

Ein Beitrag zur seismischen Erforschung der Struktur des Grönländischen Inlandeises

Von B. Brockamp und P. Pistor

Münster/Westf., Institut für Reine und Angewandte Geophysik

Zusammenfassung: Aus reflexionsseismischen Messungen werden Aussagen über physikalische Eigenschaften der obersten Schichten des grönländischen Inlandeises gewonnen. Die Auswirkung einzelner Fehlerquellen auf die Ergebnisse läßt sich abschätzen. Zwei Ansätze zur theoretischen Beschreibung der $v(z)$ -Kurven werden diskutiert. Die Mächtigkeiten der Firnschicht lassen sich größenordnungsmäßig angeben. Der Laufzeitplan für Mittelgrönland zeigt gute Korrelation zur Fazieskarte von Benson. Die Geschwindigkeitsverteilungen legen einen Stockwerkaufbau der Firnschichten nahe, der mit dem glaziologischen Befund nicht immer übereinstimmt. Es bleibt zu prüfen, ob dies auf eine zu geringe Meßgenauigkeit zurückzuführen ist.

Abstract: Informations are gained about the physical properties of the upper layers of Greenland's inland ice from records of the reflection seismic shootings. The influence of the individual sources of errors on the results can be estimated. Two attempts are made for the theoretical description of the $v(z)$ -curves. The thickness of the firn layer can be given with sufficient accuracy.

The travelttime plan for the central Greenland ice cap shows a good correlation with the facies map given by Benson. The layers as given by seismic investigations differ from those found by glaciological methods in most cases. The accuracy of the measurements is, however, not sufficient.

Anhand der reflexionsseismischen Unterlagen von EGIG I²⁾ und von einigen älteren Expeditionen ^{3) 4)} wird nachstehend der Frage nachgegangen, wieweit sich Reflexionsseismogramme auch für eine refraktionsseismische Bearbeitung für das Stadium der oberen Schichten des Inlandeises eignen und welche *Korrekturen* erforderlich sind.

In den physikalischen Eigenschaften der Schichten des Inlandeises spiegeln sich die Bedingungen wieder, unter denen sich der Niederschlag in Firn und Gletschereis umgewandelt hat. Soweit sich diese Eigenschaften auf die Fortpflanzung elastischer Wellen auswirken, wurden sie bisher vorwiegend mit refraktionsseismischen Verfahren untersucht; derartige Messungen erfordern einen hohen Arbeitsaufwand und große Genauigkeit in ihren Bestimmungsstücken; sie werden deshalb nicht allzuoft ausgeführt.

Dagegen hat man an vielen Orten Reflexionsmessungen angestellt, um die Mächtigkeit der Inlandeise zu ermitteln, was auch zunächst das Hauptanliegen der Geophysiker und Glaziologen war.

1. Für die Messungen der EGIG kam eine von der Leitung der Prakla⁵⁾ zur Verfügung gestellte Apparatur mit 24 Verstärkern zum Einsatz. Die Erschütterungsaufnehmer waren Vertikalgeophone mit 2,5 Hz, 4,5 Hz, 18 Hz und 30 Hz Eigenfrequenz. Die Ausrüstung war auf die Anforderungen der Reflexionsseismik zugeschnitten (siehe 6).

Benutzt wurden die Reflexionsseismogramme folgender Stationen:

Station	Höhe (m ü. N. N.)	Geogr. Breite (°N)	Geogr. Länge (°W)
Carrefour	1849	69° 49' 25"	47° 25' 57"
T 5	1907	69° 51' 10"	47° 15' 22"
T 8	2061	69° 58' 18"	46° 36' 43"
T 11	2240	70° 06' 34"	45° 45' 29"
GP 3	2599	70° 26' 56"	43° 41' 40"
GP 7	2751	70° 37' 16"	42° 35' 49"
T 27	2868	70° 46' 36"	41° 31' 58"
GP 30	3072	71° 14' 24"	35° 30' 22"
GP 34	2952	71° 18' 59"	34° 16' 47"
Jarl Joset (Dumont)	2865	71° 21' 20"	33° 27' 56"

Für die ersten neun Stationen liegt je ein 24spuriges Seismogramm vor; in Jarl Joset wurden 10 Seismogramme aufgenommen.

Bei den Messungen wurden die Geophone symmetrisch zum Schuß aufgestellt, so daß die Laufzeitkurven in vielen Punkten doppelt belegt sind. Die Sprengladung befand sich in den meisten Fällen 2 m unter der Firnoberfläche. Die Sprengungen wurden möglichst breitbandig aufgezeichnet (Filterstellung "LF—out", $f_u = 11$ Hz, $f_o = 120$ Hz).

Die Sprengentfernungen waren, um Arbeitszeit zu sparen, nie größer als 500 m. Aus bekannten Gründen lassen sich die S-Einsätze in den Seismogrammen aus diesen Entfernungen nur schwierig und dann meistens

¹⁾ Veröffentlichungen aus dem Institut für Reine und Angewandte Geophysik der Universität Münster, Direktor: Prof. Dr. B. Brockamp.

²⁾ Expédition Glaciologique Internationale au Groenland 1959 (EGIG), Gruppe Geophysik (Leitung: Prof. Dr. B. Brockamp)

³⁾ Alfred Wegener-Expedition 1929/31. Erste seismische Messungen auf einem Inlandeise.

⁴⁾ Expéditions Polaires Françaises 1949—51 (EPF)

⁵⁾ PRAKLA, Gesellschaft für Praktische Lagerstättenforschung GmbH, Hannover.

⁶⁾ Neben den Unterlagen der EPF wurden Messungen der EGIG (Nordprofil) und der Wegener-Expedition 1929—31 verwertet.

nicht exakt festlegen. Deshalb werden — mit Ausnahme von Station Jarl Joset — (Abb. 5) nur die P-Einsätze ausgewertet; diese Einsätze lassen sich oft in ihrer relativen Lage genauer als 1 msec festlegen, sofern auch spätere Phasen mit berücksichtigt werden. Die als Beispiel in reduzierter Form gegebene Laufzeitkurve ($t_{red} = t - 0,25x$) zeigt (Abb. 1), daß die Geschwindigkeiten mit der Tiefe zunehmen. Geschwindigkeitswert und Scheiteltiefe derartig gekrümmter Laufzeitkurven lassen sich nach der Wiechert-Herglotz'schen Methode oder für den ebenen Fall in der von Slichter [14] gegebenen Form auswerten.

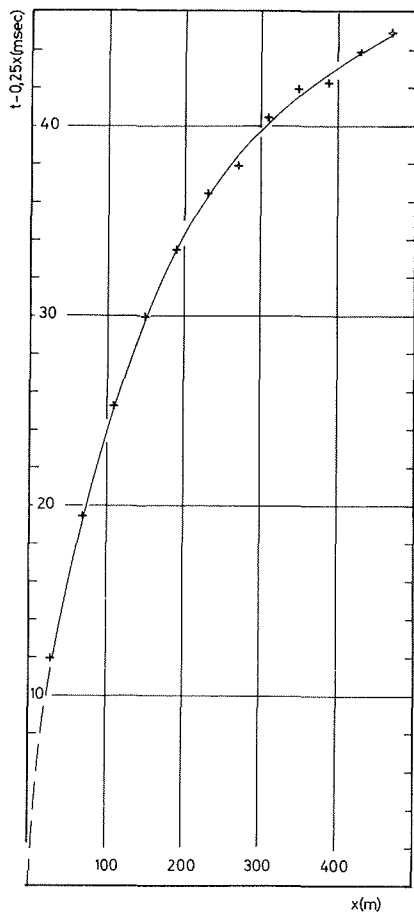


Abbildung 1 Laufzeitkurve in T 11
Traveltime curve at Station T11

Dazu müssen die Kurven so umgerechnet werden, als seien die Sprengungen an der Oberfläche ausgeführt worden. Die Korrektur, die an den einzelnen Punkten einer

Laufzeitkurve anzubringen ist, ist abhängig von der *Schußtiefe*, der *Geschwindigkeitsverteilung* $v(z)$ und dem *Schußpunktabstand* x . Sie wurde näherungsweise für Camp VI, Milcent und Station Centrale bestimmt: Durch zwei lineare Äste wurden die Geschwindigkeitsverteilungen (vergl. Brockamp—Köhnen [6]) angenähert und die Laufzeitkurven bei den Schußtiefen $T = 0$ m und $T = 2$ m berechnet. Die Laufzeitunterschiede ergeben die Korrektur für die einzelnen Geophonabstände x (Abb. 2).

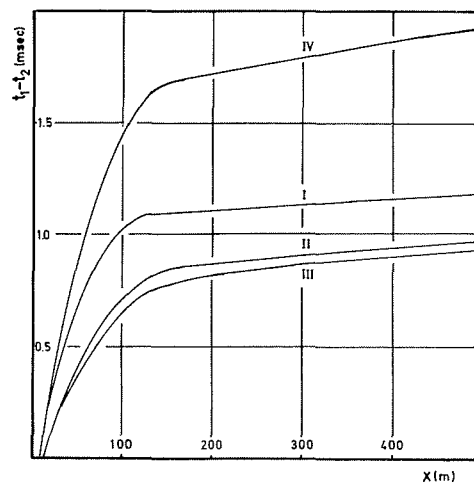


Abbildung 2
Angenäherte Laufzeitunterschiede zwischen Messungen bei Oberflächenschuß (t_1) und bei Schuß in 2 m Tiefe (t_2)
I St. Centrale, II Milcent, III Camp VI (P-Wellen) IV St. Centrale (S-Wellen)
Approximate differences of the traveltimes from a surface explosion (t_1) and an explosion in a depth of 2 m (t_2)
I St. Centrale, II Milcent, III Camp VI (P-Waves) IV St. Centrale (S-Waves)

Werden die Messungen geeignet angelegt, so wäre es möglich, den Einfluß der Schußtiefe genauer zu erfassen als auf die oben beschriebene Weise. Die Überlegungen dazu — sie sind auch in der Nahbebenseismik geläufig — führen zu genaueren Korrekturwerten bei Flachschnüssen; sie liefern darüber hinaus auch die Hilfsmittel, um aus Reflexionsmessungen bei großer Sprengtiefe (60 m und mehr) die Geschwindigkeitsverteilung der Schallwellen zu berechnen.

Zwischen zwei Laufzeitkurven, die sich bei den Schußtiefen $T = 0$ m und $T \neq 0$ m ergeben, bestehen gewisse Beziehungen.

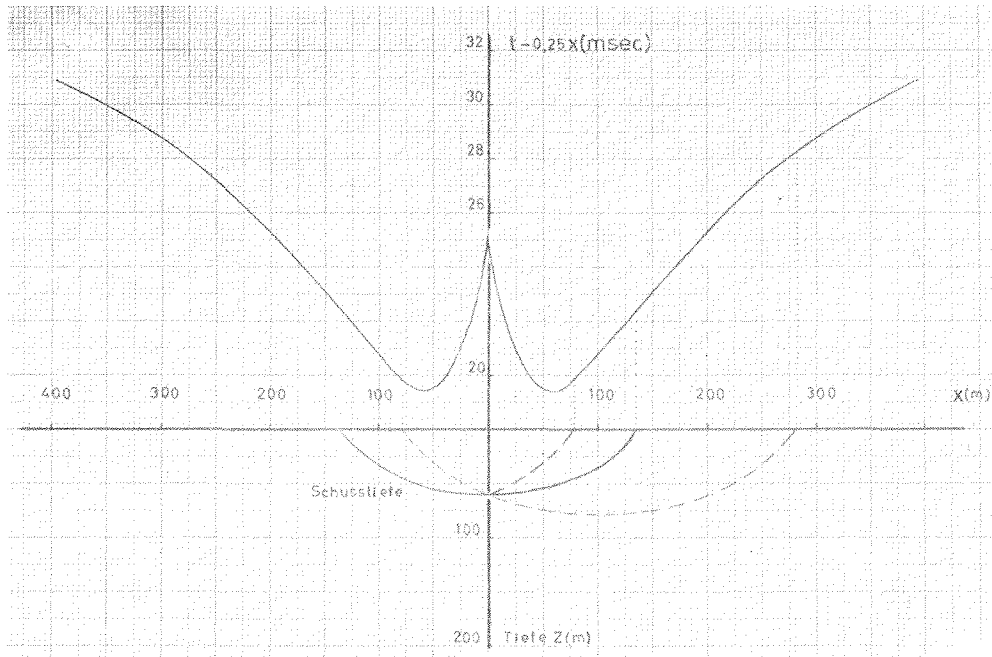


Abbildung 3
 Station Jarl-Joset Berechnete Laufzeitkurve und Strahlenwege bei Schuß in 60 m Tiefe.
 Traveltime curves and ray paths calculated for an explosion at a depth of 60 m

Abb. 3 zeigt die reduzierte Laufzeitkurve der P-Wellen für Jarl-Joset bei einer Schußtiefe von 60 m Tiefe. Diese Kurve wurde aus den $v_p(z)$ -Werten der Abb. 4 berechnet. Sie besitzt einen Wendepunkt bei $x = 134$ m; die Scheingeschwindigkeit aus der Laufzeitkurve in diesem Punkt ist gleich der Geschwindigkeit der P-Wellen in 60 m Tiefe. Aus den Kurventeilen vor und hinter dem Wendepunkt läßt sich ein Teil der Laufzeitkurve berechnen, die zu einer Oberflächen Sprengung gehört. Dazu hat man die Laufzeiten und Epizentralentfernungen zweier Punkte zusammenzuzählen, welche

die gleiche Steigung in der Laufzeitkurve besitzen; Abb. 3 liefert dazu die Begründung.

Es gibt nun zwei Möglichkeiten, $v(z)$ zu bestimmen:

1. Durch eine geeignete Zusatzmessung wird das fehlende Stück der Laufzeitkurve ermittelt. $v(z)$ läßt sich dann wie üblich nach Slichter (s. u.) bestimmen.
2. Man geht sofort von der Integralgleichung aus, die auch dem Verfahren von Slichter zugrundeliegt. Die Gleichung lautet unter den geometrischen Bedingungen eines versenkten Schusses:

$$(1) \quad x = \int_{v^*(x)}^{v(T)} \frac{\left(\frac{dz}{dv}\right) dv}{v^*(x) \sqrt{v^{-2} - \frac{v^{*-2}}{(x)^2}}} + \int_{v^*(x)}^{v(0)} \frac{\left(\frac{dz}{dv}\right) dv}{v^*(x) \sqrt{v^{-2} - \frac{v^{*-2}}{(x)^2}}}$$

T: Schußtiefe $v^*(x)$: Scheingeschwindigkeit x: Epizentralentfernung.

Gl. (1) läßt sich durch ein lineares Gleichungssystem annähern. Die Komponenten des gesuchten Vektors y dieses Systems sind punktweise Werte der Funktion dz/dv .

Das erste Verfahren bietet sich bei Flachschüssen an, wie sie in Grönland üblich sind. Bei 2 m Schußtiefe liegt der Wendepunkt etwa 6 m vom Sprengpunkt ent-

fernt. Die Laufzeitkurve, die zu einem Oberflächenschuß gehört, läßt sich also bis auf die ersten 12 m bestimmen. Das fehlende Stück wäre durch eine kleine Zusatzmessung zu ermitteln.

Das zweite Verfahren wird Anwendung bei Tiefschüssen finden, die sich in der Antarktis als notwendig erwiesen haben (vergl. [3]). Für die Auswertung muß $v(T)$ und $v(0)$ bekannt sein. $v(T)$ ergibt sich aus der Steigung der Laufzeitkurve im Wendepunkt; zur Bestimmung von $v(0)$ ist auch hier eine Zusatzmessung mit kurzer Auslage nötig.

Bei beiden Verfahren sollte man die Aufzeit kennen (Kontrollmöglichkeiten) und die Laufzeitkurve in der Umgebung des Wendepunktes möglichst genau erfassen.

Die *schußtiefen-korrigierten* Laufzeitkurven wurden nun nach der Formel von Slichter [14] ausgewertet:

$$(2) \quad z_p = \frac{1}{\pi} \int_{x=0}^{x=P} \operatorname{arc} \cosh \frac{1/v^*(x)}{1/v^*(p)} dx$$

In der Tiefe z_p breitet sich die elastische Welle mit der Geschwindigkeit $v(z_p) = v^*(x=P)$ aus. $1/v^*(x)$ entnimmt man der Steigung der Laufzeitkurve.

Zur Auswertung des Integrals wurde die reduzierte Laufzeitkurve in 10-m-Schritten vertafelt und Integrand wie Integral mit numerischen Verfahren berechnet. Auf diese Weise konnten die Fehler des Berechnungsverfahrens gegen andere Fehler klein gehalten werden.

Abb. 4 zeigt als Beispiel die Geschwindigkeitskurven der P- und S-Wellen in Station Jarl-Joset (Dumont). Die große Streuung der Punkte in der zugehörigen Laufzeitkurve der S-Wellen (Abb. 5) zeigt, wie schwer es ist, bei geringen Schußentfernungen die Einsätze der S-Wellen genau festzulegen.

In der Geschwindigkeitsverteilung macht sich eine falsche Berücksichtigung der Schußtiefe nicht allzu stark bemerkbar (Abb. 6), und dieses auch nur in den ersten Metern.

Bei der Berechnung der Korrektur wurden $v(z)$ -Kurven benutzt, die die wirklichen Verteilungen nur annähern (zu hohe $v[0]$ -

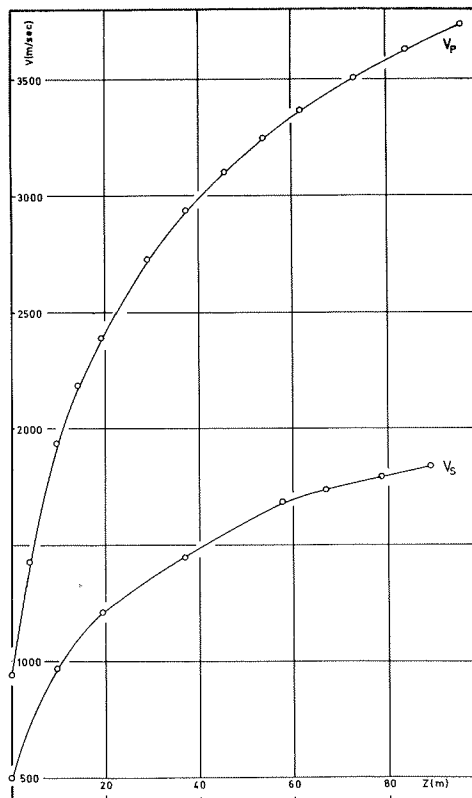


Abbildung 4
Geschwindigkeitsverteilung der P- und S-Wellen in Station Jarl-Joset
P- and S-wave velocities versus depth at Jarl-Joset

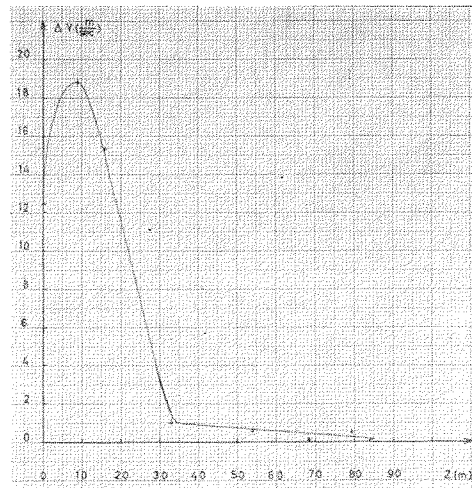


Abbildung 6
Station T11: Geschwindigkeitsfehler $\Delta v(z)$ bei zu kleiner Schußtiefenkorrektur (St. Centrale)
Velocity error versus depth for too small correction due to shot depth (St. Centrale)

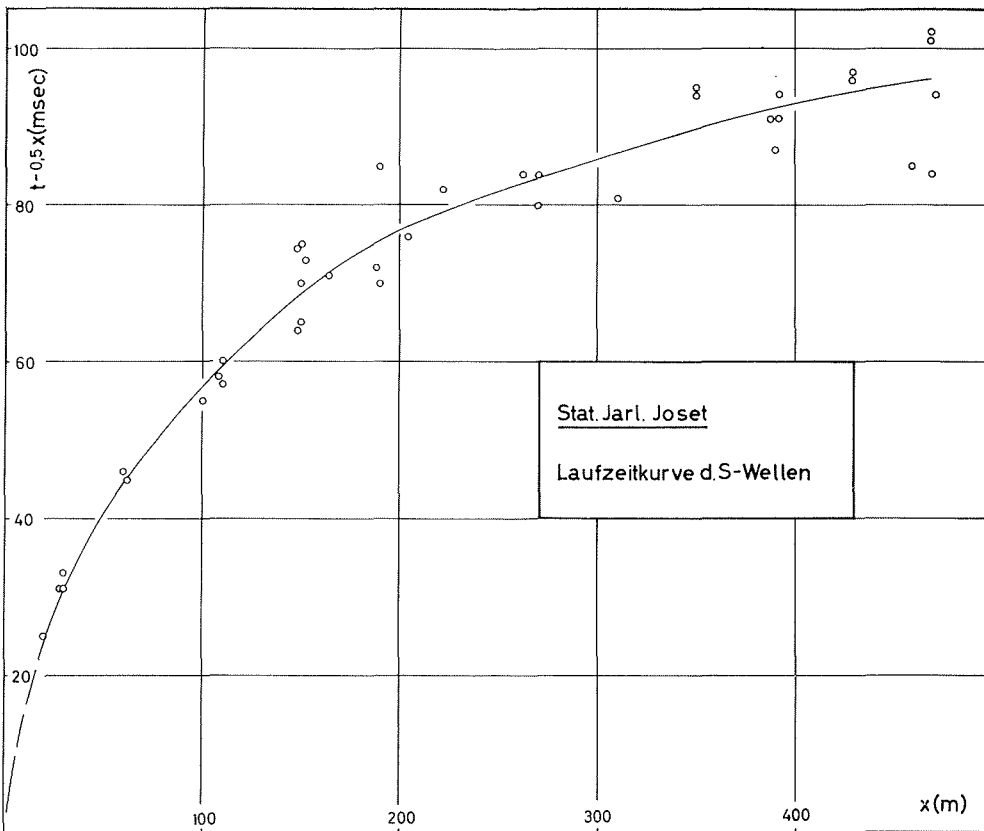
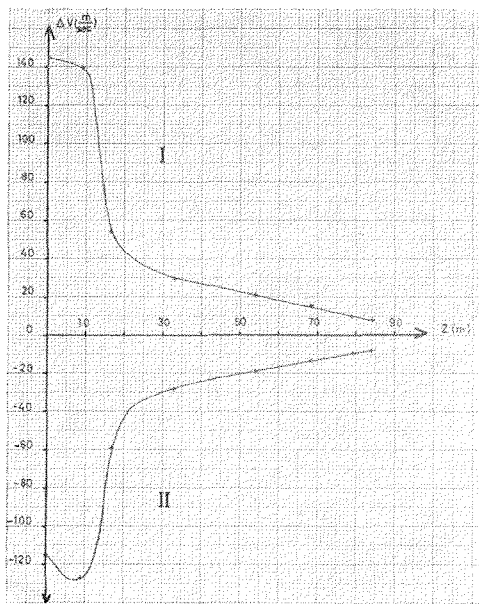


Abbildung 5 Laufzeitkurve der S-Wellen in Jarl-Joset Traveltime curve of S-waves at Jarl-Joset



Werte). Aus diesem Grund sind trotz Korrektur noch Fehler in der Größenordnung der Abb. 6 zu erwarten.

Abrißfehler verändern nur in Schußpunktnähe die Form der Laufzeitkurve und damit $v^*(x)$, dies aber um so mehr, je kleiner x ist. Abb. 7 zeigt dies bei einem hypothetischen Abrissfehler von ± 2 msec.

In erster Näherung verschiebt sich bei Fehlern im Abriss eine $v(z)$ -Kurve parallel zur z -Achse. (Der Einfluß der Fehler hängt stark ab vom Nullpunkt-Abstand des ersten Geophons; in T 11 betrug er 30 m).

Die bisher behandelten Fehler verändern nur den Anfangsteil der Laufzeit- und Geschwindigkeitskurven. Hingegen können

Abbildung 7
Station T 11: Geschwindigkeitsfehler $\Delta v(z)$ I
Abriss 2 msec zu spät festgelegt, II Abriss 2 msec
zu früh festgelegt
Dependence of velocity error on depth, I Step-
out signal spotted 2 msec later, II Step-out sig-
nal spotted 2 msec earlier

Entfernungsfehler, falsch ausgewertete Einsatzzeiten wie auch der persönliche Einfluß beim Festlegen der Laufzeitkurve in jedem Punkte des t-x-Diagramms auftreten.

Eine dichtere Geophonaufstellung in Schußpunkt-nähe würde es erlauben, die Laufzeit noch stärker zu reduzieren und die x-Achse zu dehnen. Dadurch ließe sich eine Laufzeitkurve in ihrem stark gekrümmten Teil sicherer festlegen.

2. Untersuchung der Geschwindigkeitsverteilungen und analytische Darstellung der $v(z)$ -Kurven.

Die empirischen $v(z)$ -Werte lassen sich durch zwei verschiedene Ansätze darstellen, und zwar

$$(3) \quad v(z) = a - b \exp(-cz),$$

[Exponentialansatz]

$$(4) \quad v(z) = dz^f, \text{ Potenzansatz}$$

Welchem Ansatz man den Vorzug geben will, hängt ab von der Fragestellung, ferner davon, wie gut die Meßwerte wiedergegeben werden und welche physikalische Bedeutung dem formalen Ansatz zugeordnet werden kann.

Zum Exponentialansatz. Die formale Berechtigung dieses Ansatzes ergibt sich, wenn

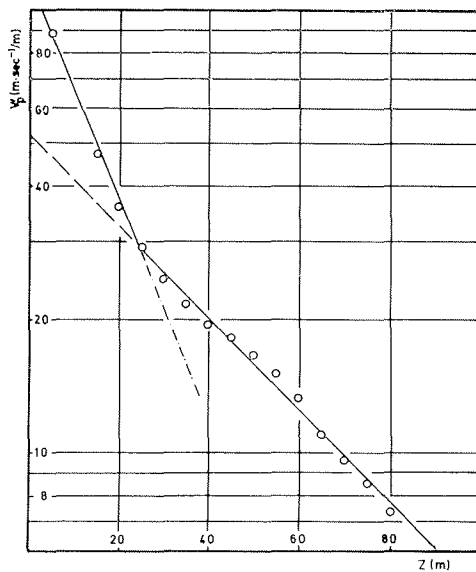


Abbildung 8
Station GP 3: v_p gegen Tiefe
 v_p versus depth

wir $v'(z)$ gegen $v(z)$ oder $\log v'(z)$ gegen z auftragen (Abb. 8). Aus Darstellungen dieser Art ergeben sich für die Messungen der EGIG meist zwei Parametergruppen a, b, c, so daß die $v(z)$ -Werte durch zwei Kurvenäste angenähert werden können.

Abb. 9 zeigt dies für Station GP 3. Gl. (3) bewährt sich auch bei recht genauen $v(z)$ -Werten von Bentley, Pomeroy und Dor-man [4].

Der Exponentialansatz wurde untersucht, weil er die Möglichkeit zu bieten schien, auch an solchen Stationen die seismische Firmmächtigkeit (vergl. Brockamp [6]) zu ermitteln, an denen keine langen Refraktionsprofile geschossen werden konnten. Zu diesem Zweck wurden die Parameter a, b und c der auslaufenden Äste ermittelt (Tafel 2). Dies war nicht immer ganz zwanglos möglich.

Tafel 2

Station	a (m/sec)	b (m/sec)	c (1/m)
Carrefour	3821	2512	0,0304
T 8	3840	2271	0,0268
T 11	3852	3761	0,0343
GP 3	3835	2179	0,0239
GP 7	3869	2063	0,0227
T 27	3950	2409	0,0219
GP 30	3890	2519	0,0242
GP 34	3880	2480	0,0250
Milcent	3920	4455	0,0303

Wenn die ermittelten Endgeschwindigkeiten a zu stark von den Werten abwichen, die man auf Grund der Höhenlage erwarten sollte (vergl. [6]), wurden die Parameter innerhalb der Fehlergrenzen abgeändert.

Der Exponentialansatz bedingt, daß die von Brockamp - Kohlen [6] gegebene Definition hier anders zu fassen ist. Die Untergrenze des Firns wird dort angesetzt, wo sich $v(z)$ bis auf einen bestimmten Betrag, die sogenannte Einlaufgröße, dem Endwert genähert hat. Wählt man für diese Größe 15 m/sec, so ergeben sich zumindest für die Stationen im Inneren Firmmächtigkeiten, die sich mit den Ergebnissen aus [6] vertragen (Abb. 10).

Die Darstellung $\log v'(z)$ gegen z (vergl. Abb. 8) läßt einen — bei den meisten Stationen zweifachen — Stockwerkaufbau der

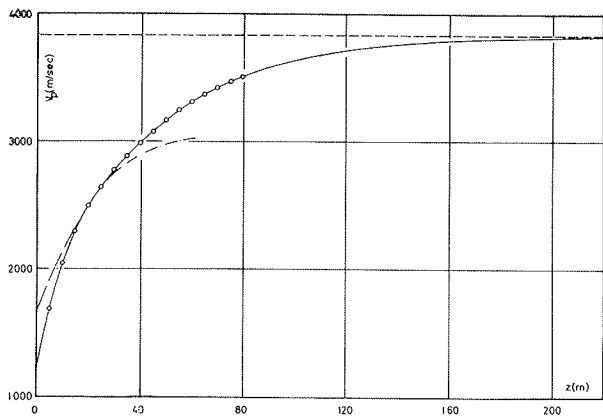


Abbildung 9
 Station GP 3: V_p gegen Tiefe
 V_p versus depth
 - - - Näherung:
 $V_p = a - b \cdot \exp. (-cz)$
 -.-. Approximation:

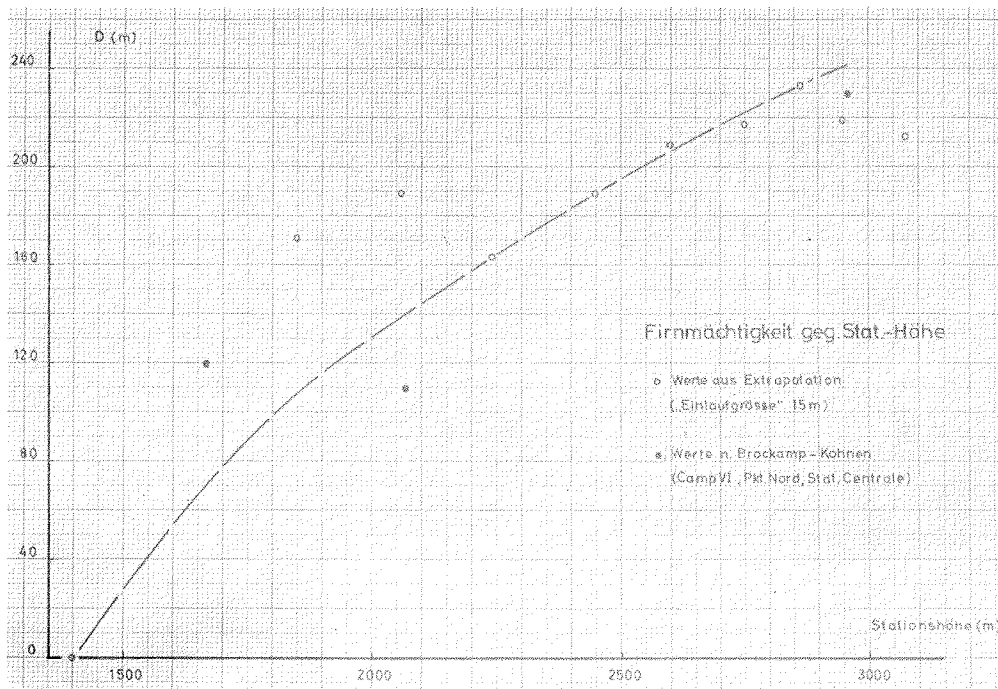


Abbildung 10
 Firnmächtigkeit gegen Stationshöhe Thickness of firm versus absolute height of several stations

Firnschichten vermuten. Als „kritische seismische Tiefe“ wird jene Tiefe definiert, in der sich die beiden ersten Kurvenäste schneiden, die Parameter des Exponentialansatzes also ihren Wert ändern. Die kritische Tiefe wächst etwas mit der Höhe des Untersuchungsgebietes (Abb. 11); über ihre Bedeutung siehe Seite 144.

Zum Potenzansatz. Der Potenzansatz kann nicht das charakteristische Einlaufen der

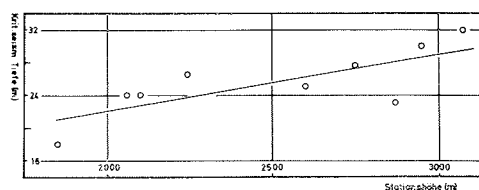


Abbildung 11
 Kritische Seismische Tiefe gegen Stationshöhe
 „Critical seismic depth“ plotted against the absolute heights of several stations

$v(z)$ -Kurven in einen Endwert beschreiben; er wird aber, wie eine doppellogarithmische Darstellung zeigt, den Kurven gerecht, die sich aus den kurzen Reflexionsaufstellungen errechnen (Abb. 12).

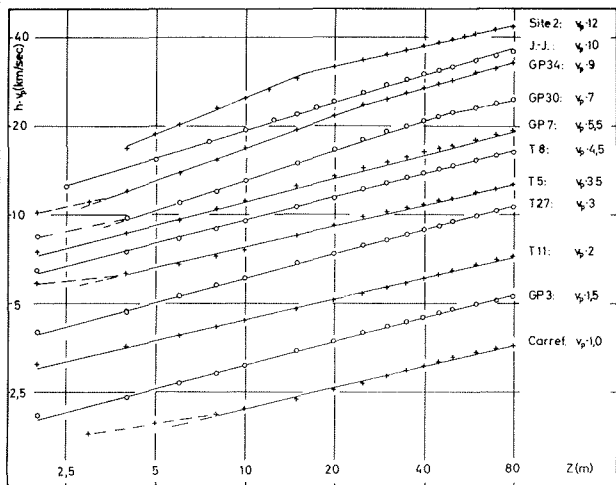


Abbildung 12
Geschwindigkeit der P-Wellen gegen Tiefe (Achsen logarithmisch geteilt)
Velocity of P-waves versus depth in double logarithmic scale

Auch in bestimmten Kugelpackungen nimmt die Schallgeschwindigkeit mit der Tiefe nach einem Potenzgesetz zu. Allerdings sind derartige Kugelpackungen in ihren elastischen Eigenschaften anisotrop — bei dem Verfahren von Slichter darf v dagegen nur von z abhängen — und die Modellrechnungen berücksichtigen nicht, daß die Körner sich nicht nur berühren, sondern auch miteinander verwachsen. Weiterhin stimmen die

$$(5) \quad v_p = \left(\frac{3 E^2 \bar{p}}{8 (1 - \sigma^2)^2} \right)^{1/6} \left(\frac{6}{\pi \rho^*} \right)^{1/2} \quad (\text{einfache kubische Kugelpackung})$$

$$(6) \quad v_p = \sqrt[6]{\frac{(4 - 3) 3 \sqrt{2}}{(2 - \sigma) \pi \rho^*} \left(\frac{3 E^2 \bar{p}}{8 (1 - \sigma^2)^2} \right)} \quad (\text{flächenzentrierte kubische Kugelpackung})$$

(E : Elastizitätsmodul, σ : Poisson'sche Zahl, ρ^* : Dichte, \bar{p} : Druck, unter dem die Kugeln durch die aufliegende Last stehen).

Setzt man (vergl. auch oben) $\bar{p} \sim z$ an, was sicher nicht erlaubt ist (vergl. Abb. 14), so ergäbe sich aus den beiden letzten Gleichungen

Dichteverhältnisse nicht mit der Natur überein.

Gassmann [7] hat das elastische Verhalten einer hexagonal dichtesten Kugelpackung berechnet. Danach gilt für die Vertikalgeschwindigkeit, aber auch für die Laufzeitkurve ein Potenzgesetz.

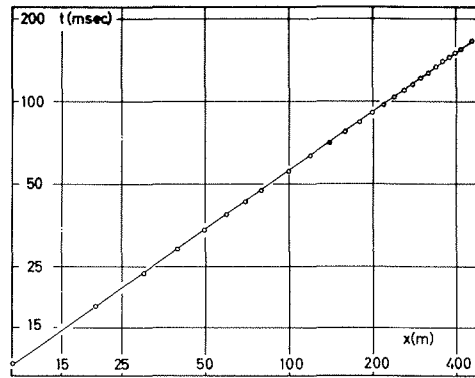


Abbildung 13
Station Jarl-Joset: Laufzeitkurve der P-Wellen (mit Schußtiefenkorrektur in doppel-logarithmischer Darstellung)
A travel time curve of P-waves on double logarithmic paper

Auch Abb. 13 zeigt dies für die Laufzeitkurve der Station Jarl-Joset in doppel-logarithmischer Darstellung. Es ergibt sich eine Gerade mit der Steigung 0,7; nach der Theorie sollte dieser Wert aber $5/6$ betragen. Zum Teil ist der Unterschied wohl dadurch zu erklären, daß der Druck proportional zu z angesetzt wurde (vergl. aber unten).

White [15] gibt bei zwei Kugelpackungen verschiedener Dichte für die Geschwindigkeit der P-Wellen:

Wie aber Abb. 12 zeigt ist der Exponent f stets größer als $1/6$. Außerdem ergeben sich aus den Messungen

andere Faktoren d als aus der Theorie. Deshalb sei der Zusammenhang zwischen \bar{p} und $\Sigma(z)$ untersucht, wobei gilt:

$$\frac{\bar{p}}{\rho} (z) = \int_0^z \rho dz' = \Sigma(z) \quad (\text{Ausgangswerte: Abbildung 14})$$

vom Meßgebiet unabhängig wäre. Diese Feststellung folgt nicht aus den unterschiedlichen Beziehungen zwischen Dichte und

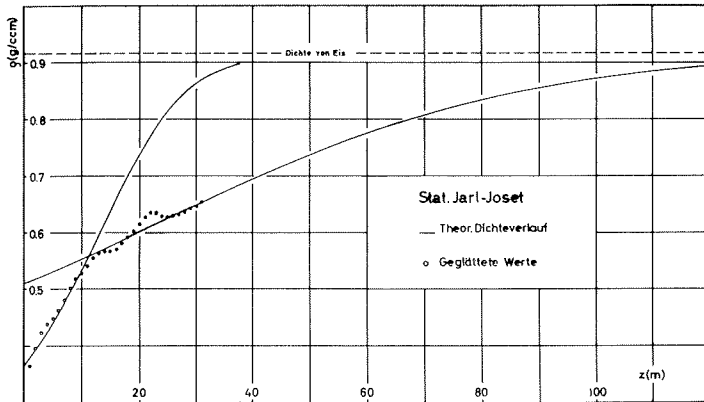
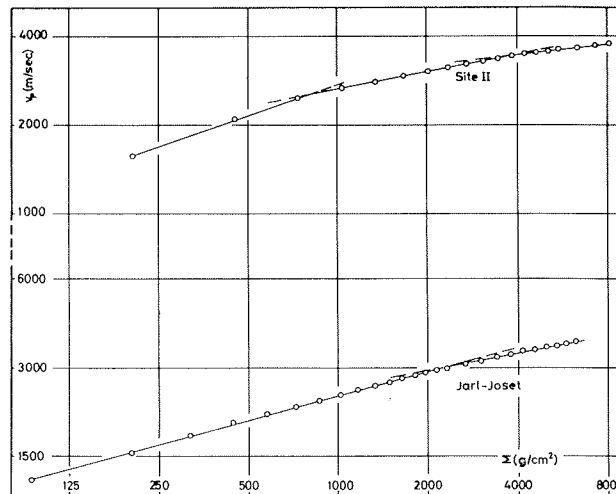


Abb. 14
Station Jarl-Joset:
Eisendichte gegen Tiefe
Ice density
versus depth

Abb. 15
Site II und Jarl-Joset:
 v_p gegen Last
 v_p versus load



Aus den Meßergebnissen der EGIG läßt sich nur für die Station Jarl Joset v_p über $\Sigma(z)$ * darstellen; in Abb. 15 sind zum Vergleich auch die entsprechenden Werte für Site II angegeben [4]; [1].

Auch so ergibt sich keine Übereinstimmung mit den Gleichungen (5) oder (6): Die Steigung der linearen Äste ist wiederum größer als 1/6. Wie ein Vergleich der beiden Stationen weiterhin zeigt, gibt es keinen Zusammenhang zwischen $\Sigma(z)$ und v_p , der

Schallgeschwindigkeit verschiedener Autoren (vergl. Abb. 16).

Änderung der elastischen Größen mit der Tiefe.

Nur in Jarl Joset konnte neben v_p auch v_s bestimmt werden. Da für diese Station auch der Dichteverlauf bekannt ist, lassen sich die elastischen Größen in Abhängigkeit von z berechnen.

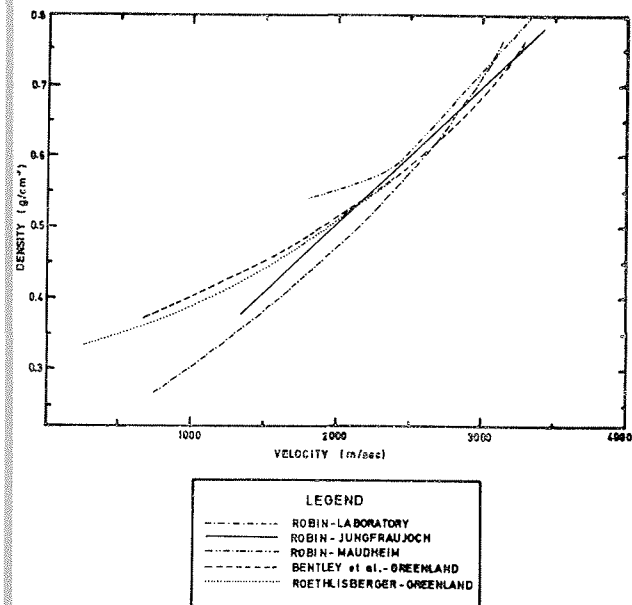


Abb. 16

Firndichte gegen Geschwindigkeit (nach Mellor)
Firn density versus velocity (after Mellor) (12)

Abb. 17 zeigt den Verlauf der Lamé'schen Moduln und der Inkompressibilität K. Die Kurven weisen einen deutlichen Knick in 12—15 m Tiefe auf. Seine Bedeutung soll in Abschnitt 4 erläutert werden.

Der Verlauf der Poisson'schen Konstanten ist sehr unsicher (vergl. [4], [6]). Es ist zu berücksichtigen, daß σ gegen kleine Fehler in v_p und v_s sehr empfindlich ist.

3. Seismische Messungen der EPF

Neben der EGIG erbrachte die EPF [9, 10] eine ergiebige Ausbeute an seismischem Material. Die Reflexionsmessungen dieser Expedition waren aber so angelegt, daß sich nur 50—100 m lange Stücke der Laufzeitkurven ergeben, die in den meisten Fällen bei $x \approx 600$ m beginnen und durch 6 Punkte belegt sind. Deshalb können wir an Hand dieses Materials keine Aussagen über $v(z)$ machen. Die Unterlagen sind aber umfangreich genug, um die Laufzeit der P-Wellen über einen festen Abstand Schußpunkt-Geophon kartennmäßig als Laufzeitplan darzustellen. *) Die meisten Meßwerte dazu sind bei einem Abstand von $x = 600$ m gegeben.

*) Neben den Unterlagen der EPF wurden Messungen der EGIG (Nordprofil) und der Wegener-Expedition 1929—31 verwertet.

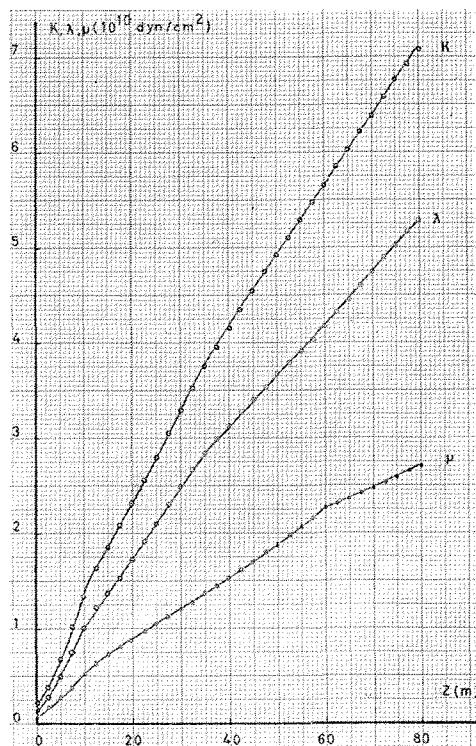


Abb. 17

Station Jarl-Joset: Inkompressibilität K und Lamé'sche Moduln gegen Tiefe
Incompressibility and Lamé's coefficients versus depth

Im Laufzeitplan (Abb. 18) finden wir ein Kerngebiet hoher Laufzeit, das deutlich nach Osten verschoben ist. Die Laufzeiten fallen nach Osten hin stärker ab als nach Westen. Ein Vergleich mit der topographischen Karte läßt deutliche Zusammenhänge zwischen Schall-Laufzeit und Höhenlage eines Meßortes erkennen.

Oberhalb 1800 m besteht zwischen den beiden Größen näherungsweise eine lineare Beziehung. Brockamp und Kohlen haben diesen Zusammenhang an Hand der Übertragungsgeschwindigkeiten gezeigt.

Wahrscheinlich wirkt sich nicht nur die Höhe, sondern auch die Breitenlage eines Meßpunktes auf die Beschaffenheit des Firms und damit auf die Laufzeit der Schallwellen aus. Eine solche Breitenabhängigkeit konnte aus den vorliegenden Messungen aber nicht hergeleitet werden.

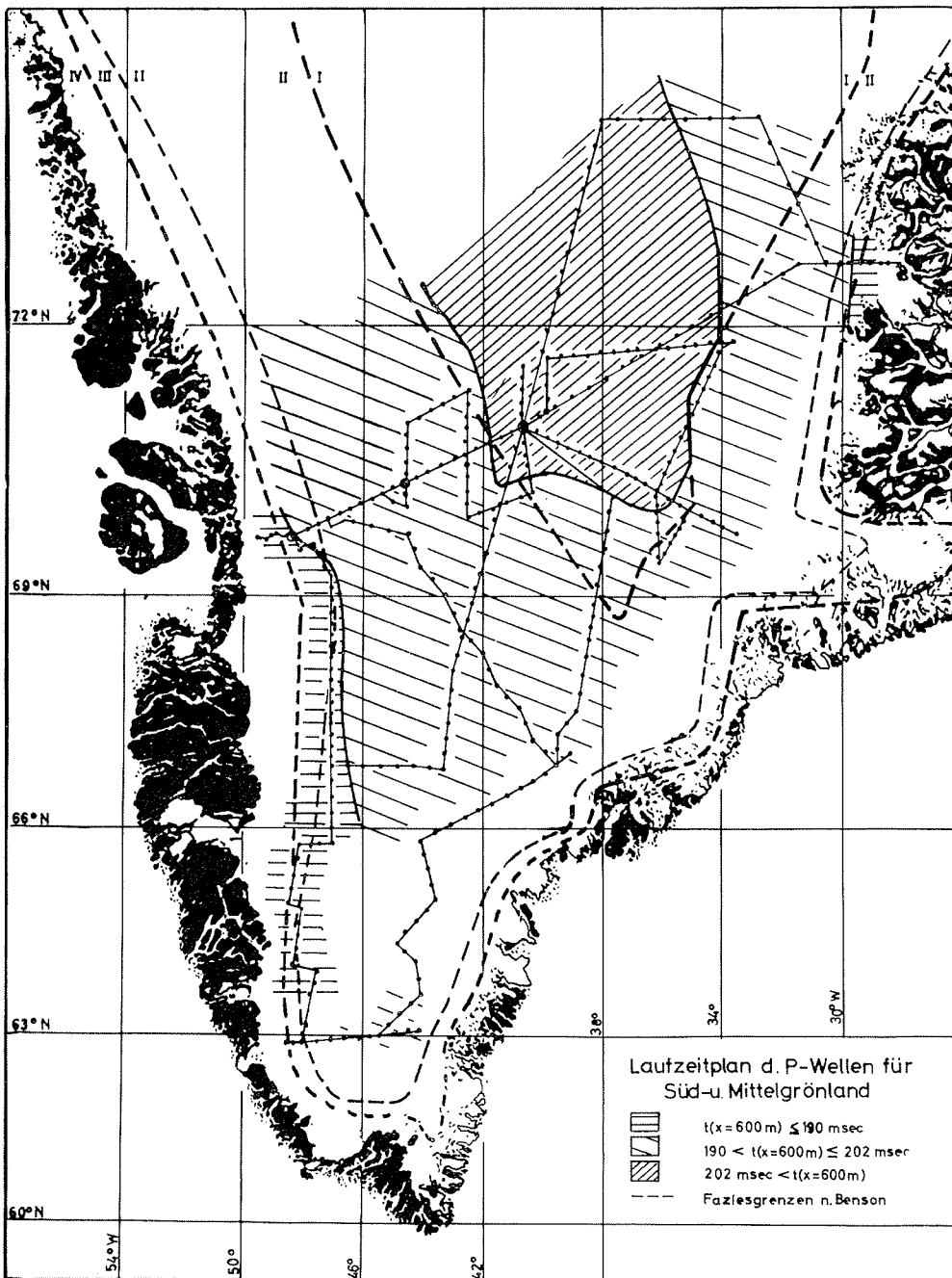


Abb. 18
 Laufzeitplan der P-Wellen für Süd- und Mittelgrönland mit den Faziesgrenzen nach Benson

Traveltime map for the central Greenland ice cap and firn facies after Benson

4. Diskussion der Ergebnisse unter glaziologischen Gesichtspunkten

Die Ergebnisse der Abschnitte 2 und 3 seien abschließend unter glaziologischen Gesichtspunkten erörtert.

Laufzeitplan und Fazieskarte

Benson [2] unterscheidet auf Gletschern und Inlandeisen den Faziesbereich des trockenen Schnees, der Sickerfazies, des nassen Firns und das Abtragsgebiet. Es ist ersichtlich, weshalb sich die Karte der Faziesgrenzen weitgehend mit dem Laufzeitplan deckt (vergl. Abb. 18): Der Schnee bleibt dort am längsten locker, wo die Temperaturen niedrig sind und die Massenverlagerungen in der Schneedecke deshalb nur langsam vorangehen. In solchen Gebieten werden wir größere Schall-Laufzeiten erwarten als etwa dort, wo der Firn durch häufiges

Schmelzen und Wiedergefrieren schneller in Gletschereis umgewandelt wird.

Erörterung der Dichtekurve in Jarl Joset

Aus dem Dichteprofil der Station Jarl Joset kann die Glaziologie Aussagen gewinnen, die mit unseren seismischen Ergebnissen verglichen werden sollen.

Abb. 19 zeigt den Verlauf der Firndichte mit der Tiefe; er kann unter gewissen Annahmen (Benson [2], Anderson und Benson [1]) durch zwei Äste wiedergegeben werden, die folgender Gleichung gehorchen:

$$(7) \quad z - \bar{z} = \frac{1}{m \rho_{\text{Eis}}} (k - (\varepsilon + \ln \varepsilon)); \quad \varepsilon(z) = \frac{\rho_{\text{Eis}} - \rho_z}{\rho_z}$$
$$k = \varepsilon(\bar{z}) + \ln \varepsilon(\bar{z})$$
$$\bar{z} < \begin{cases} 0 & \text{1. Ast} \\ z_{\text{krit}} & \text{2. Ast} \end{cases}$$

Das Verfahren von Benson und Anderson ergibt in unserem Fall für den ersten Ast $m = 17,2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{g}$, $\rho(0) = 1/V_0 = 0,36 \text{ g/ccm}$. Für den zweiten Ast werden die Werte $m = 3,80 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{g}$ und $z_{\text{krit}} = 11,5 \text{ m}$ benötigt; V_0 hat den Wert $1,93 \text{ ccm/g}$. Aus Gl. (7) wurde der extrapolierte Dichteverlauf für Station Jarl Joset berechnet (Abb. 14 und 19).

Die beiden Wertepaare m und v_0 sind für eine Faziesart kennzeichnend. In Gebieten mit häufigem Schmelzen zeigen sie höhere Werte als etwa in der Fazies des trockenen Schnees (vergl. [1], [2]). Sie teilen darüber hinaus den Firn in zwei Stockwerke, deren Grenze die kritische Tiefe z_{krit} ist. Im oberen Stockwerk wächst ρ vor allem dadurch, daß die Packung der Körner dichter wird. Unterhalb der kritischen Tiefe wird die Kornpackung für das Dichtewachstum unwirksam. Für weitere Zunahme sorgen hier langsamere Vorgänge, die allerdings je nach der betreffenden Fazies noch durch Schmelzen und Wiedergefrieren verstärkt werden können.

Die kritische Tiefe trat bereits in den Kurven der elastischen Größen hervor, was nicht weiter verwunderlich ist, da die Dichte in die Berechnung dieser Größen eingeht. Der Verlauf der Poisson'schen Zahl ist zu

ungenau bekannt, als daß wir in ihm die kritische Tiefe wiederfinden könnten.

Dagegen stimmt der glaziologische und der seismische Stockwerkaufbau nicht überein, weder in Jarl Joset (kritische Tiefen: 19 m gegen 11,5 m) noch in Site II (24 m gegen 11 m). In Site II, nicht aber in Jarl Joset, konnte z_{krit} hingegen in der doppelt-logarithmischen Darstellung der Funktion $v_p(z)$ wiedergefunden werden (vergl. Abb. 12). Den Ursachen dieser Differenzen wird weiter nachgegangen.

Literatur

- (1) Anderson, D. L. und Benson, C. S.: The densification and diagenesis of snow, Ice and Snow herausgegeben von W. D. Kingery, The M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, 1963, S. 391—411.
- (2) Benson, C.S.: Stratigraphic studies in the snow and firn of the Greenland ice sheet, *Fol. Geogr. Danica*, Bd. 9, S. 13—37, 1961.
- (3) Bentley, C. R.: The structure of Antarctica and its ice cover, *Research in Geophysics*, herausgegeben von H. Odishaw, The M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, Bd. 2, S. 335—386, 1964.
- (4) Bentley, C. R., Pomeroy, P. W., Dorman, H. J., *Seismic measurements on the Greenland ice cap*, *Annales de Géophysique*, Bd. 13, Heft 4, S. 253—375, 1957.
- (5) Brockamp, B.: Nachtrag zu den wissenschaftlichen Ergebnissen der Deutschen Grönland-Expedition Alfred Wegener, *Neues Jahrbuch für Geologie und Paläontologie*, 1951.
- (6) Brockamp, B. und Kohnen, H.: Ein Beitrag zu den seismischen Untersuchungen auf dem Grönländischen Inlandeis, *Zeitschr. Polarforschung*, 1965, Bd. VI, Jahrgang 35.

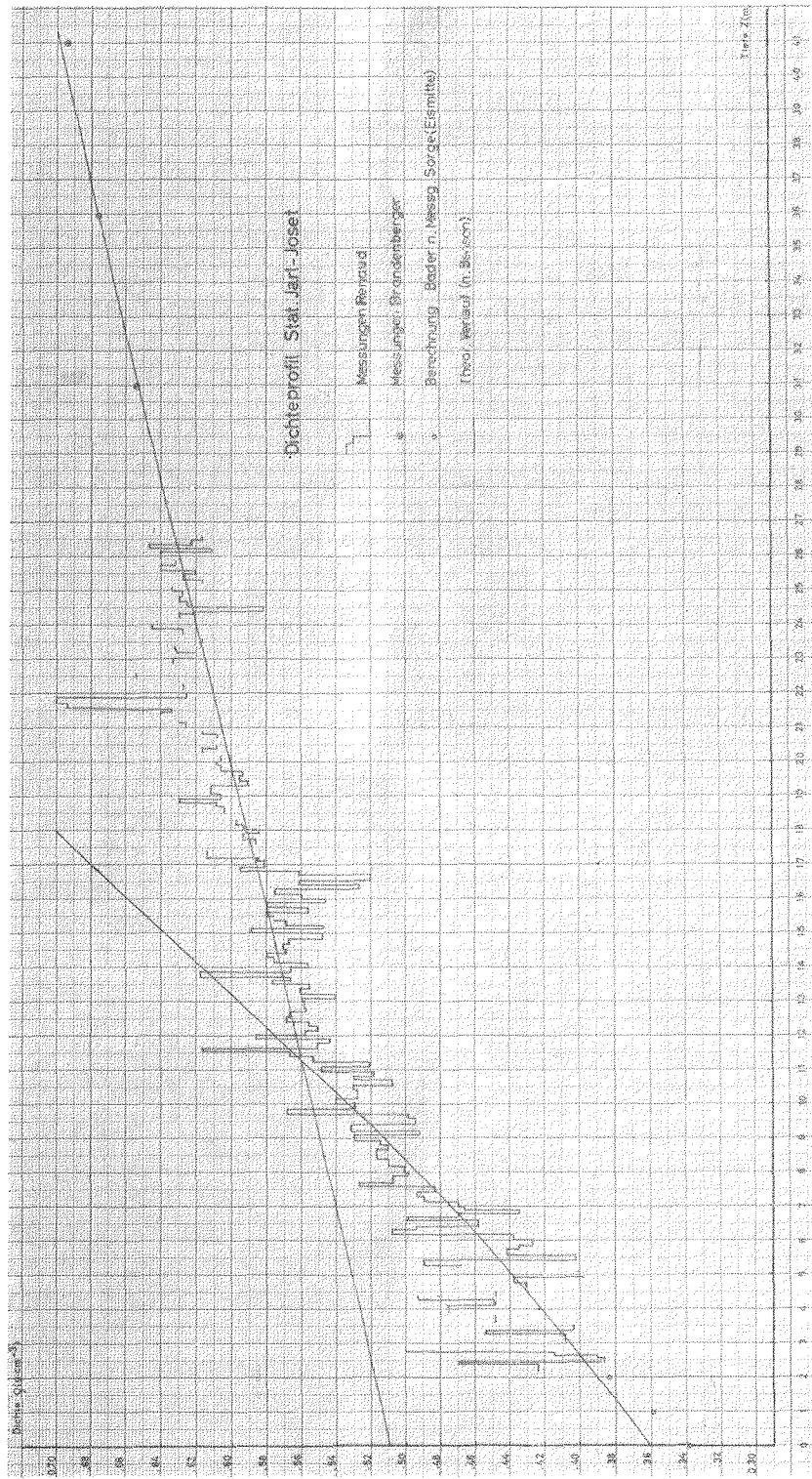


Abb. 19 Dichteprofil in Jarl-Joset Density profile at Jarl-Joset

- (7) Gassmann, F.: Elastic waves through a packing of spheres, *Geophysics*, Bd. 16, S. 673 bis 685, 1951; siehe auch *Geophysics*, Bd. 18, S. 269, 1953.
- (8) Hofmann, W.: Die geodätische Lagemessung über das grönländische Inlands der Internationalen Glaziologischen Grönland-Expedition (EGIG) 1959, *Meddelelser om Grønland*, Bd. 173, Nr. 6.
- 9) Joset, A. und Holtzscherer, J. J.: Étude des vitesses de propagation des ondes séismiques sur l'inlandsis du Groenland, *Annales de Géophysique*, Bd. 9, S. 330—357, 1953.
- (10) Joset, A. und Holtzscherer, J. J.: Détermination des épaisseurs de l'inlandsis du Groenland, *Annales de Géophysique*, Bd. 10, S. 351 bis 381, 1954.
- (11) Mälzer, H.: Das Nivellement über das grönländische Inlands der Internationalen Glaziologischen Grönlandexpedition 1959, *Meddelelser om Grønland*, Bd. 173, Nr. 7, 1964.
- (12) Mellor, M.: *Polar Snow — a summary of engineering properties*, Ice and Snow, herausgegeben von W.D. Kingery, The M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, 1963, S. 528 bis 559.
- (13) Robin, G. de Q.: Seismic shooting and related investigations, Norwegian-British-Swedish Antarctic Expedition 1949—52, *Sci. Results*, 5. Norsk Polarinstitut, 1958.
- (14) Slichter, L. B.: The theory of the interpretation of seismic travel time curves in horizontal structures, *Physics*, Bd. 3, Nr. 6, S. 273—295, 1932.
- (15) White, J. E.: *Seismic waves: radiation, transmission, and attenuation*, McGraw-Hill Book Company, New York, St. Louis, San Francisco, London, Toronto, 1965.

Über die Wärmestruktur des antarktischen Eismantels.

Eine Arbeit Burdeckis über „Die Wärmestruktur des antarktischen Eismantels“ erscheint im „NOTOS“, dem Veröffentlichungsorgan der Section of Scientific Research of the South-African Weather Bureau.

Brieflich teilte der Verfasser einige Ergebnisse der Arbeit mit. Hauptsächlich auf amerikanischen und sowjetischen Forschungen basierend, berechnete Burecki die Eis- und Felsmassen des Eismantels bis herab zur 0°C-Isotherme (Also unter das mittlere Niveau der Meeresoberfläche) zu rund 24,46 Millionen Kubikkilometer Eis und rund 15,87 Kubikkilometer Felsen. Die mittlere Temperatur dieser Eis-plus-Fels-Massen wurde auf Grund des von Burdecki bearbeiteten Modells zu $-24,6^{\circ}\text{C}$ berechnet; dabei besitzt der Westantarktische Block eine Temperatur von $-17,7^{\circ}\text{C}$ und die Ost-Antarktis (Eis plus Fels) eine mittlere Temperatur von $-25,3^{\circ}\text{C}$. Auf Grund der höheren Wärmeleitfähigkeit der Erdkruste ist die mittlere Temperatur der Gebirgsmassive unter dem Eismantel immer bedeutend höher als die

entsprechenden Eistemperaturen. Für summierte Ringzonen derselben Breitengraden beträgt der Unterschied teilweise mehr als 20°C .

Im Verhältnis zu 0°C sind rund 1690×10^{18} „negative“ kcal. in der Antarktis gespeichert; davon entfallen allerdings 1211×10^{18} negative kcal auf die latente Schmelzwärme des Eises und rund 145×10^{18} kcal würden zur Erwärmung bis 0°C des Gesteins der im Eismantel eingebetteten Felsmassive benötigt.

Wenn wir annehmen, daß ein Gleichgewichtszustand besteht zwischen Schmelz- und Wieder-Gefrier-Prozessen an der Oberfläche des Antarktischen Eisblocks, dann würde der ständige Zustrom von Erdwärme „von unten“ ein Abschmelzen des Eises und Erwärmen der Gebirgsrücken in rund 368 000 Jahren bewirken. Allerdings ist dieses Resultat sehr ungenau, da wir praktisch nichts über die Geothermie in südpolaren Gebieten wissen.

Kurt Ruthe