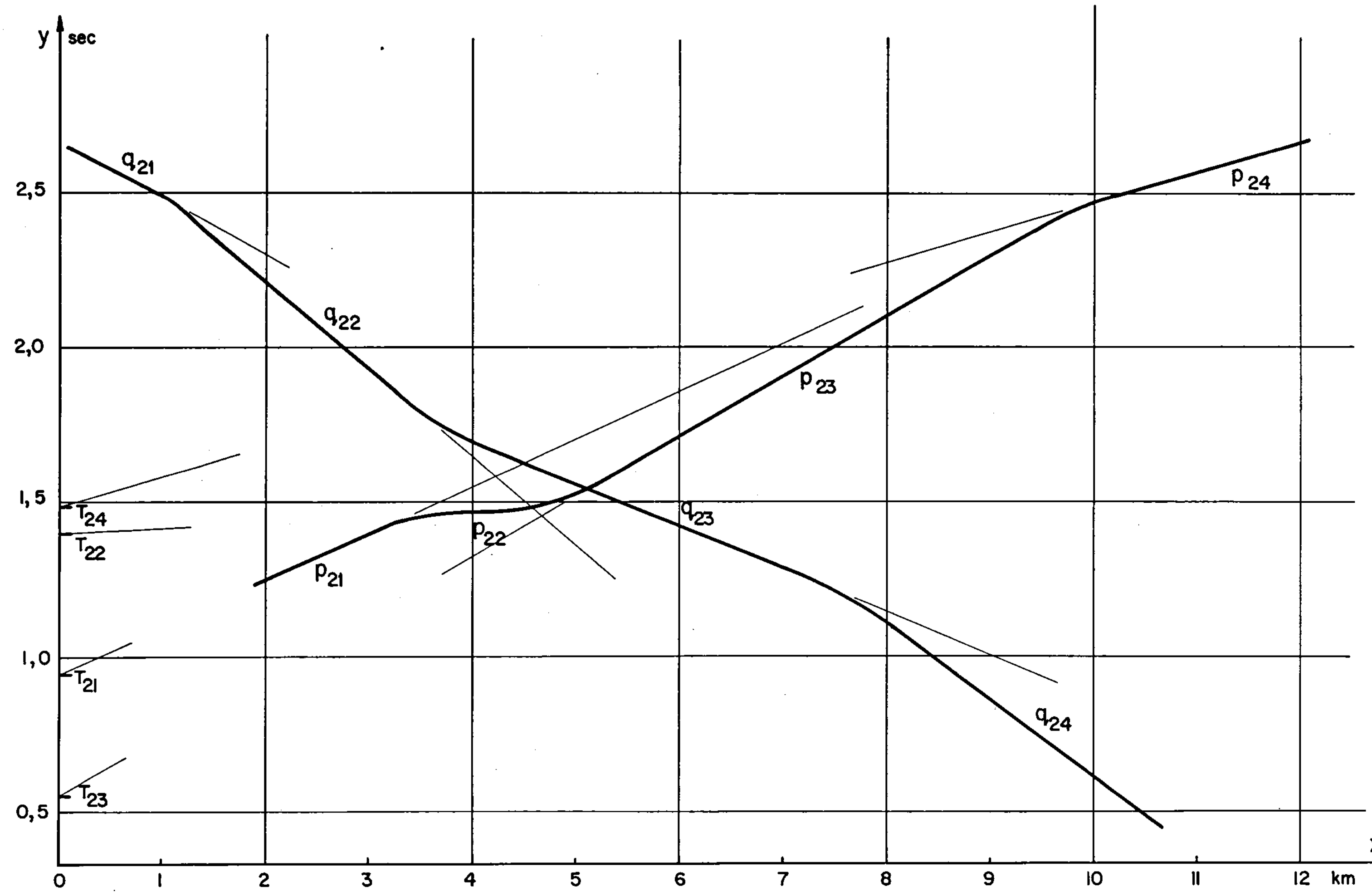
G. Methode von WEBER (1960)

Gegenüber diesen rein graphischen Methoden hat WEBER eine rechnerische Lösung gegeben, welche mit viel weniger Arbeitsaufwand schon eine genügend genaue Approximation ermöglicht. Grundsätzlich kann aber die Genauigkeit der Approximation der Messgenauigkeit angepasst werden.

Zur Illustration sei ein ähnliches Beispiel wie bei HALES (1958) demonstriert. (Da eine genaue Bestimmung der für die Auswertung notwendigen Daten anhand der in HALES (1958) publizierten Figur nicht möglich ist, haben wir eine ähnliche Laufzeitkurve angenommen.) (Fig. 29).

Die Laufzeitkurven werden mit je vier Geradenstücken approximiert. Aus Fig. 29 entnimmt man deren Steilheiten (p_{2k} bzw. q_{2k}) in msec/m, ferner die Zeitabschnitte T_{2k} in msec:

	$T_{21} = 940$ $p_{21} = 0,1540$ $q_{21} = 0,1785$	$T_{22} = 1400$ $p_{22} = 0,0167$ $q_{22} = 0,2820$	$T_{23} = 550$ $p_{23} = 0,192$ $q_{23} = 0,1360$	$T_{24} = 1470$ $p_{24} = 0,0950$ $q_{24} = 0,2560$
$p_{2k} + q_{2k}$	0,3325	0,2987	0,3280	0,3510
$p_{2k} - q_{2k}$	- 0,0254	- 0,2653	+ 0,0560	- 0,1610



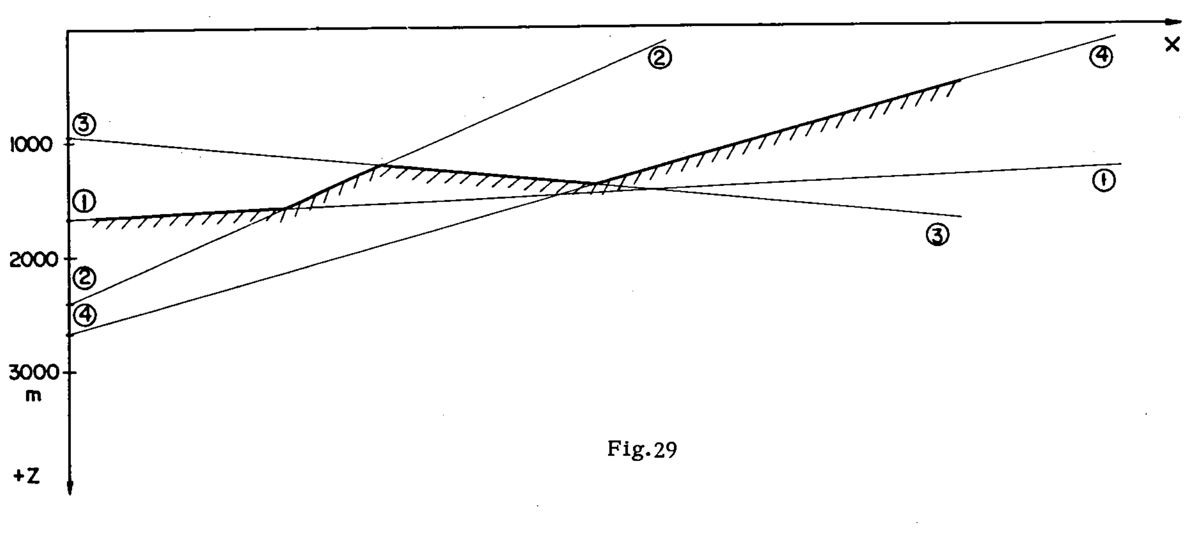


Fig.29

Mit $c_{2k} \cong \dfrac{2}{p_{2k} + q_{2k}}$

$$\begin{cases} c_{21} = 6{,}05 \text{ m/msec} \\ c_{22} = 6{,}68 \text{ m/msec} \\ c_{23} = 6{,}10 \text{ m/msec} \\ c_{24} = 5{,}70 \text{ m/msec} \end{cases}$$

Mittel: $\bar{c}_2 = 6{,}13$ m/msec

(HALES: 6,10 m/msec)

$c_1 = 3{,}048$ m/msec (Annahme, gleich wie bei HALES). Damit $(p_1 + q_1) = 0{,}656$ m/msec

Gemäss $R_{1k} = \sqrt{(p_1 + q_1)^2 - (p_{2k} + q_{2k})^2}$

$R_{11} = 0{,}562$ msec/m $\quad R_{12} = 0{,}584$ msec/m $\quad R_{13} = 0{,}568$ msec/m $\quad R_{14} = 0{,}554$ msec/m

Die Grenzfläche wird nun ebenfalls durch v i e r Geradenstücke approximiert, deren Gleichung gemäss

$$z_k \cong \frac{T_{2k}}{R_{1k}} + \frac{p_{2k} - q_{2k}}{R_{1k}}\, x \qquad \text{lautet:}$$

$$z_1 = \frac{940}{0{,}562} - \frac{0{,}0245}{0{,}562}x = 1670 - \frac{0{,}245}{5{,}62}x$$

$$z_2 = \frac{1400}{0{,}584} - \frac{0{,}2653}{0{,}584}x = 2400 - \frac{2{,}653}{5{,}84}x$$

$$z_3 = \frac{550}{0{,}568} + \frac{0{,}0560}{0{,}568}x = 970 + \frac{0{,}560}{5{,}68}x$$

$$z_4 = \frac{1470}{0{,}554} - \frac{0{,}1610}{0{,}554}x = 2660 - \frac{1{,}61}{5{,}54}x$$

Stellt man diese Geraden graphisch dar (die +z - Achse zeigt nach unten) (Fig. 29), so wird die gesuchte Grenzfläche stückweise durch diese Geraden approximiert.

3. PHASENKORRELATIONSMETHODE VON GAMBURZEW et. al. (1952)

Es ist bekannt, dass mit zunehmender Schusspunkt-Geophon-Entfernung die Qualität des ersten Einsatzes relativ schnell abnimmt. Spätere "Phasen" sind jedoch meistens noch zu finden. In grosser Entfernung kann man unter Umständen auch mit sehr grossen Ladungen keine sicheren ersten Einsätze erzeugen. Spätere Phasen kann man hingegen auch bei Verwendung relativ schwacher Sprengungen auf dem Registrierbogen einer ganzen Auslage verfolgen ("korrelieren").

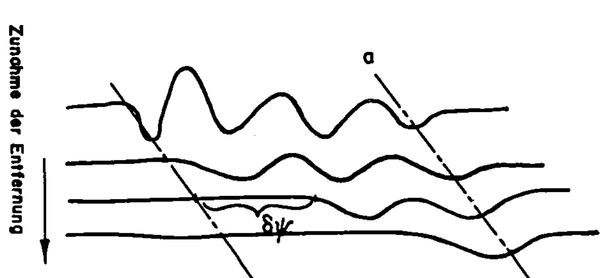


Fig. 30a

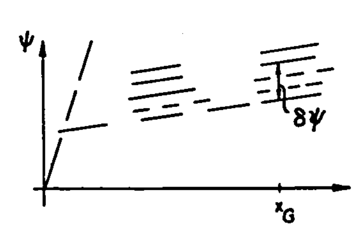


Fig. 30b

Dies ist in Fig. 30a schematisch dargestellt [1]: sie zeigt die Aenderung des Schwingungsbildes mit zunehmender Entfernung vom Schusspunkt. Der erste Einsatz ist bald unauffindbar. Der scheinbar erste Einsatz (auf der dritten Spur z.B., welche einer Registrierentfernung x_G , siehe Fig. 30b, entspricht) kommt um $\delta\psi$ zu spät. Die Tiefenbestimmung ist dann um

$$\delta H = \frac{\delta\psi c_o}{2 \cos\alpha}$$ falsch ($\delta\psi$ ist frequenzabhängig).

Die Methode ist daher in erster Linie in Gebieten, wo Tiefbohrungen vorhanden sind, vorteilhaft anzuwenden.

Die Geophondistanz ist bei dieser Methode nur so gross, dass jede Phase verfolgbar ist. (Schwingungsbilder benachbarter Geophone sind ähnlich.) Als "Phase" wird hier i.a. eine Schwingungsperiode (oder nur eine halbe) betrachtet.

Wichtig ist, dass man nur Phasen gleicher Wellen (refraktierte Longitudinalwellen) korreliert. Deswegen sollten die "Phasenachsen" (diese verbinden auf dem Registrierfilm - oder dementsprechend auf der Laufzeitkurve - jene Zeitpunkte, zu denen die Schwingungen der gleichen Welle bei den verschiedenen Geophonen in gleicher Phase sind; so z.B. die Gerade a - a in Fig. 30a) parallel sein.

Instrumentelle Voraussetzung ist für diese Methode, dass man mit Kompressionsverstärker arbeitet.

1) Die Figur gibt nicht etwa einen Registrierfilm wieder; vielmehr können die Registrierpunkte zweier benachbarter Spuren mehrere km voneinander entfernt liegen.

IV. GANG DER FELDARBEITEN

1. WAHL DER PROFILE

Wie eingangs erwähnt wurde, bestand die Aufgabe dieser Arbeit darin, die Untergrundstruktur des Aare-Limmat-Surbtal-Gebietes mit Hilfe der Ersteinsatzseismik bis zur Tertiärbasis zu erfassen. Zu diesem Zwecke sollte das Untersuchungsgebiet möglichst dicht und gleichmässig mit Profilen belegt werden.

Da aber einerseits durch das Arbeitsprogramm des Institutes die Anzahl der Profile beschränkt, anderseits durch Faktoren wie Relief, Befahrbarkeit, landwirtschaftliche Arbeiten, Flurschaden, deren Lage bestimmt wurde, konnten insgesamt nur 30 Auslagen geschossen werden. Das ergibt für unser etwa 55 km^2 messendes Untersuchungsgebiet eine Messpunktdichte von ungefähr 1,1 Pkt/km^2 (da wir aus einer Auslage in der Regel zwei Tiefenangaben erhalten). Für die Wahl der jeweiligen Profillagen waren wir meistens an mehr oder weniger geradlinige Strassen- (oder Feldweg-)Stücke gebunden. Als topographische Unterlage dienten Blätter von 1 : 5'000 sowie eigene Vermessungen, ferner zu Uebersichtszwecken das Blatt 1070 (Baden) der Landeskarte der Schweiz 1 : 25'000.

Daneben muss man aber auch geologische Aspekte bei der Wahl der Profile berücksichtigen, wie z.B. das mutmassliche Streichen und die Tiefe der zu untersuchenden Struktur. Letzterer muss besondere Beachtung geschenkt werden. Kann man nur erste Einsätze von der Grenzfläche F_2 registrieren (wie in unserem Falle mit Linearverstärkern), so erscheinen die Einsätze von der Grenzfläche in der Laufzeitkurve erst bei $x \geq x_{12}$ (siehe Fig. 31). Aus diesem Grunde ist es angebracht, die Auslage von B an zu erstellen, und so muss die Entfernung Sprengpunkt - erstes Geophon der Auslage ein Mindestmass ($\overline{SB} = x_{12}$, siehe Fig. 31) betragen. Liefert jedoch die Apparatur auch spätere Einsätze, so ist es möglich, die Grenzfläche schon von A an zu erfassen. In einem Gebiet, in dem die Geschwindigkeitsverhältnisse relativ gut bekannt sind, kann man H nach geologischen Ueberlegungen abschätzen, und damit ist auf Grund von (22)

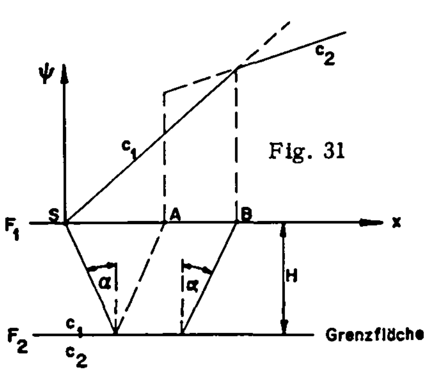


Fig. 31

$$\overline{SB} = 2H\sqrt{\frac{1+k}{1-k}}$$

$$\overline{SA} = 2H\,\mathrm{tg}\alpha \quad ; \quad \text{oder}$$

$$\overline{SA} = 2H\frac{k}{\sqrt{1-k^2}}$$

$$\left(k = \frac{c_1}{c_2} = \sin\alpha\right)$$

Diese Funktion haben wir in Fig. 32 und Fig. 33 dargestellt, welche sich für rasche Dimensionierung der notwendigen Entfernungen gut bewährt haben.

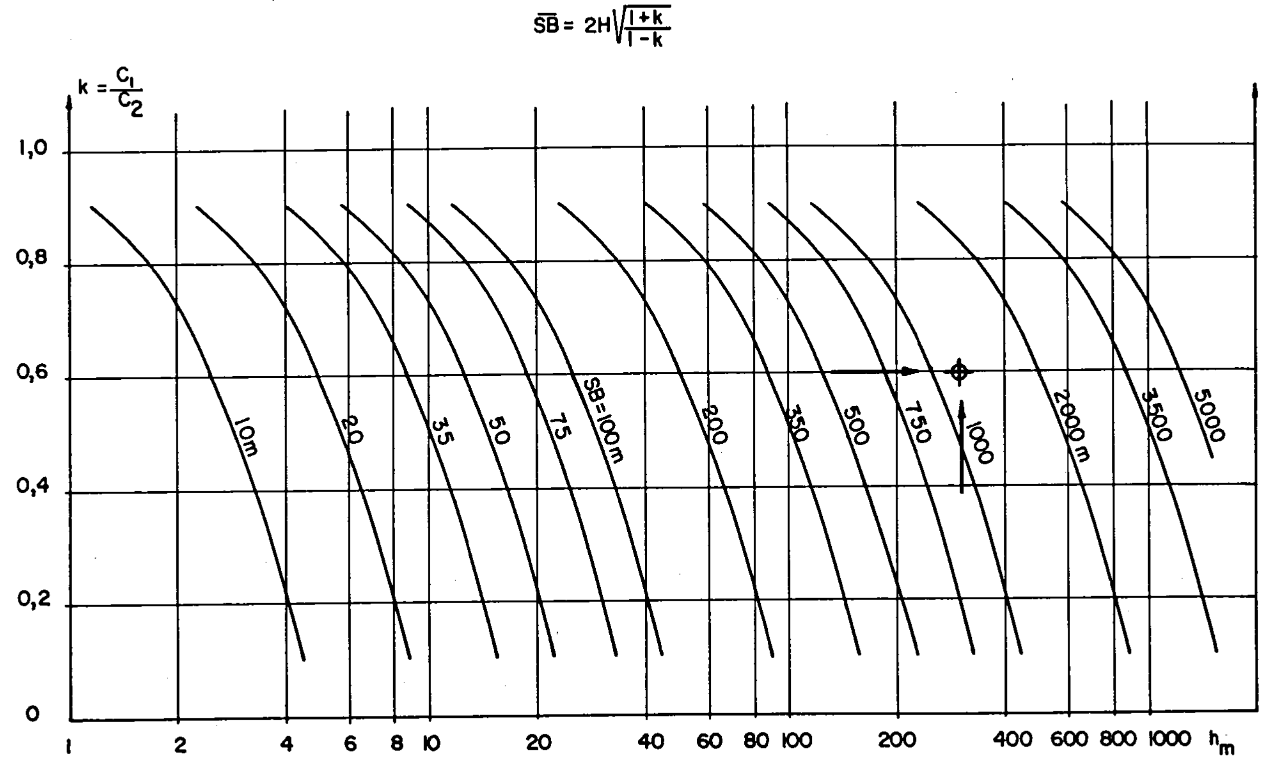

$\overline{SB} = 2H\sqrt{\frac{1+k}{1-k}}$
$k = \frac{C_1}{C_2}$
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
0
1
2
4
6
8
10
20
40
60
80
100
200
400
600
800
1000
h_m
10m
20
35
50
75
SB=100m
200
350
500
750
1000
2000 m
3500
5000

Fig. 32

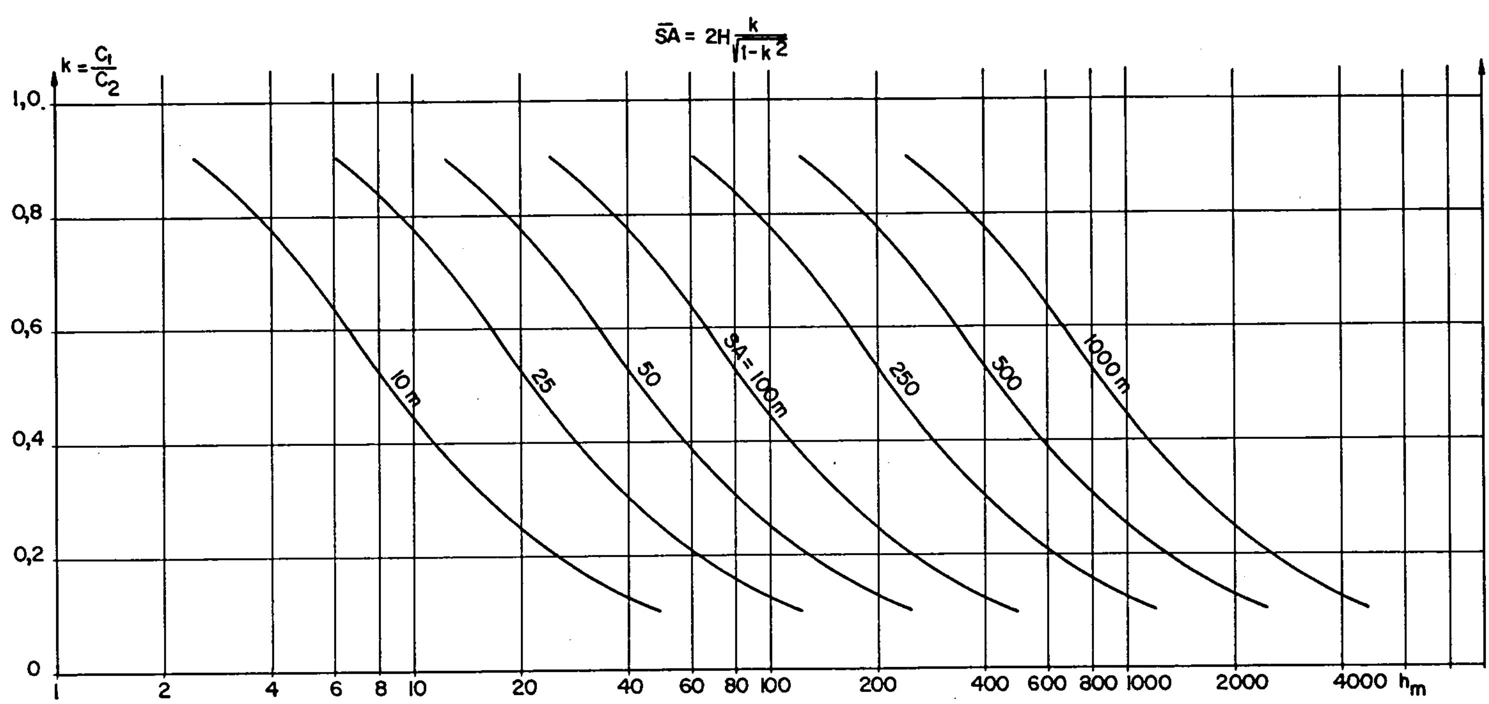

$\overline{SA} = 2H\frac{k}{\sqrt{1-k^2}}$
$k = \frac{C_1}{C_2}$
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
0
1
2
4
6
8
10
20
40
60
80
100
200
400
600
800
1000
2000
4000
h_m
10m
25
50
SA=100m
250
500
1000m

Fig. 33

Rechnet man noch mit einer gewissen Sicherheit, so sieht man, dass die nötige Entfernung mit zunehmender Tiefe ziemlich rasch zunimmt. Dazu kommt noch der vermehrte Sprengstoffverbrauch für grössere Distanzen und der damit verbundene Flurschaden. Aus diesem Grunde war mit den für diese Arbeit zur Verfügung stehenden Mitteln die noch erreichbare Tiefe auf etwa 300 m begrenzt. Stellenweise konnten nur einzelne Stücke der ganzen Laufzeitfunktion gemessen werden.

Die Mächtigkeit der Gesteine über der Tertiärbasis ist in unserem Gebiet eine direkte Funktion des Reliefs (Meereshöhe). Daher misst man am vorteilhaftesten in den Tälern. Da wir aber bestrebt waren, das Gebiet möglichst gleichmässig mit Profilen zu belegen, mussten wir auch auf relativ hochgelegenen Deckenschotterplateaus messen. Die Situation auf dem "Langenloo" zum Beispiel (schematischer Vertikalschnitt):

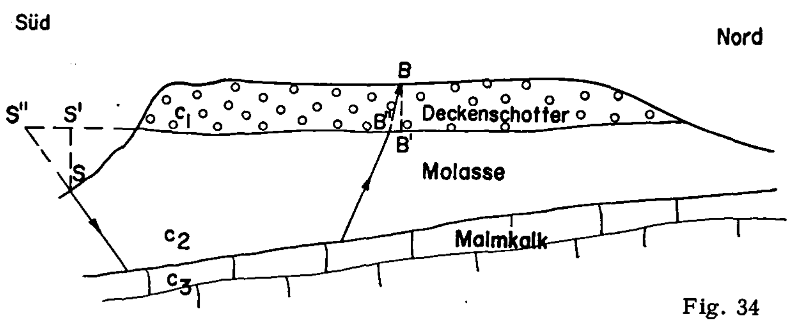


Fig. 34

In S wurde gesprengt, die Auslage von B an nordwärts errichtet (S'B' nach Fig. 34 bestimmt, mit den Annahmen k = 0,6 und H = 300 m). Mit den Korrekturen

$$+ \ t(SS'') - t(BB'') = \frac{\overline{SS''}}{c_2} - \frac{\overline{BB''}}{c_1} \quad \text{für die Laufzeit und}$$

$$+ \ \overline{S'S''} - \overline{B'B''} \quad \text{für die Distanz}$$

wurde das Problem auf den normalen Zweischichtenfall zurückgeführt. (Die Schottermächtigkeit $\overline{BB'}$ - und damit auch $\overline{BB''}$ - wurde refraktionsseismisch bestimmt.)

Anhand der Kartenunterlagen wurden günstige Profilgeraden ausgesucht und deren genaue Lage im Feld dann endgültig bestimmt.

2. ÜBER DIE VERWENDETEN SPRENGUNGEN

Die elastischen Wellen wurden durch Sprengungen erzeugt. Die jeweils notwendige Sprengstoffmenge (Sicherheitssprengstoff "Aldorfit") wurde auf mehrere Sprenglöcher verteilt. Dadurch wurde durch Bündelung der Schüsse ihre seismische Wirkung erhöht und der Flurschaden herabgesetzt. Das erfolgreich verwendete Schiessschema ist in RYBACH u. WEBER (1961) angeführt. Für die Erstellung der Sprenglöcher für grössere Ladungen diente ein transportables Erdbohrgerät (Firma STIHL), mit welchem bis etwa 3 m tief gebohrt werden konnte. Die Errichtung einer Sprengstelle nahm so jedoch einen ganzen Tag in Anspruch. Die besten Erfahrungen betreffend Bohrfortschritt und Ausbeute an elastischer Energie wurden in weichen, nassen Molassemergeln und Grundmoränenlehmen gemacht. Luftschüsse kamen in diesem relativ dicht besiedelten Gebiet nicht in Frage.

Angesichts der zum Teil recht beträchtlichen Sprengpunktentfernungen (bis zu 2 km) erfolgte die Uebermittlung des Sprengmomentes drahtlos: ein in das Sprenggerät eingebauter 1000 Hz-Oszillator wird durch einen um die Sprengladung gewickelten Draht in den Sendekreis eines REX-Gerätes geschaltet. Die Explosion unterbricht dann das 1000 Hz-Signal.

3. REGISTRIEREN

Zur Registrierung der durch die Sprengung erzeugten elastischen Wellen diente eine von M. WEBER entwickelte 12-Kanal-Apparatur, welche in FRIEDENREICH u. WEBER (1959) kurz beschrieben und im Sommer 1960 auf 24 Kanäle erweitert wurde (vergl. hierzu RYBACH u. WEBER, 1960). Die Registrierapparatur war in einem VW-Bus untergebracht, und ein Willys-Jeep diente als Sprengwagen. Der Geophonabstand betrug entsprechend den Anschlüssen des Vielfachkabels 30 m. Die Kabel-Auslage ist damit 330 m (12-Kanäle), bzw. 690 m (24-Kanäle) lang. Für die Bestimmung der Frontgeschwindigkeiten in der Oberflächenschicht wurden Kurzprofile von 60 m Länge mit Geophonabständen von 1,5 m bis 5 m geschossen.

Die Qualität der Einsätze war im allgemeinen gut, gelegentlich haben wir aber jene unerwünschten Phänomene (ganz unmotiviert auftretende, undeutliche Einsätze) feststellen müssen, welche DOMZALSKI (1956) beschrieben hat. Störend wirkten auf die Messungen Wind, Traktoren- und Flugzeuglärm sowie regnerisches Wetter. Ferner waren die Messungen meistens wegen landwirtschaftlicher Arbeiten auf den Vorfrühling und Spätherbst beschränkt. Die Feldarbeit nahm 110 Tage in Anspruch. Die Feldequipe bestand aus 3-4 Mann.

4. BEMERKUNGEN ZUR AUSWERTUNG

Die ersten Einsätze konnten von den Registrierfilmen mit einer Genauigkeit von $\pm$ 1 msec abgelesen werden. Gelegentlich konnten wir auch zweite Einsätze (besser gesagt "Phasen", siehe S. 29) registrieren. Stellt man die gemessenen Laufzeiten als Funktion der Abstände (x) vom Sprengpunkt graphisch dar, so erhält man zunächst diskrete Punkte, der Geophonanordnung entsprechend. Arbeitet man, wie eingangs erwähnt wurde, mit einem Ersatzkörper mit schichtweise konstanten Frontgeschwindigkeiten mit ebenen Grenzflächen,dann muss diese Punktserie stückweise mit den "besten Geraden" approximiert werden. Die Anzahl der Strecken wird durch geologische Ueberlegungen bestimmt: zu jedem Schichtkomplex gehört eine Strecke ("Geschwindigkeitsast"), wobei hier Gesteinspakete von petrographisch recht unterschiedlicher Beschaffenheit zusammengefasst werden müssen, falls sie sich seismisch nicht trennen lassen.

Die besten Geraden wurden graphisch, mit einem durchsichtigen Lineal, bestimmt. Es ist von Interesse zu untersuchen, mit welcher Genauigkeit solche Geraden durch graphischen Ausgleich gezogen werden können. Für den exakten (numerischen) Ausgleich eignet sich in diesem Falle das sogenannte Schwerpunktverfahren am besten.

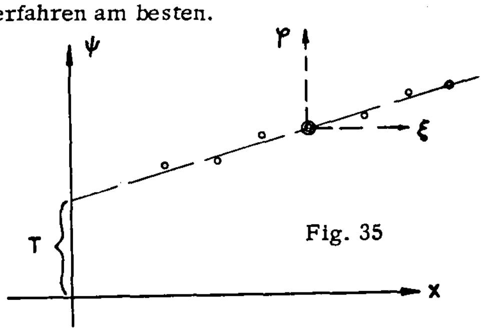


Fig. 35

Gemessen: $n(x_i, \psi_i)$ - Wertepaare

Gleichung der besten Geraden: $\psi = px + T$

Die Fehlergleichungen: $px_i + T - \psi_i = v_i$

Die Normalgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} [xx]\,p + [x]\,T - [x\psi] &= 0 \\ [x]\,p + n\,T - [\psi] &= 0 \end{aligned}\right\}$$

Mit der Transformation

$$\xi_i = x_i - \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i = x_i - \bar{x}$$

$$\varphi_i = \Psi_i - \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} \Psi_i = \Psi_i - \bar{\Psi}$$

($\bar{x}$, $\bar{\Psi}$ sind die Koordinaten des Schwerpunktes im ursprünglichen System)

lauten die Normalgleichungen im Schwerpunktsystem:

$$\left.\begin{aligned} [\xi\xi]\,p' + [\xi]\,T' - [\xi\,\varphi] &= 0 \\ [\xi]\,p' + n\cdot T' - [\varphi] &= 0 \end{aligned}\right\}$$

Gemäss der Transformation ist

$[\xi] = [\varphi] = 0,$ demzufolge

$T' = 0$ (die Gerade geht durch den Schwerpunkt und hat die Gleichung: $\varphi = p' \cdot \xi$)

ferner

$$p' = \frac{[\xi\,\varphi]}{[\xi\,\xi]}$$

Dazu noch $p' = p$, schliesslich

$$T = \bar{\Psi} - p \cdot \bar{x}$$

Die mittleren Fehler mit

$$m = \pm\sqrt{\frac{[vv]}{n-2}}$$

für p: $m_p = \pm\sqrt{\frac{m^2}{[\xi\xi]}}$

und für T: $m_T = \pm\sqrt{\frac{m^2}{n}}$

Als Beispiel sei nun wiederum das Profil 5 (Fig. 5) durchgerechnet und zwar der "Gegenschuss".

x_m	Ψ_{msec}	ξ	φ	$\xi\xi$	$\xi\varphi$	v	vv
30	36	- 45	- 31,75	2025	1428,75	- 0,20	0,04
60	56	- 15	- 11,75	225	176,25	+ 1,10	1,21
90	80	+ 15	+ 12,25	225	183,75	- 1,60	2,56
120	99	+ 45	+ 31,25	2025	1406,25	+ 0,70	0,49
300	271	0	0	4500	3195,00	0	4,30

Damit $\bar{x} = \frac{300}{4} = 75$ m und $\bar{\Psi} = \frac{271}{4} = 67,75$ msec, ferner

$p_1 = \frac{3195,00}{4500} = 0,710$ msec/m und $T_2 = 67,75 - 75 \cdot 0,71 = 14,50$ msec

$m_1 = \pm\sqrt{\frac{4,30}{2}} = \pm 1,463$ msec

$m_{p_1} = \pm\frac{1,463}{\sqrt{4500}} = \pm 0,02$ msec/m und $m_{T_2} = \pm\frac{1,463}{\sqrt{4}} = \pm 0,732$ msec

x_m	ψ_{msec}	ξ	φ	$\xi\xi$	$\xi\varphi$	v	vv
150	114	- 105	- 40,375	11025	4239,375	- 0,999	0,9980
180	123	- 75	- 31,375	5625	2353,125	+ 1,822	3,3197
210	136	- 45	- 18,375	2025	826,875	+ 0,643	0,4134
240	148	- 15	- 6,375	225	95,625	+ 0,465	0,2162
270	162	+ 15	+ 7,625	225	114,375	- 1,714	2,9378
300	174	+ 45	+ 19,625	2025	883,125	- 1,893	3,5835
330	184	+ 75	+ 29,625	5625	2221,875	- 0,072	0,0052
360	194	+ 105	+ 39,625	11025	4160,625	+ 1,749	3,0590
2040	1235	0	0	37800	14895,000	0	14,5328

Damit $\bar{x} = \frac{2040}{8} = 255$ m und $\bar{\psi} = \frac{1235}{8} = 154{,}375$ msec

$p_2 = \frac{14895}{37800} = 0{,}394$ msec/m und $T_3 = 154{,}375 - 255 \cdot 0{,}394 = 53{,}89$ msec

mit $m_2 = \pm\sqrt{\frac{14{,}533}{6}} = \pm\, 1{,}556$ msec

$m_{p_3} = \pm\, \frac{1{,}556}{\sqrt{37800}} = \pm\, 0{,}008$ msec/m und $m_{T_4} = \pm\, \frac{1{,}556}{\sqrt{8}} = \pm\, 0{,}55$ msec

x_m	ψ_{msec}	ξ	φ	$\xi\xi$	$\xi\varphi$	v	vv
390	204	- 135	- 31,9	18255	4306,5	+ 0,567	0,3215
420	212	- 105	- 23,9	11025	2509,5	- 0,470	0,2209
450	216	- 75	- 19,9	5625	1492,5	+ 2,494	6,2200
480	227	- 45	- 8,9	2025	400,5	- 1,542	2,3778
510	234	- 15	- 1,9	225	28,5	- 1,579	2,4932
540	239	+ 15	+ 3,1	225	46,5	+ 0,385	0,1482
570	247	+ 45	+ 11,1	2025	499,5	- 0,652	0,4251
600	254	+ 75	+ 18,1	5625	1357,5	- 0,688	0,4733
630	260	+ 105	+ 24,1	11025	2530,5	+ 0,276	0,0762
660	266	+ 135	+ 30,1	18225	4063,5	+ 1,239	1,5351
5250	2359	0	0	74250	17235,0	0	14,2913

Damit $\bar{x} = \frac{5250}{10} = 525$ m und $\bar{\psi} = \frac{2359}{10} = 235{,}9$ msec

$p_3 = \frac{17235{,}0}{74250} = 0{,}232$ msec/m und $T_4 = 235{,}9 - 525 \cdot 0{,}232 = 114{,}04$ msec

mit $m_3 = \pm\sqrt{\frac{14{,}2913}{8}} = \pm\, 1{,}328$ msec

$m_{p_3} = \pm\, \frac{1{,}328}{\sqrt{74250}} = \pm\, 0{,}0049$ msec/m und $m_{T_4} = \pm\, \frac{1{,}328}{\sqrt{10}} = \pm\, 0{,}42$ msec

Der Vergleich mit den graphisch bestimmten Werten:

	numerisch	graphisch	
p_1 (msec/m)	0,710 ± 0,02	0,70	(Schotter)
T_2 (msec)	14,50 ± 0,73	16,0	
p_2 (msec/m)	0,394 ± 0,008	0,394	(Molasse)
T_3 (msec)	53,89 ± 0,55	53,0	
p_3 (msec/m)	0,232 ± 0,004	0,235	(Kalk)
T_4 (msec)	114,04 ± 0,42	116,5	

Daraus sieht man, dass die Steigungen (p-Werte und damit auch die Frontgeschwindigkeiten) graphisch genügend genau bestimmt werden können (die graphischen Werte liegen innerhalb der berechneten Fehlergrenze). Die Abweichungen bei den Ordinatenabschnitten (T_i) betragen dagegen einige Prozente von T_i. Damit ist auch die Genauigkeit der Tiefenbestimmung gegeben, da der Fehler von T direkt in diese Bestimmung hinein geht (vergl. die Formeln (28) und (32) für H_{n-1} und (44) für h_i).

5. DIE GEMESSENEN FRONTGESCHWINDIGKEITEN

Der physikalische Parameter, der gestattet, bestimmte Gesteinskomplexe s e i s m i s c h voneinander zu trennen, ist die Frontgeschwindigkeit der erzeugten Longitudinalwellen. Die Auswertung liefert anhand der Laufzeitkurven eine Anzahl Frontgeschwindigkeiten. Auf Grund unserer Messungen konnten wir s e c h s verschiedene Gesteinskörper ausscheiden:

1. "O b e r f l ä c h e n s c h i c h t" ("low velocity-layer"), welche sich bis etwa 10 m Tiefe erstreckt. Charakteristisch ist hier die stetige Zunahme der Frontgeschwindigkeit mit der Tiefe. (Siehe Fig. 36: die Laufzeitkurve ist gekrümmt, und man sieht gleichzeitig den Einfluss der Sprenglochtiefe: die Sprengung in etwa 1 m Tiefe - statt von der Erdoberfläche aus - hat einen Effekt von etwa 1,5 msec zur Folge. Dies kann bei der Auswertung berücksichtigt werden, oder aber man addiert erfahrungsgemäss zur berechneten Tiefe die H ä l f t e der Sprenglochtiefe.) Zur Erleichterung der Auswertung wurde diese kontinuierliche Zunahme mit schrittweise zunehmenden, konstanten Geschwindigkeiten approximiert. Die auf diese Weise erhaltenen Werte liegen zwischen 0,85 - 1,20 m/msec.

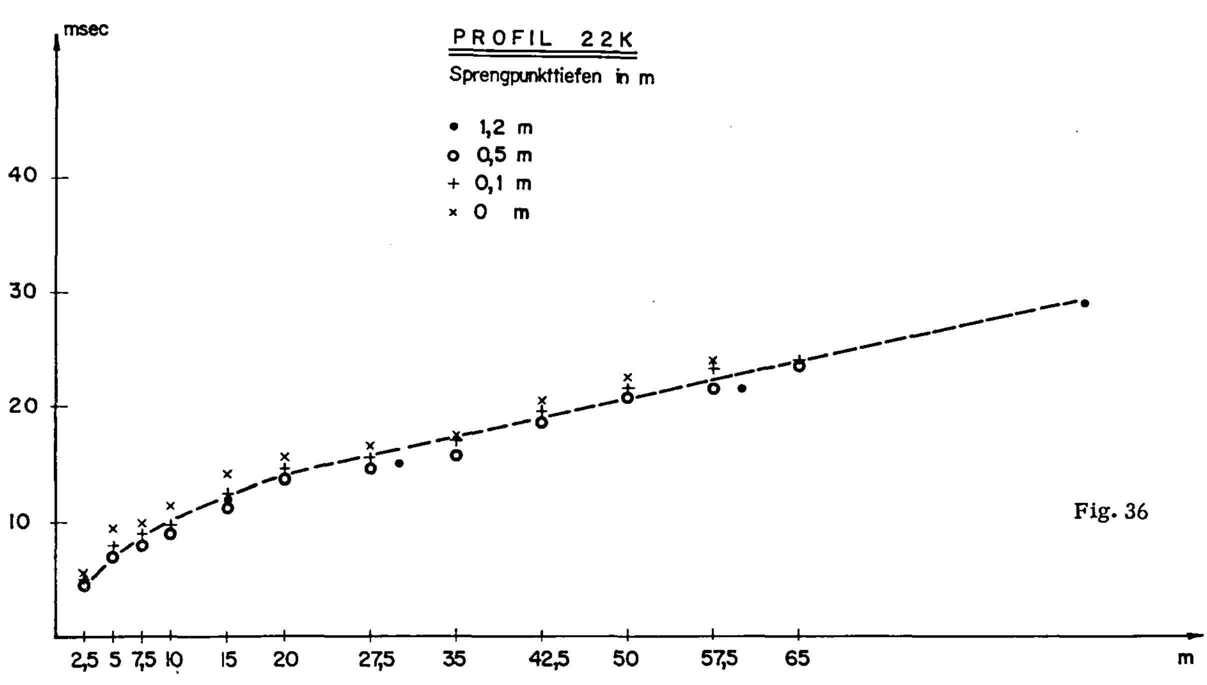
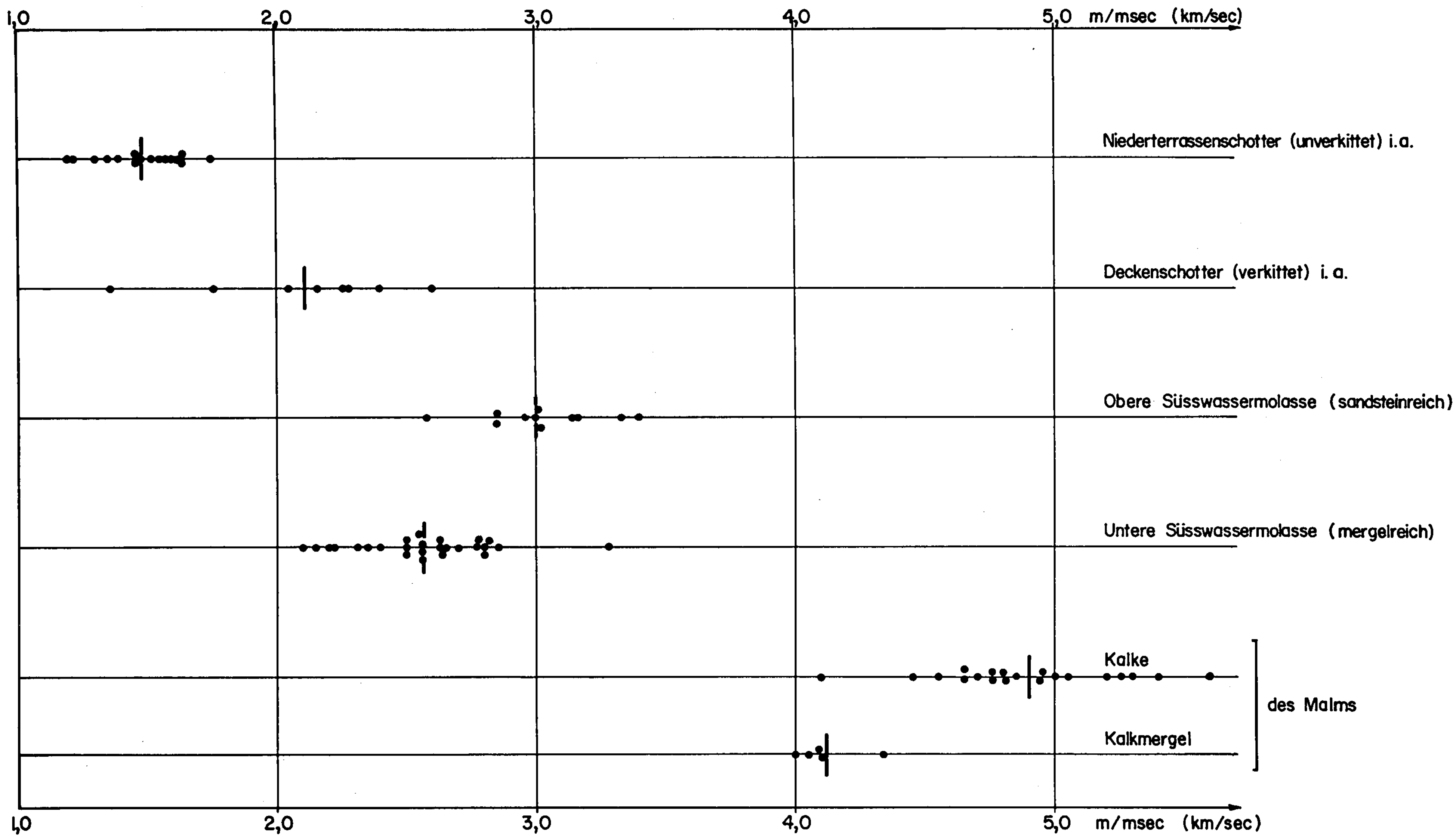


Fig. 36


1,0
2,0
3,0
4,0
5,0 m/msec (km/sec)
Niederterrassenschotter (unverkittet) i.a.
Deckenschotter (verkittet) i. a.
Obere Süsswassermolasse (sandsteinreich)
Untere Süsswassermolasse (mergelreich)
Kalke
des Malms
Kalkmergel
1,0
2,0
3,0
4,0
5,0 m/msec (km/sec)

Figur 37

2. Niederterrassenschotter (unverkittet)*. In einer Anzahl von Fällen (Talböden) wurden Werte zwischen 1,20 - 1,75 m/msec gemessen. Mittelwert: 1,48 m/msec.

3. Deckenschotter (verkittet) i.a. Die Werte streuen über eine Breite von 1,36 - 2,60 m/msec, was auf unterschiedlichen Verwitterungsgrad deutet. (Wo über dem Deckenschotter Moräne liegt, fanden wir die höheren Werte.) Mittelwert: 2,11 m/msec.

4. Obere Süsswassermolasse. An den Hängen, ferner unter den ausgedehnten, flachen Rücken (als Liegendes der älteren Deckenschotter) fanden wir Werte zwischen 2,58 - 3,40 m/msec. Mittelwert: 3,03 m/msec.

5. Untere Süsswassermolasse. Sie wurde in den tieferen Lagen des Untersuchungsgebietes, in der Regel in den Tälern, als Liegendes der Niederterrassenschotterablagerungen angetroffen: Frontgeschwindigkeiten zwischen 2,10 - 3,28 m/msec, im Mittel 2,57 m/msec.

6. Malmkalke und Kalkmergel.

a) Kalke (obere Geissberg-Schichten und höhere Serien). Als Basis der Tertiärbildungen von mehr oder weniger mächtiger Molasse überlagert. Die Werte liegen zwischen 4,34 - 5,60 m/msec, im Mittel 4,89 m/msec. Es scheint hier keine Korrelation zwischen Frontgeschwindigkeit und Mächtigkeit der Ueberlagerung zu bestehen.

b) Kalkmergel (untere Geissberg-Schichten und tiefere Serien). Auf dem Iberig als Liegendes des jüngeren Deckenschotters mit Werten zwischen 4,05 - 4,34 m/msec angetroffen. Mittelwert: 4,10 m/msec.

6. ALLGEMEINE BEMERKUNGEN ZUR GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG (Fig. 37)

Da infolge der relativ geringen Anzahl von Messungen eine Darstellung der gemessenen Frontgeschwindigkeiten in Form von Histogrammen nicht gerechtfertigt war, erschien es am zweckmässigsten, die Darstellung in ähnlicher Form auszuführen, die schon in einer früheren Arbeit (RYBACH 1961) angewandt wurde: hier nach Frontgeschwindigkeiten (Abszissen) und stratigraphischer Lage (Ordinaten) geordnet. Die Mittelwerte sind wiederum mit einem vertikalen Strich angegeben.

Die festgestellte Tatsache, dass die Molasse in diesem Gebiet seismisch unterteilt werden konnte, ist darauf zurückzuführen, dass die Untere Süsswassermolasse weitgehend mergelreicher (und damit auch weicher) ist als die stark sandige Obere Süsswassermolasse. Diese Tatsache begünstigte in unserem Falle die Bestimmung der Quartärmächtigkeit, da Deckenschotter meistens auf Oberer, Niederterrassenschotter dagegen auf Unterer Süsswassermolasse lag. Hier muss darauf hingewiesen werden, dass die Oberkante der Unteren Süsswassermolasse mit Hilfe der Refraktionsseismik infolge des inversen Geschwindigkeitssprunges ($c_{USM} < c_{OSM}$) in unserem Gebiet nicht bestimmt werden konnte. Die Obere Meeresmolasse liess sich einerseits wegen ihrer geringen Mächtigkeit, anderseits wegen ihrer zu wenig unterschiedlichen Geschwindigkeit seismisch nicht nachweisen. Dafür wirkt der recht grosse Geschwindigkeitsunterschied zwischen Tertiär und Mesozoikum vorteilhaft.

* Näheres siehe im Abschnitt über die Geologie des Untersuchungsgebietes

V. ZUR GEOLOGIE DES UNTERSUCHUNGSGEBIETES

Unser Gebiet liegt zwischen der Lägern-Antiklinale (Südrand) und dem an die Oberfläche tretenden Tafeljura (NW-Rand), welcher in südöstlicher Richtung unter Tertiär- und Quartärbildungen in die Tiefe taucht, um sich dann mit dem Nordschenkel der Lägern-Aufwölbung zu verbinden. Am geologischen Bau des Gebietes nehmen von unten nach oben die folgenden Formationen teil (Als älteste Gesteine betrachten wir hier nur jene, welche die Tertiär-Basis bilden; für die Ausscheidung sind die seismischen Trennungsmöglichkeiten - siehe S. 33 bzw. S. 36 - 38 - massgebend.):

1. STRATIGRAPHIE

A. Mesozoikum (Malm)

1. Kalkmergel Hierher gehören die
   Effinger- Schichten (oberes Argovien, x m). Wohlgeschichtete Lagen von dunkelgrau-blauen, kantigbröckeligen, zum Teil schieferigen Mergeln, dazwischen hellere Kalkbänke, welche gegen oben mächtiger und immer häufiger werden und auf diese Weise einen mehr oder weniger kontinuierlichen Uebergang zu den hangenden Kalkserien bilden.

2. Kalke

a. Geissberg-Schichten ("Sequan", bimammatum-Zone, ~ 20 m). Dies sind gelbgraue Kalkbänke mit gegen oben immer deutlicherem muscheligem Bruch. Die an der Basis noch häufigen mergeligen Zwischenlagen werden gegen oben immer seltener, die einzelnen Kalkbänke dicker, und ein ebenfalls undeutlicher Uebergang führt zu den

b. Wangener-Schichten ("Sequan", planula-Zone, ~ 30 m). (Die als Trennung angegebene "Crenularis-Schicht" verschwindet gerade in unserem Untersuchungsgebiet; am Geissberg ist sie noch vorhanden, im alten Steinbruch SW Würenlingen konnten wir sie anlässlich einer Begehung mit Herrn cand. phil. R. Gygi nicht mit Sicherheit festlegen.)
   Dichte, harte, gelbgraue bis graue (zum Teil hellgraue Kalke, etwa 1 m mächtige Bänke bildend, dazwischen einige cm dicke Schiefermergellagen.

c. Badener-Schichten (unteres Kimmeridgian, ~ 5 m). In unserem Gebiet knollige, grünlichgraue (glaukonitführende), fossilreiche Kalkmergel.

d. Wettinger-Schichten (mittleres Kimmeridgian, max. 15 m). Dichte, graue, fossilreiche, zum Teil silexführende Kalke.

B. Tertiär

I. Eozän. In den Vertiefungen der alten, praetertiären Karstoberfläche als terrestrisches Verwitterungsprodukt abgelagert (sog. Bohnerzformation). Meist rötlichbrauner Boluston mit oder ohne Bohnerz. Bei den Vertiefungen scheint es sich nach unserer Meinung eher um tiefe Karren bis Karstspalten als um breite Dolinen zu handeln, da wir von der Kalkoberfläche im ganzen Untersuchungsgebiet gute Einsätze erhalten haben.

II. Oligozän. Die Untere Meeresmolasse ist nur am Alpenrand entwickelt. Unser Gebiet war zu dieser Zeit weiterhin Festland. Die Krustenkalke der sogenannten Wüstenformation (HOFMANN, 1960), welche vom tropischen Klima des Eozäns im Altoligozän zu den mehr mediterranen Bedingungen zu Beginn der Molassesedimentation überführen, konnten wir wegen der sehr spärlichen Aufschlüsse nicht finden.

UNTERE SÜSSWASSERMOLASSE (USM)

Einförmige, fluvio-terrestrische Mergelsedimentation: bunte Mergel mit eingelagerten Stromrinnen von granitischen Sandsteinen, welche vermutlich zur Napf-Schüttung gehören. Die Mächtigkeiten sind bedingt durch das praeaquitane Relief (siehe das Paneeldiagramm, Fig. 40).

III. Miozän

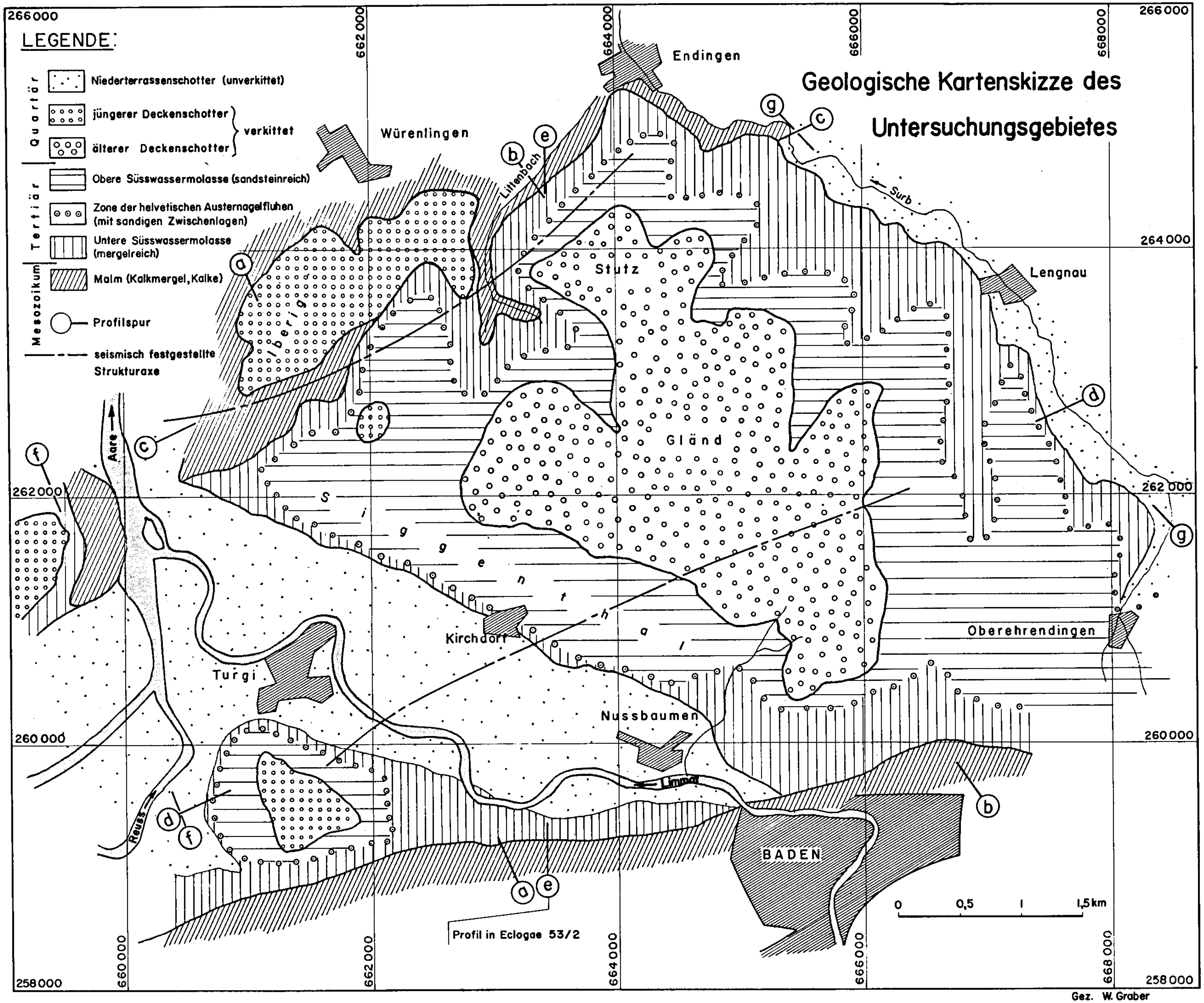
OBERE MEERESMOLASSE (OMM)

Burdigalien (?). Etwas nördlich der Lägern-Linie noch nachgewiesen (BÜCHI u. HOFMANN, 1960), bestehend aus Sandsteinen, Grobsande, oft neben Muschelsandsteinen, zum Teil glaukonitführend. Maximale Mächtigkeit hier etwa 20 m. Weiter nördlich, im eigentlichen Untersuchungsgebiet, sprechen keine direkten Anhaltspunkte für das Vorhandensein des Burdigalien, vielmehr ist es wahrscheinlich, dass es zwar primär vorhanden, durch die helvetischen marinen Strömungen (Graupensandrinne) nachträglich wieder ausgeräumt wurde. Als nord- und nordostschweizerische Aequivalente können die Randengrobkalk-Bildungen angesehen werden (BÜCHI u. HOFMANN, 1960).

Helvetien. Schichtkomplex von Austernnagelfluhen (quarzitreiche Nagelfluh-Geröll-lager-Horizonte), entstanden durch marine Strömungsverfrachtung. Vermutlich wurden mehrere Horizonte übereinander geschüttet. Zwischengelagert findet man marine Sande mit feinsten Geröllschnüren. Die ganze Serie ist hier höchstens 25 m mächtig. (Genaueres lässt sich anhand der äusserst spärlichen Aufschlüsse nicht aussagen.) Ihre sedimentpetrographische Beschaffenheit lässt sie eindeutig der Napf-Schüttung zuordnen: diese helvetischen Sande sind karbonatreich (im Mittel 25 %), das Kalk-Dolomitverhältnis liegt um etwa 4 : 1. Die Schweremineralfraktion ist durch ihren Epidotreichtum gekennzeichnet. Die ganze Serie ist durch Strömungstransport in beckenaxialer Richtung (SW - NE) am Nordrand des Sedimentationsraumes der OMM entstanden. Es dürfte sich hier um Aequivalente der "Kirchberger-Schichten" aus der Gegend von Schaffhausen handeln (mündliche Mitteilung von Herrn P.D. Dr. Hofmann).

OBERE SÜSSWASSERMOLASSE (OSM)

Die OSM liegt ganz im fluviatilen Schüttungsbereich der Glimmersand-Rinne (siehe darüber HOFMANN, 1960). Die Schüttung erfolgte beckenaxial, diesmal aber von E nach W. In unserem Gebiet gelangten zwischen dem Sedimentationsgebiet der Juraschuttfächer (Juranagelfluh im Norden, Schüttung von N nach S) und den alpinen Schuttflächen (Hörnli- und Napf-Schüttung, von S nach N) rein fluviatile Sande zur Ablagerung. Diese Glimmersande sind sedimentpetrographisch eindeutig erfassbar: bei relativ niedrigem Karbonatgehalt (10 - 12 %) herrscht Dolomit-Vormacht; das Kalk-Dolomit-Verhältnis liegt um etwa 1 : 5. Die Schweremineralienfraktion zeigt Granat-Vormacht, Epidot tritt zurück. Die makroskopische Unterscheidung von marinen Sanden des Helvets ist meistens schwierig, immerhin ist die gesamte OSM vollständig geröllfrei. Stellenweise findet man Schwemmholz in diesen Schichten. Die Sande sind gelegentlich durch kalkigen Zement zu Knauerhorizonten verfestigt. Sedimente der Juranagelfluhen konnten wir in unserem Untersuchungsgebiet nicht nachweisen, sie treten erst weiter nördlich auf (siehe BADER 1925, von BRAUN 1953).



Geologische Kartenskizze des Untersuchungsgebietes
LEGENDE:
Quartär
Niederterrassenschotter (unverkittet)
jüngerer Deckenschotter
älterer Deckenschotter
verkittet
Tertiär
Obere Süsswassermolasse (sandsteinreich)
Zone der helvetischen Austernagelfluhen (mit sandigen Zwischenlagen)
Untere Süsswassermolasse (mergelreich)
Mesozoikum
Malm (Kalkmergel, Kalke)
Profilspur
seismisch festgestellte Strukturaxe
Endingen
Würenlingen
Lengnau
Stutz
Gländ
Siggenthal
Kirchdorf
Oberehrendingen
Turgi
Nussbaumen
BADEN
Aare
Reuss
Limmat
Surb
Littenbach
Iberig
Profil in Eclogae 53/2
0 0,5 1 1,5 km
266000
264000
262000
260000
258000
660000
662000
664000
666000
668000
Gez. W. Graber

Figur 38

C. Quartär

1. Aelterer (höherer) Deckenschotter

Bildet in unserem Gebiet die zusammenhängende Decke des Stutz-Gländ (siehe Fig. 38). Die Basis tritt morphologisch nicht allzu deutlich in Erscheinung (fällt meistens nicht mit dem Fuss der Steilstufe am Rande des Plateaus zusammen, ist aber ein guter Quellhorizont) und liegt im Mittel bei etwa 560 m ü.M. (Näheres siehe S. 45) Meistens zu löcheriger Nagelfluh verkittete Schotter mit i.a. gut gerundeten alpinen Karbonat- und i.a. schlecht gerundeten jurassischen Komponenten. Die bis 60 cm Durchmesser aufweisenden Komponenten werden von kalkigem Bindemittel zusammengehalten, oft findet man feine Kalzit-Häute um einzelne Gerölle herum. Ueber die Verteilung verschiedener Gesteinstypen siehe R. FREI (1912), der eine Anzahl Geröllzählungen in unserem Gebiet durchgeführt hat. Ueber dem Schotter liegt die lehmige, einige m mächtige Grundmoräne der grössten Vergletscherung.

2. Jüngerer (tieferer) Deckenschotter

Kommt auf dem Iberig, am Gebenstorfer Horn, auf dem Bruggerberg sowie als isolierter Rest SW Steinenbühl vor. Die Basis liegt auf etwa 460 m ü.M. Die Komponenten sind wiederum zu löcheriger Nagelfluh verkittet, der Verwitterungsgrad ist recht unterschiedlich. (Ueber Geröllstatistik siehe wiederum FREI 1912.)

3. Niederterrassenschotter

Bildet die Talfüllungen und besteht aus losen, fluvioglazialen Geröllablagerungen mit sandigen, zum Teil lehmigen Zwischenlagen. Die Oberkante reicht i.a. etwa 30 m über das heutige Niveau des jeweils benachbarten Flusses, die Basis kann gelegentlich ein recht interessantes Relief aufweisen (siehe S. 45).

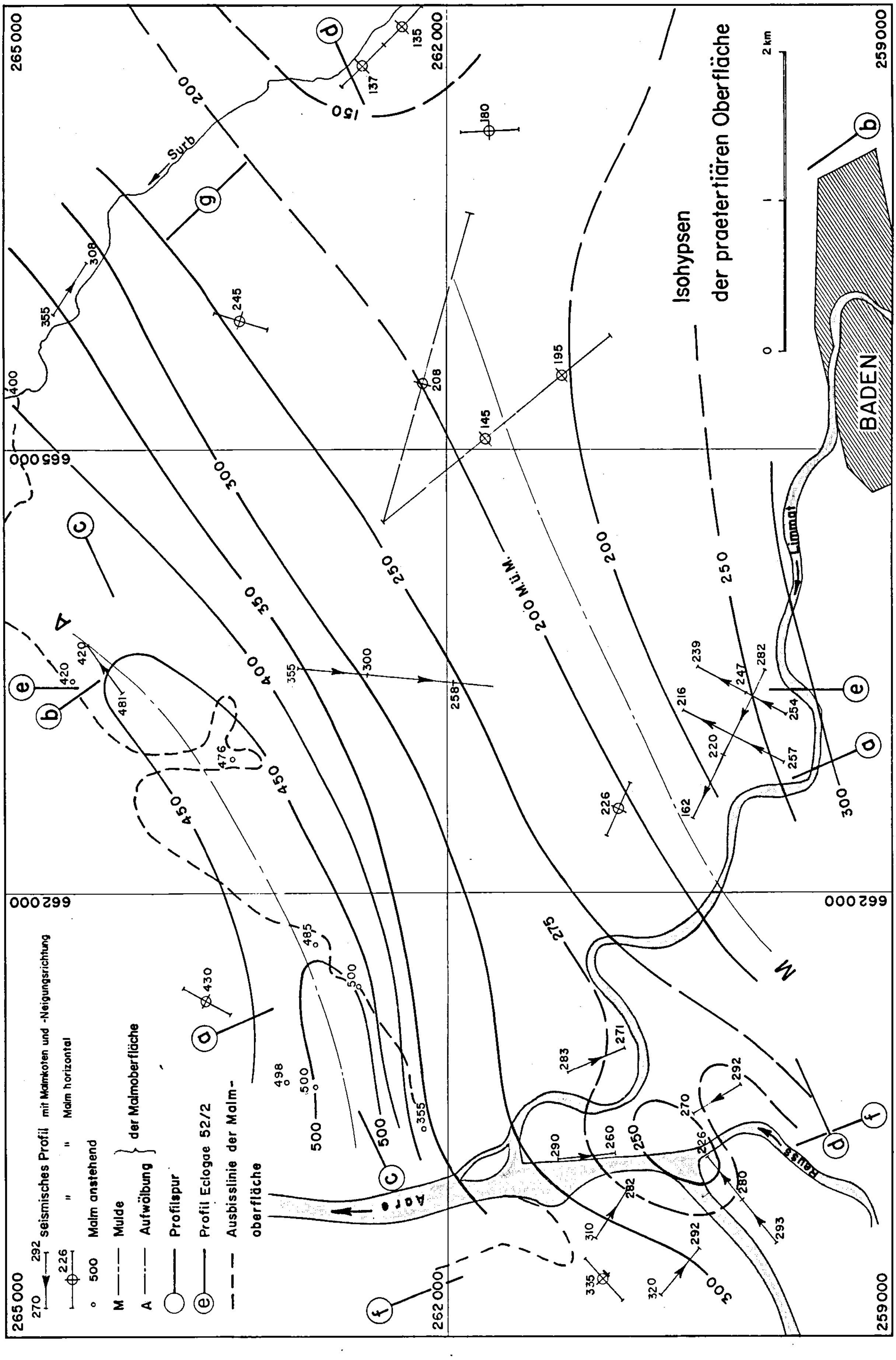
Auf Grund dieser Ausscheidung wurde die "Geologische Kartenskizze des Untersuchungsgebietes" gezeichnet (Fig. 38).

2. ÜBER DEN VERLAUF DER PRAEMOLASSISCHEN OBERFLÄCHE

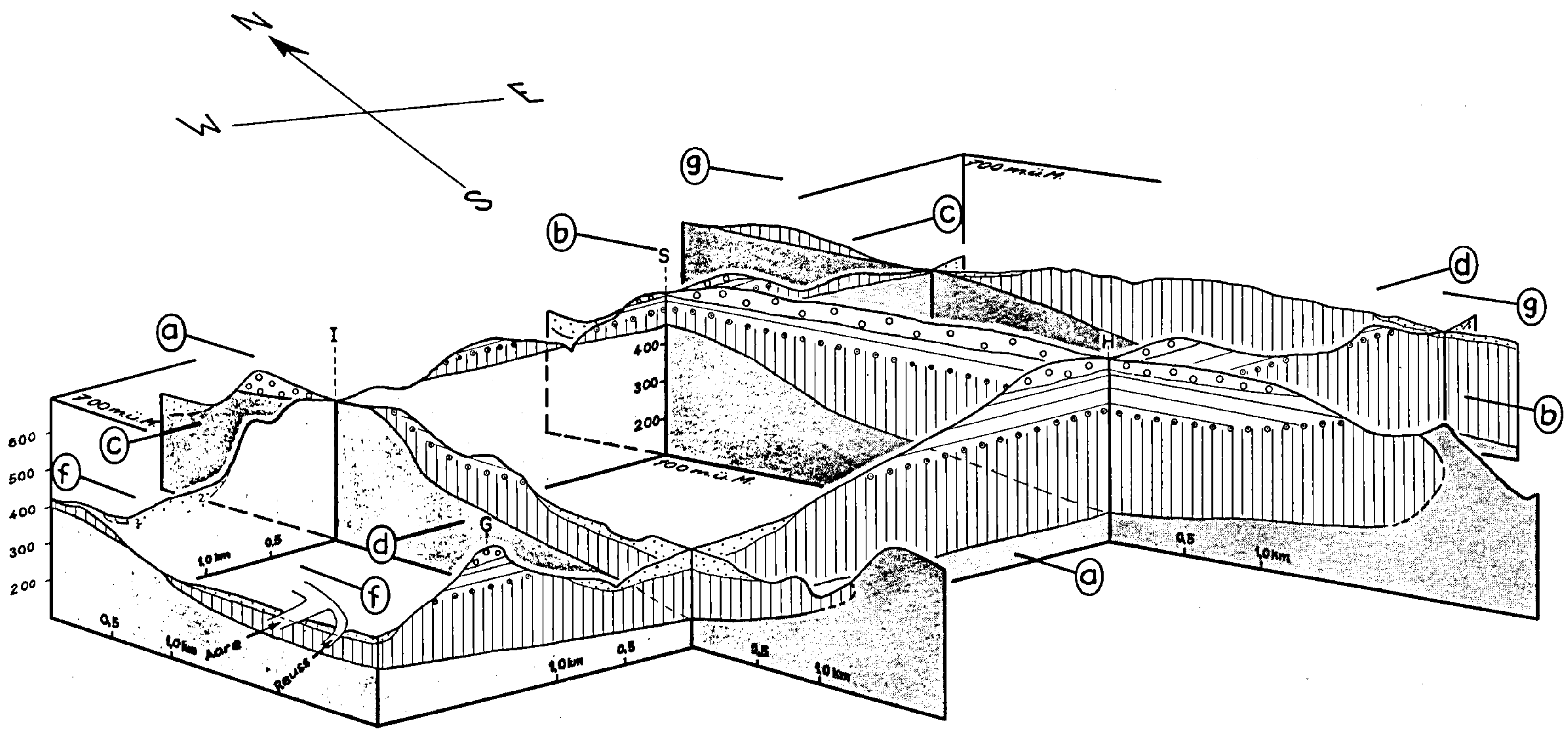
Die Form dieser Fläche ist geologisch interessant, ihre genaue Festlegung mit rein oberflächengeologischen Methoden jedoch unmöglich, da gute Aufschlüsse fehlen. SUTER (1944), der das Gebiet nördlich der Lägern vor allem glazialgeologisch bearbeitete, schreibt darüber wie folgt:

> "Im ganzen Untersuchungsgebiet existieren heute keine geologisch verwertbaren Aufschlüsse in der Molasse. Die alten, im letzten Jahrhundert im Zusammenhang mit den Bahnbauten angelegten Steinbrüche, sind, mit Ausnahme desjenigen von Würenlos, heute verfallen. Ausgedehnte Hangrutschungen in den weichen Sandsteinen und Mergeln, Moränen- und Gehängeschuttbedeckung und nicht zuletzt die intensive Vegetation machen ein nur einigermassen detailliertes Studium der Molassebildungen heute unmöglich. Es konnten deshalb weder paläontologisch-stratigraphische noch sichere tektonische Ergebnisse erlangt werden, vor allem nicht im Gebiet nördlich der Lägern. Trotz diesen Schwierigkeiten drängt sich einem im Feld ständig die Frage auf, ob nicht Brüche und Bruchsysteme in der Molasse, die im Gefolge der Lägernfaltung entstanden sein können, für die heutige Morphologie zum Teil verantwortlich sind. Die tektonischen Deutungen BRANDENBERGER's (Lit. 3) im obern Surbtal können von diesen Erwägungen aus nicht als feststehende Tatsachen angesehen werden. Eine befriedigende Antwort auf diese Fragen ist heute noch nicht möglich."

Die hier zitierte Arbeit BRANDENBERGER's (1925) postuliert eine ganze Anzahl Strukturen in unserem Untersuchungsgebiet, welche alle parallel zur Achse der Lägern-Aufwölbung streichen sollten, im


seismisches Profil mit Malmkoten und -Neigungsrichtung
" " Malm horizontal
Malm anstehend
Mulde
Aufwölbung
der Malmoberfläche
Profilspur
Profil Eclogae 52/2
Ausbisslinie der Malm-
oberfläche
Isohypsen
der praetertiären Oberfläche
200 M.ü.M.
Surb
Aare
Reuss
Limmat
BADEN
2 km
Gez. W. Graber
265 000
262 000
259 000
662 000
665 000

Figur 39



PANEELDIAGRAMM FÜR DAS UNTERSUCHUNGSGEBIET

I: Iberig
S: Stutz
G: Gebenstorfer Horn
H: Hörndli

LEGENDE: siehe „Geologische Kartenskizze"
(dunkel: Malm und ältere Gesteine)

Gez. W. Graber

Figur 40

Gegensatz zu MÜHLBERG (1902, 1905), der eine flache, durchwegs ebene Tafel unter das Molasseland von der Endinger-Flexur bis zum Lägern-Nordschenkel durchzieht.

Die genaue Festlegung war bisher eben durch das Fehlen geeigneter Aufschlüsse verunmöglicht; im ganzen Untersuchungsgebiet ist der Kontakt Malm-Molasse nirgends aufgeschlossen'. Mit Hilfe von geophysikalischen Messungen war es jedoch möglich, den Verlauf dieser Grenzfläche genau zu verfolgen. Auf Grund der auf Seite 30 - 32 gemachten Ueberlegungen über die Anlage der Refraktionsprofile konnte die Malmoberfläche im ganzen Untersuchungsgebiet erreicht werden. Die Tiefenangaben, welche uns die Auswertung der Messungen liefert, erlauben nun die Konstruktion einer Isohypsenkarte dieser Fläche (Fig. 39).

Einige Bemerkungen dazu: Am NW-Rand zieht die Achse einer Aufwölbung durch. Die Streichrichtung weicht deutlich von derjenigen der Lägernachse ab. Obwohl die Richtung aus ihrer WSW-ENE-Lage in der SW-Ecke des Untersuchungsgebietes allmählich gegen N abgedreht wird, handelt es sich hier nicht um die Fortsetzung der Endinger-Flexur, wie dies MÜHLBERG (1905) annimmt. Die an der Ifluh oberflächlich sichtbare steile Südflanke wird gegen NE immer flacher, die Achse der Aufwölbung taucht ebenfalls unter.

Auch eine Siggenthaler-Antiklinale im Sinne AMSLER's (1915) existiert nicht, da eine reine E-W-Streichrichtung im ganzen Untersuchungsgebiet nirgends feststellbar ist. Die allgemeine Streichrichtung liegt bei etwa N 60° E. Auffallend ist ferner eine mehr oder weniger symmetrische Mulde, deren Achse unter Kirchdorf durchzieht (die seismischen Profile auf der Schotterebene zwischen Turgi und Nussbaumen liegen über der Südflanke). Das heisst also, dass auf das Untertauchen des Lägern-Nordschenkels kein gleichmässiges Ansteigen des Tafeljura folgt, wie das bis anhin angenommen wurde (siehe auch SENFTLEBEN, 1923). Zuerst kommt man durch ein nordwärts gerichtetes Gefälle in eine gegen NE immer breitere und tiefere Mulde.

Bemerkenswert ist eine Vertiefung in der SW-Ecke der Isohypsenkarte beim Zusammenfluss Aare-Reuss, bzw. Limmat. An einer Stelle findet man sogar eine Höhendifferenz von 50 m innerhalb einer 300 m langen Strecke. Hier könnte eine Verwerfung durchziehen. Auf alle Fälle ist diese lokale "Anomalie" von dem sonst regelmässigen Relief der Malmoberfläche gerade im Gebiet des Zusammentreffens der drei Flüsse auffallend.

Es stellt sich nun die Frage: wie weit vermag diese Malm-Molasse-Kontaktfläche den Verlauf der Schichtung des Malmes wiederzugeben? Dazu möchten wir folgendes bemerken: Bekanntlich greift die Bohnerzformation verschieden tief in die mesozoischen Schichten. Die regionalen Verhältnisse sind in HAUBER (1961) eindrücklich dargestellt. Danach ist die Diskordanz zwischen Malmschichtung und eozäner Oberfläche in unserem Gebiet sehr gering. Es können jedoch lokale Abweichungen von diesem Bild auftreten (wir zählen aber nur relativ breiträumige Gebilde hierher und nicht Taschen usw.). Im Untersuchungsgebiet kann man folgendes feststellen: am NW-Rand wurden als älteste Gesteine die mittleren Glieder der Wangener-Schichten von der Eozän-Erosion erfasst. (Auf dem Iberig greift jüngerer Deckenschotter auf die Effinger-Schichten hinab.) Gegen E erscheinen jüngere Malm-Glieder an der Molassebasis, jedoch nicht höhere als etwa mittlere Wettinger-Schichten. Die durch die Eozän-Erosion erfasste Mächtigkeit beträgt also etwa 30 m, d.h. die in Fig. 39 dargestellte praetertiäre Oberfläche gibt mit Schwankungen von höchstens ±15 m den Verlauf der Schichtung innerhalb des Mesozoikums wieder.

Anhand der Isohypsenkarte kann man die Richtungen für geologische Profile festlegen (massgebend ist dafür die Streichrichtung der Strukturen). Es wurden sechs Profile gezeichnet (a-d, f-g), welche wir in einem gemeinsamen Bild dargestellt haben (Fig. 40, "Paneel-Diagramm für das Untersuchungsgebiet").

Der Konstruktion dieses Diagramms liegt das folgende Prinzip zugrunde: Um die Mächtigkeiten ohne perspektivische Verzerrung darzustellen, eignet sich hier eine Parallelperspektive. Der - zweifach überhöhte - Massstab für die Höhen bleibt für jedes Profil gleich. Nimmt man für die perspektivische Darstellung ein geeignetes Achsenkreuz an (Fig. 41, x; y; z = z'), so kann man durch Umklappen um die Gerade A - A die x' - y' - Lagen bestimmen.

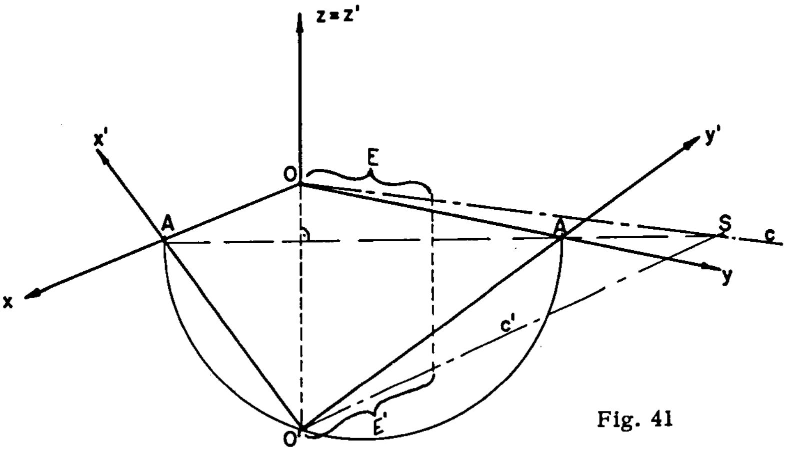


Fig. 41

Jetzt kann man jede beliebige Profilrichtung (z.B. diejenige vom Profil c) einzeichnen: durch O' zieht man die Richtung c' durch (die Winkel zwischen c' und x', bzw. y' erscheinen hier in ihrer wahren Grösse) bis zum Schnittpunkt S mit der Geraden A - A. Ebenfalls können wir hier die Längeneinheit E auf die Gerade O'S abtragen. Die perspektivische Richtung c erhalten wir durch Verbinden von S mit O, die verkürzte Längeneinheit E auf der c - Richtung bekommen wir durch Zurückprojizieren.

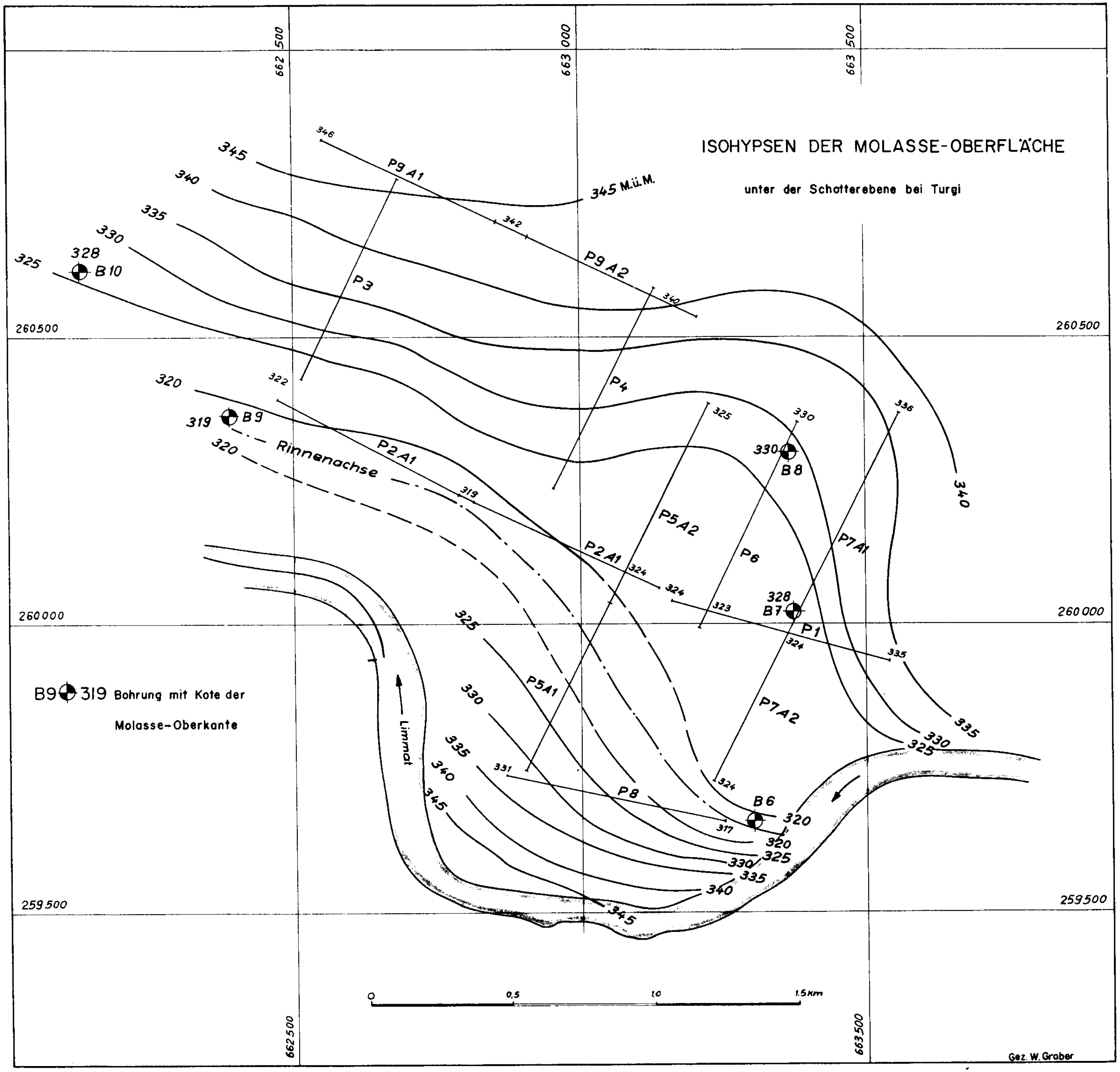
Das Paneeldiagramm veranschaulicht die geologischen Verhältnisse im Untersuchungsgebiet. Besonders auffallend sind die Mächtigkeitsunterschiede innerhalb der USM. Dies deutet darauf hin, dass vor der Ablagerung der ersten USM-Schichten hier schon ein ziemlich bewegtes, durch die frühe oligozäne Faltungsphase angelegtes Relief vorhanden war. Anlässlich der späteren - hier im Vergleich zur oligozänen schwächeren - , pliozänen Phase wurden gerade diese, schon existierenden Strukturen erfasst.

3. BEMERKUNGEN ZUR FORM DER QUARTÄRBASIS

Wie auf Seite 41 erwähnt wurde, bildet der ältere Deckenschotter das zusammenhängende Plateau des Stutz-Gländ-Dürn (siehe auch Fig. 40). Die Molasseoberfläche unter dem Schotter zeigt die Form eines Tales, welches unter dem Weiler "Ebnihof" gegen etwa N 20° W verläuft und eine Neigung um 8-9 ‰ gegen N aufweist. Durch dieses Tal könnte eventuell die praeglaziale Limmat ihren Lauf genommen haben.

Die Verhältnisse beim jüngeren Deckenschotter liegen viel komplizierter. Ob eine Querverbindung vom heutigen Surbtal aus über den Iberig gegen das Aaretal am Schlusse der ersten Interglazialzeit existierte, lässt sich nicht mit Sicherheit entscheiden. Die verschiedenen Schotterreste (Iberig, Gebenstorfer Horn, Bruggerberg) scheinen zu verschiedenen Flüssen zu gehören.

Die Basis des Niederterrassenschotters konnten wir zwischen Turgi und Nussbaumen detailliert studieren. Ausser unseren seismischen Messungen standen uns Bohrresultate zur Verfügung (die uns auf dankenswerte Weise Herr P.D. Dr. H. Jäckli vermittelt hat). Die Unstimmigkeiten zwischen erbohrten und seismisch bestimmten Schottermächtigkeiten betragen höchstens einige Prozente. Auf Grund dieser Daten haben wir in Fig. 42 die Schotterunterlage mit Isohypsen dargestellt. Auffallend ist eine Rinne, welche einen alten Limmatlauf darstellt (die Limmat fliesst heute bei der SW-Ecke des Schotterfeldes auf Molasse).



ISOHYPSEN DER MOLASSE-OBERFLÄCHE
unter der Schotterebene bei Turgi
345 M.ü.M.
Rinnenachse
Limmat
B9 319 Bohrung mit Kote der
Molasse-Oberkante
B10
B9
B8
B7
B6
P1
P2 A1
P3
P4
P5 A1
P5 A2
P6
P7 A1
P7 A2
P8
P9 A1
P9 A2
662 500
663 000
663 500
260 500
260 000
259 500
0
0,5
1,0
1,5 km
Gez. W. Graber

Figur 42

VI. VERGLEICH MIT ANDEREN GEOPHYSIKALISCHEN RESULTATEN AUS DEM UNTERSUCHUNGSGEBIET

Eingangs wurde auf die gravimetrische Arbeit GRETENER's (1954) hingewiesen. Sein Bestreben war, als Ergebnis von Schweremessungen eine Karte zu zeichnen, in welcher sich das Relief der praemolassischen Oberfläche wiederspiegelt ("Molassekarte"). Die qualitative Uebereinstimmung dieser Karte mit unserem Isohypsenbild ist auffallend gut: sie zeigt in unserem Gebiet eine Mulde mit steiler Nordflanke. (Die Achse zieht nördlicher durch als die seismisch festgestellte; dies möchten wir dadurch erklären, dass GRETENER aus der "Bouguerkarte I" einen etwas zu hohen Restgradienten entfernt hat. Damit kam er auf eine Molasse-Mächtigkeit im Raume von Zürich von ca. 1 - 1,5 km, wogegen die Bohrung Limberg (BÜCHI u.a. 1961) das Mesozoikum erst bei 2'700 m Tiefe erreicht hat.) Nach der Molassekarte von GRETENER verursacht die Molassefüllung dieser Mulde gegenüber ihrer Umgebung eine negative Schwereanomalie von 2 mgal. Zeichnet man z.B. das Profil in RYBACH u. WEBER (1961) im richtigen Höhenmassstab auf, so kann man mit Hilfe eines zweidimensionalen Auszähldiagrammes (GASSMANN u. PROSEN 1948) die Wirkung dieses zunächst unendlich lange angenommenen Körpers (mit diesem Querschnitt) auf die Schwere bestimmen. Mit

$$\Delta g = n \cdot Z$$

$$Z = 6{,}67 \cdot \Delta\sigma \cdot M \cdot 10^{-6}$$

n: Anzahl Sektoren, durch die Auszählung bestimmt

Z: Zählwert eines Sektors in mgal, d.h.

M ist der lineare Massstab des Profils,

$\Delta\sigma$ ist die Dichtedifferenz Malm-Molasse, in unserem Falle 0,2 gr/cm^3

(Die mittlere Kalkdichte wurde anlässlich eines Praktikums durch ein Nettleton-Profil sowie durch Messungen an Gesteinsproben zu 2,60 gr/cm^3 bestimmt; als mittlere Molasse-Dichte gilt nach YARAMANCI (1953) und GRETENER (1954) 2,40 gr/cm^3.) Mit $n = 59{,}2$ haben wir

$$\Delta g = 59{,}2 \cdot 6{,}67 \cdot 0{,}20 \cdot 25 \cdot 10^3 \cdot 10^{-6} \cong 2{,}0 \text{ mgal} \qquad (M = 1:25'000)$$

Damit ist auch die quantitative Uebereinstimmung mit der Molassekarte GRETENER's befriedigend.

Unser Untersuchungsgebiet wurde auch von der geoelektrischen Arbeit FRIEDENREICH's (1959) erfasst. Er gibt nur wenige Daten über die Kalktiefen in unserem Gebiete an (abgesehen von der Auskeillinie der Molassegesteine im NW). Den Grund dafür sehen wir darin, dass sich die im Liegenden von relativ gut leitenden Molasseablagerungen auftretenden Kalke mit geringer Leitfähigkeit bei diesen Tiefen geoelektrisch schlecht erfassen lassen: der niedrige spezifische Widerstand der Molasseschichten wirkt sich "abschirmend" aus. Die beiden Tiefenangaben in der Arbeit FRIEDENREICH (1959) (Punkt 1 und 2 auf Seite 32) stimmen jedoch fast auf den Meter genau mit unseren seismisch ermittelten Tiefen überein.

LITERATURVERZEICHNIS

AMSLER, A. (1915): Tektonik des Staffelegg-Gebietes. Eclogae geol. Helv. 13, 377-484

BADER, F. (1925): Beitrag zur Geologie des nordöstlichen Tafeljuras zwischen Aare und Rhein. Diss. Univ. Zürich

BARTHELMES, A.J. (1946): Application of continuous profiling to refraction shooting. Geophysics 11, 24-43

BRANDENBERGER, E. (1926): Zur Stratigraphie und Tektonik des östlichen Aargaus. Eclogae geol. Helv.19, 618 - 625

von BRAUN, E. (1953): Geologische und sedimentpetrographische Untersuchungen im Hochrheingebiet zwischen Zurzach und Eglisau. Eclogae geol. Helv. 46, 143 - 171

BÜCHI, U.P. und HOFMANN, F. (1960): Die Sedimentationsverhältnisse zur Zeit der Muschelsandsteine und Grobkalke im Gebiet des Beckennordrandes der Oberen Meeresmolasse zwischen Aarau und Schaffhausen. Bull. Ver. Schweiz. Petrol.-Geol. u. Ing. 27/72

BÜCHI, U.P. u.a. (1961): Geologische Ergebnisse der Bohrung Küsnacht 1. Bull. Ver. Schweiz. Petrol.-Geol. u. Ing. 28/74

DOMZALSKI, W. (1956): Problems of Shallow Refraction Investigations. Geophysical Prospecting IV, 140 - 167

FREI, R. (1912): Monographie des schweizerischen Deckenschotters. Beitr. geol. Karte d. Schweiz, (N.F.), 37. Lfg.

FRIEDENREICH, O. u. WEBER, M. (1959): Ueber die Rinnen unter den Schottermassen des Rafzerfeldes. Eclogae geol. Helv. 52, 489 - 493, und Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik der ETH, Nr. 37

FRIEDENREICH, O. (1959): Eine grossräumige Widerstandskartierung nordwestlich von Zürich und ihre geologische Deutung. Beitr. Geol. Schweiz, Geophysik Nr. 2

GAMBURZEW, G.A. - RIZNITSCHENKO, J.V. - GEHRSON, J. (1952): Korrelationsmethode gebrochener Wellen (russisch). Izd. Akad. Nauk. SSSR

GARDNER, I.W. (1939): An areal plan of mapping subsurface structures by refraction shooting. Geophysics 4, 247 - 259

GASSMANN, F. u. PROSEN, D. (1948): Zur Interpretation des Schweredefizites in den Schweizer Alpen. Eclogae geol. Helv. 41, 135 - 140, und Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik der ETH, Nr. 10

GASSMANN, F. u. WEBER, M. (1960): Einführung in die angewandte Geophysik. Verlag Hallwag, Bern

GASSMANN, F. (1960): Ein räumliches n-Schichtenproblem der Refraktionsseismik. Geofisica pura e applicata 47, 1 - 11, und Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik der ETH, Nr. 39

HALES, F.W. (1958): An Accurate Graphical Method for Interpreting Seismic Refraction Lines. Geophysical Prospecting VI, 285 - 294

HARRIS, S. and PEABODY, G. (1946): Refraction Exploration in West Texas. Geophysics 11, 52 - 59

HAUBER, L. (1960): Ueber das Tertiär im nordschweizerischen Tafeljura. Eclogae geol. Helv. 53, 656 - 668

HOFMANN, F. (1960): Beitrag zur Kenntnis der Glimmersandsedimentation in der Oberen Süsswassermolasse der Nord- und Nordostschweiz. Eclogae geol. Helv. 53, 1 - 25

(1960): Sedimente einer ariden Klimaperiode zwischen Siderolithikum und Molasse in Lohn, Kanton Schaffhausen, und am Rheinfall. Eclogae geol. Helv. 53, 28-32

MÜHLBERG, F. (1902): Erläuterungen zur geologischen Karte der Lägernkette, 1 : 25'000. Eclogae geol. Helv. 7, 246 - 270

MÜHLBERG, F. (1905): Erläuterungen zur geologischen Karte des unteren Aare-, Reuss- und Limmat-Tales in 1:25'000. Eclogae geol. Helv. 8, 448 - 538

REICH, H. u. ZWERGER, R.v. (1943): Taschenbuch der angewandten Geophysik. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig

RYBACH, L. u. WEBER, M. (1960): Ein refraktionsseismisches Profil zwischen Limmat- und Surbtal. Eclogae geol. Helv. 53, 653 - 655, und Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik der ETH, Nr. 38

RYBACH, L. (1961): Radiometrische Untersuchungen in der Misoxer Muldenzone. Schweiz. Min. Petr. Mitt. 41, 85 - 102, und Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik der ETH, Nr. 39

SENFTLEBEN, G. (1923): Beiträge zur geologischen Erkenntnis der Westlägern und ihrer Umgebung. Diss. Univ. Zürich

SLOTNIK, M.M. (1950): A Graphical Method for the Interpretation of Refraction Profile Data. Geophysics 15, 163 - 181

- (1959): Lessons in Seismic Computing. The Society of Exploration Geophysicists. Houston, Texas

SUTER, H. (1944): Glazialgeologische Studien im Gebiete zwischen Limmat, Glatt und Rhein. Eclogae geol. Helv. 37, 83 - 97

TARRANT, L.H. (1956): A Rapid Method of Determining the Form of a Seismic Refractor from Line Profil Results. Geophysical Prospecting IV, 131 - 140

WEBER, M. (1955a): Zur Interpretation von seismischen Refraktionsmessungen. Geofisica pura e applicata 30, 27 - 32, und Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik der ETH, Nr. 28

- (1956a): Die Berechnung der Frontgeschwindigkeit in einem einachsig inhomogenen Körper aus seismischen Refraktionsmessungen. Geofisica pura e applicata 34, 1 - 20, und Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik der ETH, Nr. 30

- (1956b): Die Auswertung von seismischen Refraktionsmessungen in einem einachsig inhomogenen Körper mit abgebrochenen Potenzreihen. Geofisica pura e applicata 35, 14 - 24, und Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik der ETH, Nr. 31

- (1957): Die abschnittweise Darstellung einer gemessenen Laufzeitkurve mit abgebrochenen Potenzreihen und ihre Auswertung in der Refraktionsseismik. Geofisica pura e applicata 38, 57 - 80, und Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik der ETH, Nr. 33

- (1959b): Die Laufzeitfunktion und ihre Interpretation in der Refraktionsseismik des einachsig inhomogenen Körpers. Geofisica pura e applicata 42, 167 - 181, und Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik der ETH, Nr. 36

- (1960): Zur Methode der fortgesetzten Auslage in der Refraktionsseismik. Geofisica pura e applicata 47, 12 - 16, und Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik der ETH, Nr. 38

WYROBEK, S.M. (1956): Application of Delay- and Intercept-Times in the Interpretation of Multilayer Refraction Time-Distance Curves. Geophysical Prospecting IV, 112 - 131

LEBENSLAUF

Am 1. April 1935 wurde ich, Ladislaus Rybach, in Sopron (Ungarn) geboren. Nachdem ich mir im Frühling 1953 das Maturitätszeugnis des staatlichen "Széchenyi István"-Realgymnasiums erworben habe, wurde ich im Herbst des gleichen Jahres an der geodätischen Fakultät der dortigen Technischen Hochschule aufgenommen, wo ich sechs Semester lang Geophysik studierte. Zu meinen Lehrern durfte ich u.a. die Herren Prof. Vendel, Tárczy-Hornoch und Kántás zählen.

Im Dezember 1956 kam ich als Flüchtling in die Schweiz, wo ich dank der Grosszügigkeit der schweizerischen Behörden meine Studien an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich fortsetzen durfte. Hier besuchte ich Vorlesungen und Uebungen bei den Herren Prof. Burri, Gassmann, Gansser, Gutersohn, Kuhn-Schnyder, Laves, Leupold, Parker, de Quervain, Schnitter, Schwarzenbach, Staub, Stoll, Trümpy und Völlm. Im Frühling 1959 diplomierte ich als Ingenieur-Geologe unter der Leitung von Prof. Gassmann und Gansser. Vom Herbst 1959 bis Ende 1961 arbeitete ich an meiner Dissertation am Institut für Geophysik der ETH. Daneben führte ich einige radiometrische Arbeiten aus. In den Jahren 1960 und 1961 war ich Praktikumsassistent bei Prof. Gassmann.