

Zur Strömungstheorie der Gletscherbewegung

Von H. HESS in Nürnberg

Mit 9 Figuren

Die Strömungstheorie der Gletscherbewegung wurde in ihren geometrischen Grundlagen 1897 von S. FINSTERWALDER^{1, 2)} klargestellt. Sie werden hier als bekannt vorausgesetzt, ebenso wie die Kontinuitätsgleichungen

$$dF \cdot A = dF \cdot V \cdot \sin \Phi = df \cdot a = df \cdot v \cdot \sin \varphi \quad (1)$$

woraus folgt $A : a = dF : df$; $\sin \Phi = \frac{A}{V}$; $\sin \varphi = \frac{a}{v}$

$$\text{und } dF_1 \cdot v_1 = dF_2 \cdot v_2 \quad (2)$$

von denen die ersteren für die Gletscheroberfläche und die durch Stromlinien vermittelte Abbildung des Firngebietes auf das Zungengebiet gilt, während (2) die Kontinuität der Bewegung in einer von lauter Stromlinien begrenzten Stromröhre darstellt, wenn diese zwei senkrechte Querschnitte dF_1 und dF_2 hat, durch welche das Eis mit den Horizontalgeschwindigkeiten v_1 und v_2 bewegt wird. Die Gleichungen gelten für den stationären Gletscher, dessen Ernährung, Oberflächenform und Zerstörung unabhängig von der Zeit, also konstant sind.

A bedeutet hier den senkrecht zur Gletscheroberfläche gemessenen Auftrag pro Zeit- und Flächeneinheit im Firn, a die ebenso bestimmte Abschmelzung auf der Zunge, dF ein Flächenelement des Firns, df ein solches der Zunge, während Φ und φ die Winkel sind, welche die Stromlinien beim Eintritt in den Firn und beim Austritt aus der Zunge mit der jeweiligen Oberfläche bilden. Setzt man, der Einfachheit wegen, voraus, daß Punkte, welche zu einem Zeitpunkt senkrecht untereinander liegen, diese Eigenschaft auf die Dauer beibehalten, so werden die zugehörigen Stromlinien, sowie die Verbindungslinien ihrer Endpunkte

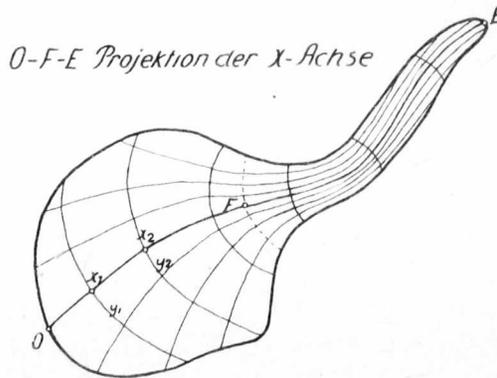
¹⁾ S. FINSTERWALDER, »Der Vernagtferner usw.«, Wiss. Erg.-Hefte z. Zeitschrift d. D. u. Ö. A.-V. I, Graz 1897, S. 47—66.

²⁾ H. F. REID, »Mechanics of Glaciers«. The Journal of Geol., Chicago 1896.

auf der Gletscheroberfläche (Bewegungslinie) die gleiche Horizontalprojektion haben. Diese Voraussetzung ist, mindestens in erster Annäherung, zulässig. Das haben die langjährigen Messungsreihen vom Rhonegletscher³⁾ und vom Hintereisferner⁴⁾ bewiesen, durch welche für die ganzen Gletscherzungen und für große Teile des Firngebietes je das System der Bewegungslinien erhalten wurde.

Mit Hilfe dieser Bewegungslinien kann man einen Gletscher in eine beliebige Anzahl von Teilgletschern zerlegen, deren jeder weder Maße noch Bewegungsenergie von seinen Nachbarn erhält, oder an sie abgibt — eine der Grundlagen der stationären, wirbelfreien Bewegung von (zähen) Flüssigkeiten. Dem entsprechend wurden die

Fig. 1



Bewegungsverhältnisse der Teilgletscher des Hintereisferners gesondert studiert⁴⁾, und es konnte unter Verwendung des Satzes: »Die gesamte (sekundliche) Gefällsleistung der Maße eines solchen Teilgletschers ist gleich der Summe der (sekundlichen) Widerstandsleistungen« zu dem aus Experimenten der Größenordnung nach bekannten Koeffizienten $\mu=1,0$ bis $1,25 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-1} \text{ g sek}^{-1}$ der Koeffizient $f=0,05$ bis $0,066$ der Bodenreibung ermittelt werden⁵⁾.

Denkt man sich durch zwei benachbarte, zur Achse des Teilgletschers senkrechte Vertikalebene eine unendlich dünne Eisplatte von

³⁾ »Vermessungen am Rhonegletscher 1874—1915«. Denkschr. Schw. Naturf. Ges. Bd. LII, Basel 1916, Taf. 3 u. 7.

⁴⁾ »Der Hintereisferner 1893—1922«. Zeitschr. f. Gletscherkunde Bd. XIII 1924 S. 161/62 sowie Taf. 4.

⁵⁾ Vgl. hierzu bes. auch Zeitschr. f. Gletscherkunde Bd. XVII 1929 S. 51.

der Dicke dx , der Breite y und der Höhe (= Eistiefe) Z abgegrenzt, so ergibt sich zunächst deren Gewicht zu $y \cdot Z \cdot \rho \cdot dx$ kg, wobei $\rho = 917,6$ kg das Gewicht eines m^3 Eis ist. Die in der Bewegungsrichtung wirkende Komponente des Gewichts ist dann $y \cdot Z \cdot \rho \cdot dx \cdot \sin \alpha$, wenn an der Schnittstelle die Neigung des Untergrundes mit α^0 bezeichnet wird. Gilt für die ganze Eisplatte die mittlere Geschwindigkeit

v_m m/Jahr = $\frac{v_m}{31,6 \cdot 10^6}$ m/sek., so ist die sekundliche Gefällsleistung

$$L = \int_{x=0}^{x=l} \frac{v_m \cdot g \cdot Z \cdot \rho \cdot \sin \alpha}{31,6 \cdot 10^6} \cdot dx \quad \text{mkg/sek.}$$

wobei l die Länge des ganzen Teilgletschers von der Randkluft ($x=0$) bis zum Gletscherende ($x=l$) bedeutet. Die x -Achse ist dabei krummlinig, entsprechend der Achse des Teilgletschers, aber horizontal durch den Ausgangspunkt an der Randkluft genommen⁶⁾.

Zur Überwindung der Bodenreibung längs des sekundlichen Weges

$\frac{v_u}{31,6 \cdot 10^6}$ ist die Leistung

$$R = \int_{x=0}^{x=L} \frac{v_u \cdot y \cdot Z \cdot \rho}{31,6 \cdot 10^6} \cdot f \cdot \cos \alpha \, dx \quad \text{mkg/sek.}$$

erforderlich, während für die durch »Schiebung« erzeugte Voreilung der höher gelegenen Eisschichten gegenüber der Bodenschicht, die nötige Leistung

$$S = \int_{x=0}^{x=L} \frac{y}{Z} \cdot \frac{(v_o - v_u)^2}{981 \cdot 10^{14}} \cdot \mu \cdot dx \quad \text{mkg/sek.}$$

beträgt. Dabei ist v_o die Jahresgeschwindigkeit des Eises an der Ober-

⁶⁾ Die y -Achse geht ebenfalls horizontal und senkrecht zur x -Achse; die z -Richtung geht vertikal nach unten. Die z -Werte, die im folgenden auftreten, sind von der Gletscheroberfläche aus nach unten positiv gerechnet. Die Höhendifferenz Gletscheroberfläche oder auch Gletschersohle — Koord. Urspr. ist meistens nicht verwendet. In der Verbindung $H = \int_0^x \sin \alpha \cdot dx$ würde sie das Gesamtgefälle der Gletschersohle von der Randkluft bis zur Stelle x angeben. Die zu den Bewegungslinien senkrechten y -Linien können über den ganzen Gletscher von x_1, x_2 usw. aus fortgeführt werden. Sie bilden mit den Bewegungslinien ein orthogonales, krummliniges Koordinatensystem in der Karte (Fig. 1).

fläche, die ebenso wie die anderen Längen in Metern gemessen ist; v_u ist die Grundgeschwindigkeit. ρ und μ sind die Koeffizienten der äußeren und inneren Reibung.

Der durchschnittliche jährliche Auftrag A_m (Meter Wassersäule) setzt die ganze Firnmasse unter eine Drucksteigerung von $0,1 A_m \text{ kg/cm}^2$, zu der noch die weitere Steigerung kommt, welche durch das Nachsinken um den Betrag σ (m) der Schmelzung an der Sohle veranlaßt wird. Innerhalb der ganzen Firnmasse $F Z_f$ (F = Fläche in m^2 , Z_f = mittlere Firntiefe in m) ist der Druck um $0,1 \cdot (A_m + \sigma) \text{ kg/cm}^2$ gestiegen. Dadurch vermehrt sich der flüssige Anteil des Eises um $F \cdot Z_f (A_m + \sigma) \cdot 0,005 \text{ kg}$; die zur inneren Schmelzung notwendige Energiemenge beträgt $J = 5,4 F \cdot Z_f (A_m + \sigma) \cdot 10^{-6} \text{ mkg/sek}$.

Da die übrigen am Umsatz in der Gletschermasse beteiligten Energiemengen gegenüber den 4 genannten Beträgen verschwindend klein sind, läßt sich also die Schlußgleichung angeben

$$L = R + S + J \quad \text{oder} \quad (3)$$

$$\int_{x=0}^{x=1} \left(\frac{v_m \sin \alpha - v_u \cdot f \cdot \cos \alpha}{31,6 \cdot 10^6} \cdot y \cdot Z - \mu \cdot \frac{y}{Z} \cdot \frac{(v_o - v_u)^2}{981 \cdot 10^{14}} \right) dx - 5,4 \cdot F Z_f \cdot (A_m + \sigma) \cdot 10^{-6} = 0$$

v_o , v_m , v_u , y , Z und α sind von x abhängig; für jeden wirklichen Gletscher sind die einzelnen Funktionen individuell und nicht von einfacher Form. Das Integral wird also im Spezialfall nur auf graphischem Wege ausgewertet werden können. Gleichung (3) gilt zunächst nur für den stationären Gletscher. Wenn die obere Integrations-Grenze nicht bei $x=1$, sondern bei $x=x$, also an beliebiger Stelle genommen wird, so kann der Gesamtdruck auf die Profilfläche in $x=x$ bestimmt werden, wenn die dort noch vorhandene Überschußenergie mit der mittleren Geschwindigkeit dividiert wird. Bei Schnitten im Firngebiet ist auch die Änderung im Betrag von J zu beachten.

Der überwiegende Anteil von L stammt aus den Gebieten größerer Neigung des Untergrundes; die größeren Beträge der S und R sind im flach strömenden Teil von Firn und Zunge zu überwinden. Bei einem einfach gebauten Gletscher, der aus einer steil umrandeten Firnmulde in ein Tal mit allmählich abnehmender Neigung fließt, wird demgemäß ein *Schubgebiet* von einem *Bremsgebiet* zu unterscheiden sein; im letzteren wird der Energiestrom verbraucht, welcher sich im Schubgebiet ansammelt. Bei Gletschern mit weniger einfachen Gefällsverhältnissen werden Schub- und Bremsgebiet unterteilt und wechseln miteinander ab, wie etwa eine Reihe von Steilstufen den normalen Ablauf eines Flusses unterbrechen.

Der Rhonegletscher z. B. erhält in dem Eisbruch nahe seinem Ende nochmals einen Energiegewinn, der ausreicht, um die auf ziemlich flachem Boden liegenden Eismassen des Zungenendes noch einige Hundert Meter talwärts zu bewegen.

Bestimmung der Eistiefe. Es konnte noch eine Beziehung gewonnen werden, welche zwischen Auftrag (bzw. Ablation), Oberflächengeschwindigkeit und Eistiefe besteht⁷⁾. Nimmt man auf der Firnfläche (des Teilgletschers) ein Flächenstück im Firn, dessen Horizontprojektion (Fig. 1) als Trapez mit den Parallelseiten y_1 und y_2 in den Entfernungen x_1 und x_2 vom Koordinatenursprung erscheint, so wird die in der Zeiteinheit anfallende Masse $A \cdot (x_2 - x_1) \cdot \frac{y_1 + y_2}{2}$ aufgenommen und durch das vertikale Flächenstück $y_2 \cdot z$ mit der Geschwindigkeit V weitergeführt. z bedeutet den Dickenzuwachs im Querschnitt y_2 , V ist die direkt meßbare Horizontalkomponente der Strömungsgeschwindigkeit. Dann besteht die Gleichung

$$A (x_2 - x_1) \frac{y_1 + y_2}{2} = y_2 \cdot z \cdot V$$

Rücken die Werte x_1 und x_2 sehr nahe aneinander, so wird $x_2 - x_1 = dx$, gleichzeitig $y_2 = y_1$, und z geht in dz über, so daß vorstehende Beziehung die infinitesimale Form

$$dz = \frac{A}{V} \cdot dx \quad (4a)$$

annimmt. Daraus folgt durch Integration

$$Z_m = \int_{x=0}^{x=x} \frac{A}{V} \cdot dx \quad (4)$$

Damit ist die Tiefe des Gletschers an der Stelle x bestimmt, wenn sowohl A als V und deshalb auch der Quotient $A : V$ als Funktionen von x angegeben werden können. Diese sind durch hinreichend zahlreiche Messungen an der Oberfläche sicher zu gewinnen. Für das Zungengebiet wechselt A das Vorzeichen; es tritt demgemäß auch die entsprechende Masse aus dem Gletscher aus — durch Abschmelzung. Die Betrachtung, welche zur Gleichung (4) führte, gilt auch für das Ablationsgebiet. Dabei mag, um sofort auch die Abschmelzung an der

⁷⁾ H. HESS, »Physik der Gletscher« in Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik Bd. V 2 S. 391, Braunschweig 1929.

Gletschersohle zu beachten, diese in die Beträge von A mit dem für die Höhenlage der Gletschersohle geltenden Prozentsatz der Ablation eingerechnet sein⁸⁾).

Die Kurve, welche den Funktionswerten von $\frac{A}{V}$ entspricht, hat etwa den Verlauf, wie ihn Fig. 2 in der ausgezogenen Linie zeigt.

Für den stationären Gletscher, für den Gl. (4) speziell gilt, müssen die zwei Flächenstücke, welche die A/V-Kurve über und unter der x-Achse abgegrenzt, einander gleich sein; denn Z hat sowohl für $x=0$, als für $x=1$, die Gesamtlänge des Gletschers, den Wert 0. Im Punkt F, welcher der Lage der Firulinie entspricht, sind Auftrag und Ablation $=0$. Hier hat die Tiefe Z ihren Maximalwert, von dem aus sie nach beiden Seiten auf 0 abnimmt. An der Randklüft hat die Geschwindigkeit V einen von Null verschiedenen Wert, der möglichst genau zu ermitteln ist, wenn es sich um eine sichere Bestimmung von Z aus der A/V-Kurve handelt. Ebenso ist es am Gletscherende, wo die Geschwindigkeit für den stationären Gletscher eben ausreichen muß, um entgegen der Abschmelzung die Gletscheroberfläche an der nämlichen Stelle zu halten.

Auch für den wirklichen, nicht stationären Gletscher muß an der Firmlinie die größte Tiefe des Eises bestehen, weil hier der Auftrag aufhört. Aber im Falle eines außerordentlich schneereichen Hochgebirgswinters, dem ein besonders kühler und feuchter Sommer folgt, ist der Auftrag groß und die Abschmelzung klein. Der Bruch A/V hat im Firngebiet, in welchem auch eine Zunahme der Geschwindigkeit erfolgt, Werte, die sich nur wenig von den früheren zu unterscheiden brauchen; der Punkt F rückt etwas nach abwärts (nach F' in Fig. 2). Im Abschmelzungsgebiet wird der Wert von A kleiner; V wächst wegen des wachsenden Drucks im Firn, also nimmt A/V ab, das Flächenstück (Fig. 2) zwischen F und dem Gletscherende wird kleiner als für den stationären Gletscher, während das dem Firngebiet zugeordnete etwas gewachsen ist. Umgekehrt: folgt ein sehr trockener und warmer Sommer auf einen schneearmen Winter, so wird der Auftrag im Firn kleiner und hier vermindern sich (gegen den stationären Gl.) auch die Geschwindigkeiten. Die A/V-Fläche für den Firn nimmt etwas ab, die Firmlinie F wandert etwas nach oben. Im Abschmelzgebiet wächst A bei gleichzeitiger Abnahme der V-Werte. Die Fläche A/V für das Zungengebiet wird beträchtlich größer.

⁸⁾ Zeitschr. f. Gletscherkunde Bd. XVII 1929 S. 50.

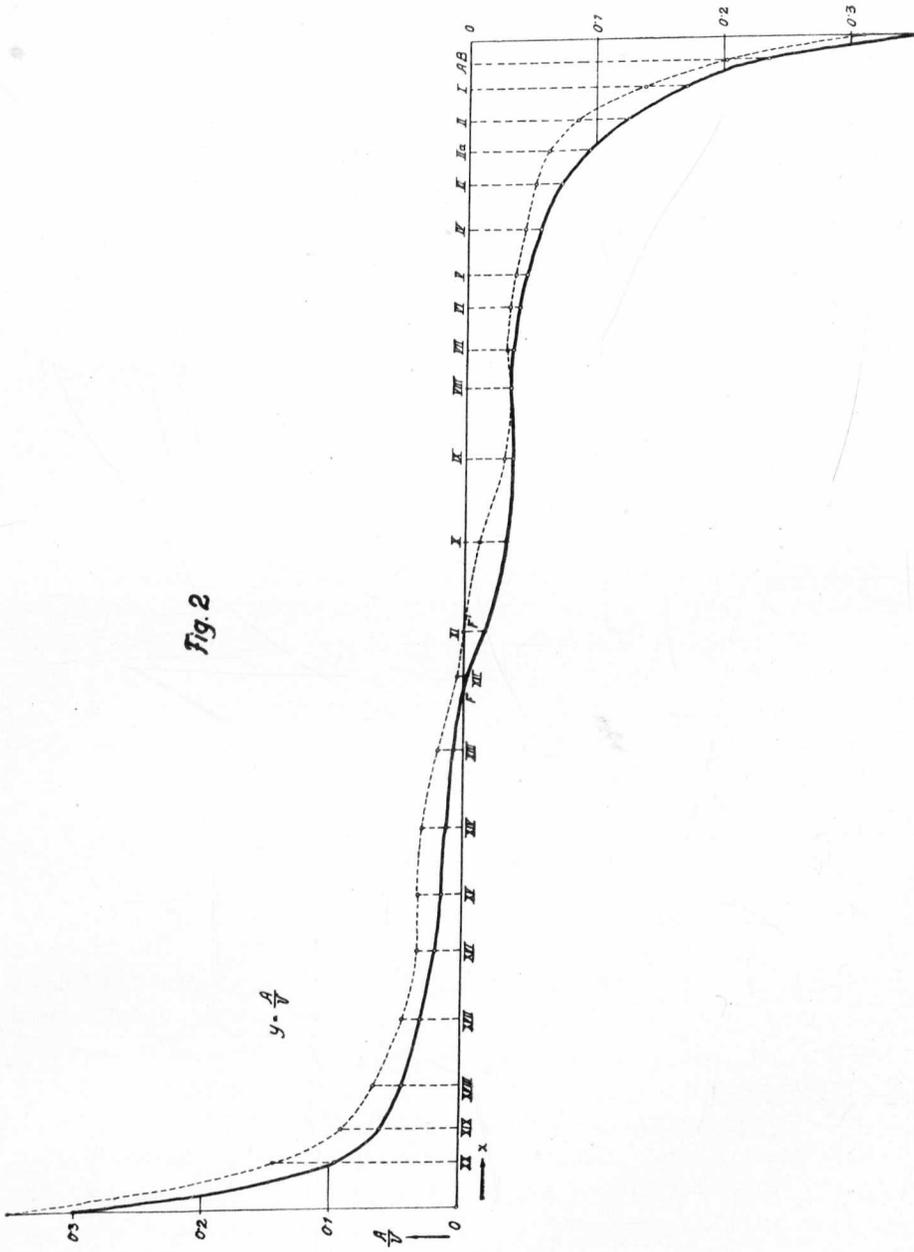


Fig. 2

Gute Beispiele für den extremen Fall starker Ausammlung im Firn lassen sich weder aus dem reichlichen Beobachtungsmaterial vom Rhonegletscher noch aus dem vom Hintereisferner anführen; es sind vor allem so außerordentlich niederschlagsreiche Winter, wie sie zu Anfang und Mitte des 19. Jahrhunderts in den Hoch-Alpen auftraten, während der Beobachtungsdauer an den zwei genannten Gletschern nicht wirksam geworden. Die ausgedehnten Messungen des Jahres 1905—06 liefern für die A/V-Kurve des Teilgletschers 8—9 vom Hintereisferner das Bild der ausgezogenen Linie in der Fig. 2.

Man bemerkt, daß in jenem Zeitraum die Abschmelzung weit mehr Eis vernichtete, als im Firn an Masse ergänzt wurde. Die Zungenoberfläche erfuhr eine, in diesem Falle gut gemessene Einsenkung, das Gletscherende eine beträchtliche Höherverlegung. Zur Erhaltung der Zungenoberfläche auf dem Stand von 1905 wäre ein wesentlich verstärkter Nachschub aus dem Firn bei geringerer Abschmelzung der Zunge erforderlich gewesen; dem entspricht die gestrichelte A/V-Linie in Fig. 2. Sie ist unter Annahme einer Steigerung des Auftrags bei gleichbleibender Geschwindigkeit gezeichnet und führt auf Werte von Z, welche den in Zeitschr. f. Gletscherkunde XVII 1929 S. 49 Tab. 1 für das Zungengebiet mitgeteilten fast gleich sind; für das Firngebiet finden sich Tiefen, welche um durchschnittlich 53 m größer sind als die Firntiefen jener Tabelle. Um diesen Mittelwert müßte also die Firnoberfläche gehoben sein und bleiben, um die Zungenform von 1905 stationär zu halten. Die Firnlinie ist dabei um etwa 30 m tiefer gerückt, von etwa 2850 oberhalb Profil XII auf 2820 m bei Profil XI. Seit 1894 ist bis 1920 eine durchschnittliche Senkung der Firnoberfläche um 30 m eingetreten, die zeitweise von einer Hebung unterbrochen war. Es erscheint also nicht unmöglich, daß bei einer klimatischen Änderung mit wesentlich größeren Niederschlägen in der Hochregion, die Hebung der Firnfläche auf einen Stand erfolgen kann, welcher der stationären Zungenform von 1905 entspräche. Allein, es ist sicher, daß schon während der Ansammlung im Firn beim Hintereisgletscher ein stärkeres Abströmen des Eises, also eine Geschwindigkeitszunahme eintritt, welche sogar mit einem Vorstoß des Gletscherendes (1917—21) verbunden sein kann. Der natürliche Gletscher ist eben nicht stationär; alle zeitlichen Änderungen im Firn machen sich in mehr oder minder großem Ausmaße nach ziemlich kurzer Zeit auch im Abflußgebiet bemerkbar. Deshalb werden in der langen Zeit von einigen hundert Jahren, während welcher die im oberen Firngebiet anfallenden Schneemengen bis ans Gletscherende wandern, auch eine Anzahl von Schwan-

Fig. 3
 Strömungslinien im Längsprofil
 Höhen: Längen = 2:1

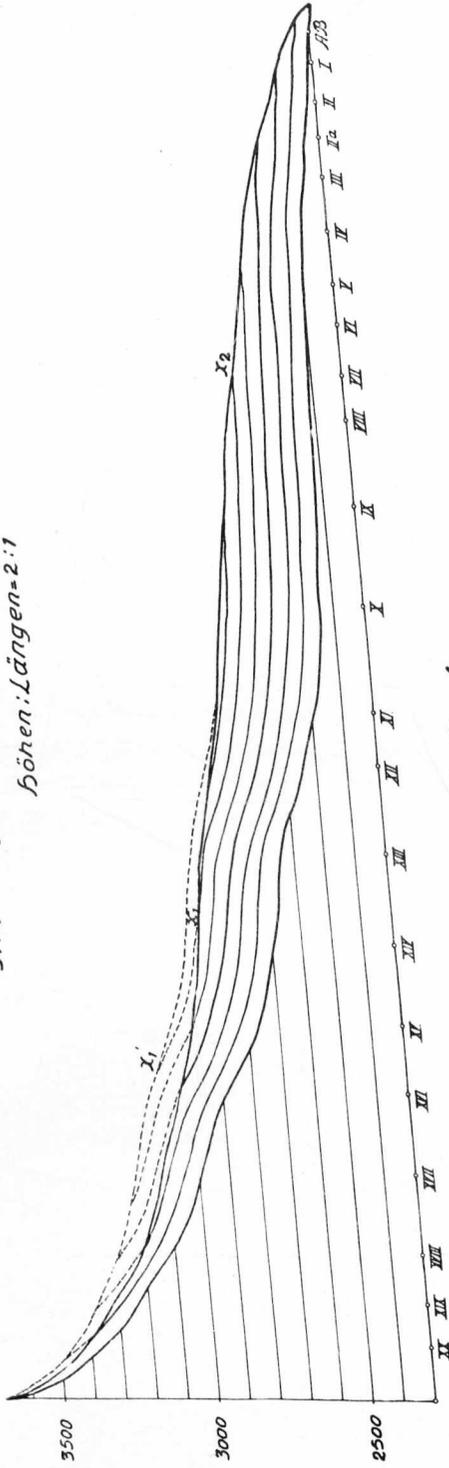
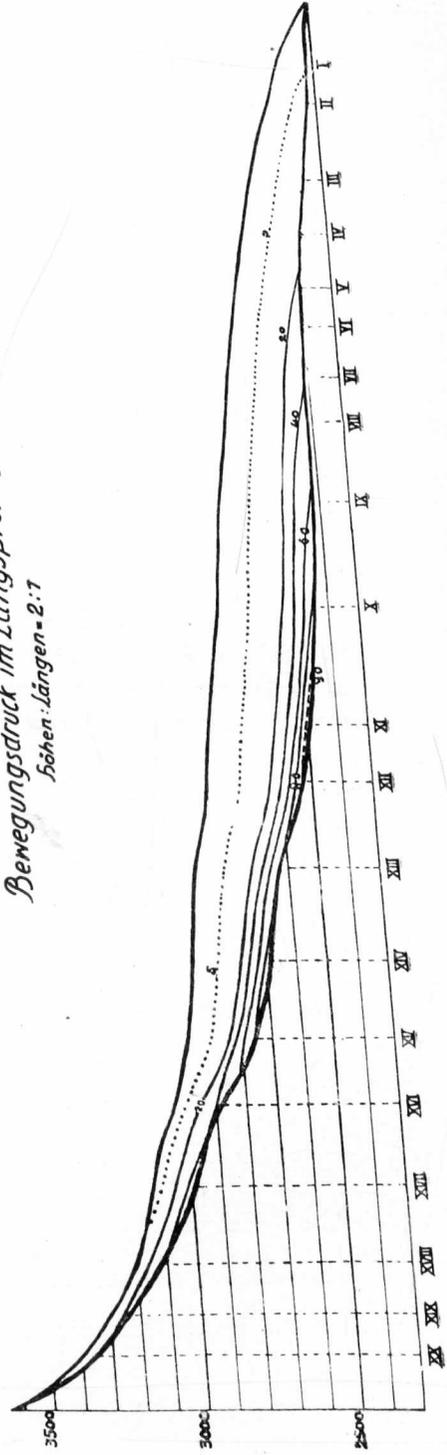


Fig. 4
 Bewegungsdruck im Längsprofil, 8-9'
 Höhen: Längen = 2:1



kungen größeren Ausmaßes in Ablation und Auftrag eingetreten sein, von denen mehrere sich noch an irgendeiner Stelle in der Form und Lage der Eisoberfläche ausdrücken. Übrigens kann Gleichung (4 a) auch in [anderen Formen geschrieben werden. Weil $V = \frac{dx}{dt}$ und $V_z = \frac{dz}{dt} = V \cdot \operatorname{tg} \alpha$, ergeben sich auch die Beziehungen:

$$dz = \frac{A}{V} \cdot dx = A \cdot dt \text{ und } \frac{dz}{dt} = A = V \cdot \operatorname{tg} \alpha; \frac{A}{V} = \operatorname{tg} \alpha \quad (4 b)$$

welche für den stationären Gletscher gelten.

Kennt man außer der Ablation und dem Auftrag an möglichst vielen Stellen des Teilgletschers auch den Betrag s der Hebung oder Senkung, welche die Gletscheroberfläche im Beobachtungszeitraum erfuhr, so wird an Stelle von A die Größe $A \pm s$ unter dem Integralzeichen der Gleichung (4) zu setzen sein.

Auf solche Weise gelingt es dann auch, für den nichtstationären Gletscher die Tiefen Z aus reinen Oberflächenmessungen zu ermitteln⁹⁾. Aber diese Z sind Minimaltiefen, d. h. sie entsprechen der Annahme, daß alle bei Beginn der Beobachtung senkrecht untereinander gelegenen Eisteilchen mit der nämlichen Geschwindigkeit, der Oberflächen-geschwindigkeit v_0 , bewegt werden. Die Beobachtungen am Hintereis-gletscher ergaben jedoch, daß die Geschwindigkeit der Eisbewegung gegen den Boden hin abnimmt. Die wirklichen Tiefen müssen deshalb auch größer sein als die Minimaltiefen. Es ergibt sich für Hintereis (wohl auch für Gletscher ähnlicher Bauart, wie Parterze, Rhonegletscher usw.) die wirkliche Tiefe zu

$$Z = Z_m \cdot (1 - 0,0011 Z_m + 10^{-6} Z_m^2) \quad (5)$$

An Stelle des Koeffizienten $-0,0011$ muß für Gletscher anderer Klimate vielleicht ein anderer Wert treten, so daß allgemeiner

$$Z = Z_m \cdot (1 - a Z_m + b \cdot 10^{-6} Z_m^2) \quad (6)$$

zu schreiben wäre. Die Werte a und b wären aus geeigneten Beobachtungen jeweils zu ermitteln (vgl. auch S. 240). (Für den Aletsch-gletscher, dessen wirkliche Tiefe am Konkordiaplatz nach MOTHES etwa 685 m ist, ergäbe sich eine Minimaltiefe von 485 m, d. h. die mittlere Geschwindigkeit einer vertikalen Eissäule wäre an dieser Stelle $\frac{485}{685} V_0 = 0,71 V_0$, woraus eine Grundgeschwindigkeit von $0,42 V_0$ folgen würde. Geeignete Oberflächenmessungen, die eine Kontrolle erlauben

⁹⁾ Vgl. die Querschnittsbestimmungen des Hintereisferners in Wiss. Erg.-Hefte zur Zeitschr. d. D. u. Ö. A.-V. 1899.

würden, fehlen hier.) Kennt man die Tiefen, sei es durch Bohrungen oder durch zeismische Messungen, so erlaubt Gl. (4) die Bestimmung der A/V-Kurve und mit ihr die A- oder die V-Verteilung, sobald V oder A für genügend viele Punkte der Gl.-Oberfläche bekannt ist.

Druckverteilung. Um zu einer Druckverteilung im Querprofil zu gelangen, sei unter Beachtung des Umstandes, daß die untersten Eislagen aus den höchsten, steilen Firnpartien stammen und lange Wege machen, während die obersten kurz oberhalb der Firnlinie in die Gletschermasse eintreten und nur kurze Wege in dieser zurücklegen, die folgende Überlegung durchgeführt.

So wie jeder Teilgletscher für sich betrachtet und in seinen Bewegungsverhältnissen verfolgt werden kann, darf dies auch für die einzelne Stromröhre geschehen. Es sei eine Stromröhre vom rechteckigen Querschnitt $dy \cdot dz$ gegeben. Auf ein Element derselben von der Länge dx wirkt dann in der Strömungsrichtung die Gewichtskomponente

$$dp_g = dx \cdot dy \cdot dz \cdot g \cdot \rho \cdot \sin \alpha$$

Zur Überwindung der inneren Reibung im Element wird eine Kraft verbraucht, welche die Voreilung $v_1 - v_2$ seiner Deckfläche gegenüber der Grundfläche bewirkt. Sie beträgt $dx \cdot dy \cdot \varepsilon \cdot \mu$, wobei μ der Koeffizient der inneren Reibung, ε die sekundliche Verschiebung zweier Parallellflächen von 1 cm² und dem Abstand 1 cm bedeuten. Man findet

$$\varepsilon = \frac{v_1 - v_2}{dz} \text{ und erhält für die zur Schiebung nötige Kraft}$$

$$dp_s = dx \cdot dy \cdot \frac{v_1 - v_2}{dz} \cdot \mu$$

Die Geschwindigkeitsdifferenz $v_1 - v_2 = \frac{V_o - V_u}{31,6 \cdot 10^6} \cdot \frac{dz}{Z}$, wenn V_o und V_u jährliche Oberflächen- und Grundgeschwindigkeit bei der Gletscherdicke Z sind. Durch Einsetzen in die vorstehende Gleichung ergibt sich

$$dp_s = \frac{dx \cdot dy}{Z} \cdot \frac{V_o - V_u}{31,6 \cdot 10^6} \cdot \mu$$

Die Differenz der zwei Kräfte $dp_g - dp_s$, welche auf jedes Eiselement in der Strömungsrichtung wirkt, liefert als x-Komponente

$$dp_x = (dp_g - dp_s) \cdot \cos \alpha = dx \cdot dy \cdot (g \cdot \rho \cdot dz \cdot \sin \alpha - \frac{V_o - V_u}{Z \cdot 31,6 \cdot 10^6} \cdot \mu) \cdot \cos \alpha$$

oder, wenn $\frac{V_o - V_u}{31,6 \cdot 10^6} \cdot \cos \alpha$ durch $v_o - v_u$ ersetzt wird,

$$dp_x = dx \cdot dy \cdot (\frac{1}{2} g \cdot \rho \cdot dz \cdot \sin 2 \alpha - \frac{V_o - V_u}{Z} \cdot \mu) \quad (7)$$

Weil die Stromlinien parallel zum Untergrund sind, ist dz längs der Stromröhre konstant; dy , $\sin \alpha$, $v_o - v_u$ und Z können als $f(x)$ in Rechnung gehen, während ρ und μ als unveränderliche Meßgrößen gelten sollen. (Diese können nötigenfalls auch als $f(x)$ beachtet werden.) Für die flachen Teile des Gletschers wird $\cos \alpha$ sehr nahe an 1, also $1/2 \sin 2\alpha$ durch $\sin \alpha$ zu geben sein.

Für alle senkrecht untereinander liegenden Eisteilchen ist der Wert des Klammerausdruckes der gleiche. Aber, da jedes derselben einer anderen Stromröhre des Teilgletschers von der Breite dy angehört, für welche die Eintrittsstelle x_1 um so näher an die obere Gletschergrenzung rückt, je näher die Stromröhre dem Untergrund liegt, so folgt, daß die Integralwerte wachsen müssen, wenn sie für tiefer liegende Stromröhren bestimmt werden. Diese Stromröhren erstrecken sich zudem in die Gebiete starker Neigung, in denen $\sin \alpha$ große Werte annimmt (während $\frac{v_o - v_u}{Z}$ nur kleine Änderungen erfährt), so daß also auch aus diesem Grunde die Integralwerte zunehmen müssen, je näher man an die Gletschersohle rückt.

Für die bodennahen Schichten des Gletschers kommt auch der Widerstand der äußeren Reibung zur Wirkung. Sein Betrag für das ganze Profil von der Tiefe Z wird

$$dp_r = dx dy \cdot Z \cdot \rho \cdot g \cdot f \cos \alpha$$

wobei f den Reibungskoeffizienten vom Wert 0,066 bedeutet.

Welcher Anteil dieses Reibungswiderstandes auf die einzelnen Stromröhren von der Höhe dz , die diese Eissäule mit der Höhe Z und dem Querschnitt $dx \cdot dy$ treffen, zugeordnet werden muß, läßt sich nicht ohne weiteres entscheiden. Wegen des festen Zusammenhanges der Eissäule ist wohl die Annahme zulässig, daß jedes der Elemente dieser Säule nicht nur an der Erzeugung, sondern auch an der Überwindung der Reibung beteiligt ist. Man wird aber auch geneigt sein, den bodennahen Elementen einen größeren Anteil anzurechnen als den höher gelegenen.

Um eine bestimmte, zulässige Verteilung des Bewegungsdruckes über die Höhe der Eissäule zu erzielen, werden die gleichen Verhältniszahlen n , wie sie sich für $dp_g - dp_s$ ergeben, auch für die Größe $dp_g - dp_s - dp_r$ angenommen. Damit wird dann der Gesamtbetrag des in der x -Richtung auftretenden Drucks

$$p_x = \int_{x=x_1}^{x=x} \left(\rho g dz \cdot (1/2 \sin 2\alpha - n \cdot Z \cdot f \cos^2 \alpha) - \frac{v_o - v_u}{Z} \cdot \mu \right) dx dy \quad (8)$$

Ist der Gesamtdruck auf ein Querprofil des ganzen Gletschers zu finden, so ist das Integral als dreifaches unter Einführung der entsprechenden Grenzen auf alle Stromröhren auszudehnen, welche das Profil treffen.

Die entsprechende Rechnung wurde zunächst für den »Teilgletscher 8—9« des Hintereisferners (Zustand 1905/06) mit 20 Querprofilen durchgeführt. Eine einfache Verteilungsfunktion für den Bewegungsdruck auf die Fläche $Z \cdot dy$ läßt sich daraus nicht angeben. Aber es zeigt sich, daß in den tiefen Querschnitten an der Sohle Drucke bis zu 90 kg/cm^2 in der x -Richtung auftreten. Gegen die Gletscheroberfläche hin nimmt er anfangs rasch, später langsamer ab bis fast auf Null. Verteilt man den Reibungsanteil gleichmäßig über die Profilfläche, so gelangt man schon etwas oberhalb der Firngrenze zu negativen Werten des Druckes in der Nähe der Oberfläche, die weiter abwärts fast für das obere Zungendrittel gelten würden. Es müßten Zugkräfte auftreten, deren Vorhandensein ganz gut möglich, aber bis jetzt nicht sicher nachweisbar ist (s. weiter unten).

Für die Profile IX und II des Teilgletschers »8—9« ergeben sich folgende Drucke in kg/cm^2

Profil IX

	Sohle	25 m	50 m	75 m	125 m	175 m	225 m	275 m	>300m	vom Grund
Horiz.-Druck	60,0	53,0	46,0	24,0	14,0	8,0	5,0	4,0	2,0	
Vertikal-Druck	28,0	25,9	23,5	21,3	16,7	12,2	7,6	3,1	< 0,8	}
Vertikal-Komp. d. Bew.-Dr.	1,1	1,1	0,9	0,5	0,3	0,2	0,1	0,1	0,1	
Gesamt-Druck	66,7	59,5	52,3	32,4	21,8	14,5	9,2	5,1	2,2	
dessen Neigung gegen Horiz.	$25^{\circ}50'$	$27^{\circ}0'$	$27^{\circ}40'$	$44^{\circ}30'$	$51^{\circ}20'$	$58^{\circ}50'$	$56^{\circ}40'$	$38^{\circ}40'$	$24^{\circ}10'$	

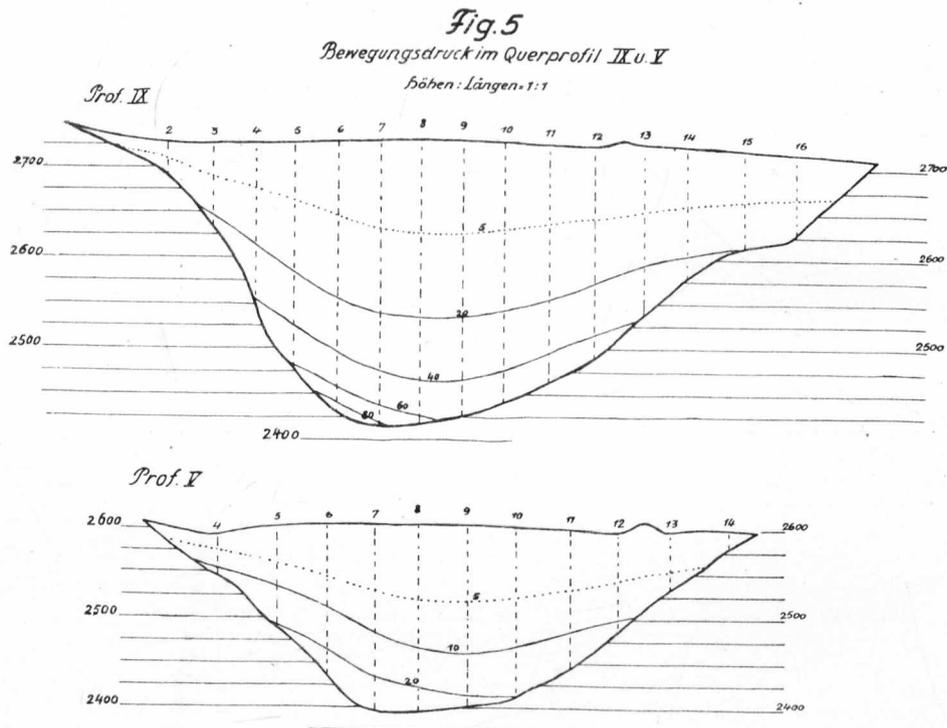
Profil II

	Sohle	25 m	50 m	75 m	120 m	vom Grund
Horiz.-Druck	8,0	7,0	6,0	3,0	2,0	
Vertikal-Druck	10,9	8,7	6,4	4,1	0	}
Vertikal-Komp. d. Bew.-Dr.	0,3	0,3	0,2	0,1	0,1	
Gesamt-Druck	13,8	11,4	8,9	5,2	2,0	
dessen Neigung gegen Horiz.	$54^{\circ}0'$	$52^{\circ}10'$	$47^{\circ}40'$	$54^{\circ}0'$	0	

Diese Druckverteilung in den Vertikalschnitten spiegelt im wesentlichen den Einfluß wieder, den die Neigungsverhältnisse des Schubgebietes und die Länge der einzelnen Stromröhren von ihrem Ursprung

bis zum Profil ausüben. Das sind natürliche Bedingungen, welche im Falle alpiner Gletscher keinem einfachen Schema folgen. Deshalb wird man auch nicht imstande sein, aus Gl. (7) weiter tragende allgemeine Schlüsse zu ziehen.

Aber Verhältnisse, wie sie für den vergleichsweise einfach gebauten Hintereisgletscher bestehen, bei dem sich aus einem wenig gegliederten Sammelgebiet eine lange Zunge zu Tale schiebt, finden sich doch mehr-



fach wieder. Deshalb sei hier in den Fig. 4 u. 5 die Druckverteilung im Längsprofil und in 2 Querprofilen der Zunge wiedergegeben, wie sie den für alle Teilgletscher durchgeführten Berechnungen entspricht.

Für die tiefsten Stellen finden sich Gesamtdrucke bis zu 90 kg/cm^2 . Eine Tiefbohrung an einer solchen Stelle würde erlauben, die diesen Drucken entsprechende Erniedrigung der Schmelztemperatur von $0,7^\circ \text{C}$ zu bestimmen. Bei den s. Z. angestellten Bohrungen wurde in 148 m Tiefe die Temperatur von $-0,137^\circ$ gefunden, statt der dem Vertikaldruck entsprechenden $-0,110^\circ$. Aus der Differenz wurde der Schluß gezogen, daß auch ein Druck in der Bewegungsrichtung wirk-

sam sein müsse^{9a)}). Für die damalige Bohrstelle findet sich jetzt ein Gesamtdruck von etwa 20 kg/cm², dem eine Eistemperatur von $-0,15^{\circ}$ C zukäme, statt der abgelesenen $-0,137^{\circ}$ C.

Fig. 4 zeigt, daß in der Region zwischen den Profilen XIII und IX, wo neben der größten Eistiefe auch die höchste Strömungsgeschwindigkeit besteht, der Bewegungsdruck seine Höchstwerte hat. Es leuchtet ein, daß mit Drucken von 90 und mehr kg/cm² das Ausheben größerer Gesteinsfragmente aus ihren natürlichen Lagern, das Ausbrechen solcher Stücke aus den der Eisbewegung entgegen stehenden Schichtköpfen, sowie die Schleifarbeit große Wirkungen erzielen müssen. Die starke Erniedrigung der Schmelztemperatur an der Gletschersohle muß auch eine kräftige Sprengwirkung des ins Gestein eindringenden Wassers zur Folge haben. Ein triftiger Grund, die starke, felszerstörende Wirkung des Gletschers in Zweifel zu halten, kann nicht mehr bestehen.

Aus den Querprofilen, Fig. 5, ist ersichtlich, daß die Linien gleichen Bewegungsdruckes gegen den Rand etwas ansteigen. In der Mitte der Gletscheroberfläche ist dieser Druck sehr klein, z. T. sogar negativ. Erst gegen das Gletscherende tritt in den relativ dünnen Eislagen, die stets nahe dem Untergrund bewegt wurden, wieder ein größerer Bewegungsdruck an der Eisoberfläche auf. Auch längs der seitlichen Ränder ist der Bewegungsdruck größer als in der Mitte.

Für die Teile des Gletschers, in denen Zugkräfte auftreten, muß ein Teil der zur Überwindung der Widerstände nötigen Energie von den tiefen Schichten her geleistet werden. Das äußert sich im Auftreten von Querspalten, die dann zustande kommen, wenn die Zugkraft etwa 2,5 kg/cm² überschreitet. (Für solche Zugkräfte hat Mc. CONNELL¹⁰⁾ stündliche Verlängerungen zwischen 0,013 und 18,8‰ gefunden.) In der Tat zeigt die Karte des Hintereisgletschers von 1920¹¹⁾ in dem Gebiet starker Zerklüftung zwischen 2650 und 2720 m eine Anzahl von mächtigen Querspalten mitten auf dem Eis, neben den Hauptkluftsystemen, welche als verlängerte Randspalten angesehen werden können¹²⁾. Auch auf der Karte des Rhonegletschers findet sich zwischen gelbem und rotem Profil (zw. 2400 und 2600 m Höhe) im achsialen

^{9a)} Vgl. HESS, »Die Gletscher« S. 319—320.

¹⁰⁾ Vgl. H. HESS, »Die Gletscher« S. 23.

¹¹⁾ Zeitschr. f. Gletscherkunde Bd. XIII 1923.

¹²⁾ Am rechten Rand war der Bewegungsdruck offenbar noch hinreichend, um die aufgetretenen, im zentralen Teil noch mächtig ausgebildeten Randspalten wieder zu schließen.

Gebiet eine deutliche Querklüftung verzeichnet, zu der sich genau wie am Hintereisferner die schrägziehenden Spaltensysteme gesellen, welche senkrecht zur Richtung stärkster Dehnung des Eises verlaufen. (Erklärung der Randspaltenbildung von I. TYNDALL.)

Diese Erklärung des Auftretens von Querspalten in flachen Gletschergebieten ist in gutem Einklang mit dem von M. LAGALLY¹³⁾ theoretisch gefundenen Satz, daß die Spalten schräg nach vorn in die Gletschermasse einfallen und nach unten in Stufen absetzen.

Formänderung. Der Verlauf der Bewegungslinien in Fig. 1 macht ersichtlich, daß diese einen vom obersten Sammelgebiet an kleiner werdenden Abstand haben, der an den engsten Stellen der Zunge seinen kleinsten Wert erreicht und gegen das Gletscherende wieder zunimmt. Die Formänderung, die sich innerhalb eines von 2 Bewegungslinien (bzw. den zugehörigen Vertikalzylindern) begrenzten Teilgletschers vollzieht, muß innerhalb desselben geleistet werden, weil weder Maße noch Energie von seinen Nachbarn bezogen werden kann. Man kann sich die seitlichen Grenzflächen als starre Wände denken, zwischen welche das Eis unter Einwirkung der Schwerkraft eingekeilt wird, so daß die Eismasse der Kontinuitätsbedingung folgt.

Für die Bewegung einer Eis-Lamelle vom Querschnitt bei x_1 mit der Breite y_1 und der Dicke d_1 , wo die Geschwindigkeit v_1 herrscht, bis zum Querschnitt bei x_2 mit y_2 , d_2 , v_2 besteht die Bedingung

$$Q_1 y_1 d_1 v_1 = Q_2 y_2 d_2 v_2$$

welche für den Fall des stationären Gletschers, dessen Stromlinien zum Untergrund parallel sind und wenn Q_1 und Q_2 als gleich groß angesehen werden, übergeht in

$$y_1 v_1 = y_2 v_2$$

weil die d -Werte gleich groß bleiben. Es ist also das Produkt $y \cdot v$ konstant und gleich $y_0 v_0$ an der Randklüftung.

Man kennt deshalb die Funktion $v = \frac{y_0 \cdot v_0}{y} = f(x)$, wenn $y = \varphi(x)$ bekannt ist, und umgekehrt, sobald die an der Randklüftung auftretende Geschwindigkeit v_0 gemessen wurde.

Die Deformation des Eises kann man sich durch eine Kraft p_y hervorgerufen denken, welche in der y -Richtung (d. i. senkrecht zu den Grenzflächen des Teilgletschers) längs der Strecke Δy wirkt, also eine Kompression $\varepsilon = \frac{\Delta y}{y}$ hervorbringt. Sie wird ersetzt durch eine

¹³⁾ Zeitschr. f. Gletscherkunde Bd. XVII 1929 S. 294.

Kraft p_x , welche längs der Strecke Δx wirkt, und man hat im Grenzfalle

$$p_x = p_y \cdot \frac{dy}{dx} = p_y \cdot \operatorname{tg} \beta$$

wenn β der jeweilige Winkel der Bewegungslinien ist. — Würde es sich um elastische Deformation handeln, so wäre gemäß dem Hookeschen Gesetz:

$$p_y = \varepsilon \cdot E = \varepsilon \cdot 28000 \text{ kg/cm}^2$$

Aber im Gletscher erfährt das Eis nur bleibende Formänderungen, so daß zur Bestimmung von p_x Beziehungen verwendet werden müssen, in denen auch die Dauer der Krafteinwirkung beachtet ist. Eine solche kann aus Mc. CONNELL und KIDD's¹⁴⁾ Druckversuchen gewonnen werden. Diese ergeben bei fünftägiger Versuchsdauer für Körnereis eine Kompression von 0,33 % in der Stunde bei einer Kraft von 3,2 kg/cm². Die verschiedenen Versuche über Fließen des Eises¹⁵⁾ zeigten, daß mit der Versuchsdauer die Größe der Kompression bei gleichbleibendem Druck zunimmt, oder bei vermindertem Druck unverändert erhalten bleiben kann. Übertragen wir also das Mc. CONNELL-KIDD'sche Ergebnis auf den Gletscher, in welchem die Deformationskräfte sehr lange Zeit wirksam sind, so erhalten wir für diese Kräfte wohl Maximalwerte.

Der praktische Fall des Hintereisferners, Teilgletscher 8—9, gibt zwischen den Profilen XVII und IX auf eine Weglänge von 4515 m die Breitenänderung von 80 m auf 48 m, also um 32 m. Man hat $\varepsilon = 0,4$ und für $\operatorname{tg} \beta$ den Mittelwert. $32 : 4571 = 0,0071$. Aber die Kompression $\varepsilon = 0,4$ wird in etwa 100 Jahren erreicht (so lange braucht das Eis vom Profil XVII bis zum Profil IX); die sekundliche Kompression wäre also $0,4 : (31,6 \cdot 10^{-8}) = 1,26 \cdot 10^{-10}$ gegenüber der sekundl. Kompr. $0,9 \cdot 10^{-7}$ in den erwähnten Versuchen; sie ist nur der 1400. Teil dieser und braucht daher auch höchstens den 1400. Teil der Kraft von 3,2 kg/cm², die Mc. CONNELL und KIDD verwendeten. Die Kraft p_y kann also höchstens $2,28 \cdot 10^{-3}$ kg/cm² und die sie ersetzende Kraft $p_x = p_y \cdot \operatorname{tg} \beta$ würde nur $15,1 \cdot 10^{-6}$ kg/cm² sein. Aus meinen eigenen Versuchen über die Größe des Druckes zur Erzielung einer bestimmten Querschnittsänderung (a. a. O. S. 28), die damals auf eine Strecke von 3 cm erfolgte, berechnet sich übrigens der für die betrachtete Querschnittsänderung am Hintereisferner nötige Druck zu $7 \cdot 10^{-6}$ kg/cm². Die beiden für p_x gefundenen Werte sind in brauchbarer Übereinstimmung. Es zeigt sich, daß die Größe dieses Deformationsdruckes, wie er in jedem Querschnitt auftreten muß, gegenüber den Bewegungen-

¹⁴⁾ Vgl. H. HESS, »Die Gletscher« S. 23.

¹⁵⁾ Ebenda S. 27 ff.

drucken vernachlässigt werden darf. Auch p_y , das $1-2 \text{ g/cm}^2$ ausmacht, kann praktisch gleich Null gesetzt werden — selbst da, wo $\text{tg } \beta$ wesentlich größere Werte annimmt, als in dem betrachteten Gebiet des ‚Teilgletschers 8—9‘, nämlich in den höchst gelegenen Teilen des Firnfeldes — besonders, wenn der Teilgletscher von sehr geringer Breite genommen wird.

$$\text{Ist } p_y = 0, \text{ so wird aus } p_y = m \cdot \frac{dv_y}{dt} = 0 \quad (9)$$

auch $\frac{dv_y}{dt} = 0$ oder $v_y = \text{const.}$ In den Gebieten mit parallelen Bewegungslinien (etwa zwischen Profil VIII und V des Teilgl. 8—9) ist diese Konstante = 0; also ergibt sich allgemein $v_y = 0$. Es findet senkrecht zu den Bewegungslinien keine Eisverschiebung statt. Diese vollzieht sich nur auf »Fallkurven«, welche, senkrecht untereinander liegend, sich in der Karte mit der Projektion der Bewegungslinien decken — was der Voraussetzung entspricht. Diese ist also durch die bisherigen Beobachtungsergebnisse (innerhalb der Versuchsgenauigkeit) bestätigt.

Es mag beim ersten Blick etwas befremden, daß zwischen benachbarten Teilgletschern kein Energieaustausch, keine Druckwirkung und auch keine innere Reibung auftreten soll. Man wolle aber beachten, daß durch die aus Oberflächenmessungen feststellbare Verteilung von A und V die Tiefe des Eises Z_m überall bestimmt ist (vgl. Gl. 4), sobald die Kontinuitätsbedingungen (Gl. 1 u. 2) angenommen werden. Betrachtet man als Ursache des Verschiebens der oberen Eislagen über die tiefer liegenden allein die Bodenreibung, so wird die Größe des Unterschiedes von V_o und V_u in jedem Teilgletscher nur eine Funktion der Eistiefe sein. Der Änderung dieser Tiefe von einem Teilgletscher zu seinem Nachbarn im gleichen Querprofil entspricht dann auch eine Änderung der Geschwindigkeiten benachbarter Eisteile in zwei Teilgletschern, die nun auch nur als Funktion der Tiefenänderung aufzufassen ist. (Etwa so wie eine ursprünglich gerade Reihe von Turnern, welche von beiden Flügeln gegen die Mitte hin an Größe zunehmen, nach einiger Marschlänge sich in der Mitte nach vorn durchbiegen muß, obwohl die Turner während der Bewegung in Fühlung bleiben. Die größere Schrittlänge der mittleren, durch die Körpergröße bedingt, ist die Ursache der Erscheinung.) Das Zurückbleiben der Randgebiete des Gletschers gegenüber der Mitte wird also nur auf die Abnahme der Eistiefe, nicht auf Seitenreibung zurückgeführt, was ja auch der Entstehung der relativ kurzen, randlichen Teilgletscher entspricht.

Vertikaldruck. Die z-Komponente des Druckes setzt sich aus den zwei Summanden: Gewicht und Anteil des Bewegungsdruckes zusammen. Man hat

$$P_z = \rho \cdot g \cdot z + p_x \cdot \operatorname{tg} \alpha \quad (10)$$

Der vertikale Anteil des Bewegungsdruckes ist in den Gebieten geringer Neigung klein und kann hier vernachlässigt werden; im steilen Firn und in Steilabfällen der Zunge wird man ihn aber beachten müssen.

Die drei Gleichungen (8), (9) und (10) bestimmen den an einer beliebigen Stelle eines Teilgletschers herrschenden Druck; da man aber mit dem gegebenen System der Bewegungslinien zu jeder Stelle des ganzen Gletschers den zugehörigen Teilgletscher angeben kann, ist auch für jeden Punkt des ganzen Gletschers der wirksame Druck angebbar. Fügt man den Summanden unter dem Integralzeichen der Gl. (7) jeweils den sekundlichen Weg, längs dessen die einzelne Kraft wirkt, als Faktor an, so ergibt sich Gl. (3). Die Gleichungen (4), (4a), (4b) und die Bezeichnung $y \cdot v = y_0 v_0$ lassen die Abhängigkeit der Drucke und Geschwindigkeiten von den klimatischen Bedingungen (der Verteilung von Auftrag und Ablation) für jeden Einzelfall verfolgen und geben, wie bereits bemerkt wurde, auch die Möglichkeit, den

nichtstationären Gletscher

näherer Untersuchung zu unterwerfen. Wenn die zeitlichen Schwankungen der klimatischen Faktoren in geeigneter Weise beachtet werden, wenn z. B. für eine bei $x = x_1$ beginnende Stromröhre für den Anfangspunkt x_1 die Schwankung des Auftrages in der Form

$$A = A_m + A_0 \cdot \sin \frac{2\pi t}{T} \quad (11)$$

angesetzt wird, wobei T ein Jahr oder eine Brückner'sche Klimaperiode, t die veränderliche Zeit, A_m den Mittelwert des Auftrags, A_0 die Amplitude der Schwankung bedeuten, so kann die zeitliche Veränderung der Oberflächenform sowie der Bewegungs- und Druckverhältnisse mit weitgehender Genauigkeit verfolgt werden. Über einen Versuch dieser Art für den Vernagtferner wurde bereits 1904 («Die Gletscher» S. 342) berichtet; ein anderer über die Schwankungen des Hintereisferners findet sich in Zeitschr. f. Gletscherkunde XIII S. 191—202 ausführlich behandelt. Was beiden Versuchen fehlt, ist die Beachtung der Geschwindigkeit, mit welcher sich die zeitlichen Änderungen von Ernährung und Abschmelzung im Gletschereis fortpflanzen. Hier ist die

Erfahrung, auf die man sich stützen kann, noch verhältnismäßig gering, wenngleich von einigen Gletschern her bekannt ist, daß die Zustandsänderung (Schwellung) schneller fortschreitet als die ihr unterworfenen Eismasse selbst*). Setzt man v für diese Fortpflanzungsgeschwindigkeit, so kann an Stelle der obigen Gleichung (11) die andere treten,

$$A = A_m + A_o \sin \frac{2\pi}{T} \cdot \left(t - \frac{x - x_1}{v} \right) \quad (11a)$$

Ein Punkt an der Stelle x der Stromröhre wird in seiner Bewegung gegen den Punkt x_1 um die Zeit $\frac{x - x_1}{v}$ zurückbleiben, welche die Schwellung braucht, um die Strecke $x - x_1$ zurückzulegen. Vermutlich ist die Geschwindigkeit v für die unteren, infolge des großen Bewegungsdruckes wasserreicheren Eislagen größer als für die der Oberfläche benachbarten, hochgelegenen. Dafür sind deren Ursprungsstellen im Firn, an denen sich Schwankungen im Auftrag vollziehen, näher an einem Querschnitt der Zunge als jene der unteren, sohlenahen Teile der strömenden Masse.

Wie sich die Änderung des Auftrages im Firn auf die Bewegung in der Zunge auswirkt, gibt andeutungsweise der punktiert gezeichnete Verlauf der Stromlinien im Firngebiet in Fig. 3 zu erkennen. Es wächst die Energie im ganzen Schubgebiet, die Stromlinien werden länger, deshalb wachsen die Integralwerte für freie Energie und Bewegungsdruck. In den unteren Lagen pflanzt sich die Zustandsänderung schneller fort als darüber; es wächst die Grundgeschwindigkeit stärker als die weiter oben und deshalb ändert sich, wie das Studium des Hintereisferners zeigt, die Konstante der Gleichung (5), so daß das Verhältnis von $T : T_m$ näher an den Wert $\gg 1 \ll$ rückt.

*) Dieser, zuerst von S. FINSTERWALDER am Gliederferner genau beobachtete Vorgang, wurde von ihm auch aus der Theorie der Gletscherschwankungen abgeleitet, die er in Ztschr. f. Glkde. Bd. II 1907/08 S. 81 behandelt. Er geht dabei von der Voraussetzung aus, daß die Geschwindigkeit v eines Gletscherquerschnittes von der Tiefe y durch die Gleichung $v = k \cdot y^n$ bestimmt sei, in welcher k eine die Neigungsverhältnisse beachtende Konstante, n für Alpengletscher etwa 0,5 ist. Indem er die Abschmelzung an der dem y zugehörigen Oberflächenstelle proportional a ($dx + dy$) setzt, gewinnt er die Differentialgleichung

$$\left((n+1) K \cdot y^n - a \right) \frac{dy}{dx} + \frac{dy}{dt} = -a$$

Hier ist $(n+1) k \cdot y^n - a = \omega = \frac{dx}{dt}$ die Fortschreitungs geschwindigkeit der Schwellung, die sich also, solange v größer als a ist, größer als v erweist.

Eine Untersuchung darüber, ob man mit einer Darstellung nach Gl. (11a) ausreicht, oder ob wesentlich verwickeltere Formen gewählt werden müssen, um den natürlichen Vorgängen ganz nahe zu kommen, steht noch aus.

Es bleibt auch zu prüfen, ob die Veränderungen in der Höhenlage der Gletscheroberfläche, welche die zeitlichen Schwankungen des Auftrages und der Abschmelzung begleiten, bei gleichbleibendem Verlauf der Stromlinien (aber Vermehrung bzw. Verminderung ihrer Zahl im Nachbarbereich der Firnlinie) erfolgen, oder ob bei etwa auftretenden Stauerscheinungen eine Hebung der Stromlinien selbst erfolgt. Sind diese (zeitraubenden) Untersuchungen, welche gutes Beobachtungsmaterial gelegentlich eines größeren Vorstoßes verlangen, durchgeführt, so ist es vielleicht an der Zeit, einen Idealgletscher zu ersinnen, dessen Bett allerorten mathematisch einfach zu behandelnde Profilformen besitzt, so daß die Strömung in diesem mit den gewöhnlichen Differentialgleichungen der Mechanik zäher Flüssigkeiten verfolgt werden kann.

Schichtung. Ein Ergebnis der Strömungstheorie darf noch besonders angeführt werden. Fig. 6 zeigt die aufeinander folgenden Lagen der Firnoberfläche bei ihrer Wanderung durch die Masse des stationär gedachten Gletschers. Die Linien entsprechen zeitlichen Abständen von je 15 Jahren; sie wurden durch Verbindung der Punkte erhalten, bis zu denen die Eintrittsstellen von 6 um je 50 m voneinander entfernten Stromlinien längs dieser in gleichen Zeiten vorgeschritten sind. Man hat ein deutliches Bild der Schichtung, wie sie sich auf Grund der Bewegung im stationären Gletscher wirklich ergibt. Da die Geschwindigkeiten gegen den Untergrund abnehmen und die Stromlinien schräg gegen die Gletscheroberfläche einfallen, sind die Schichtlinien nahe dieser Oberfläche weiter voneinander entfernt als in der Nähe der Gletschersohle. Gegen das Gletscherende wird die Entfernung (beim Hintereisferner) immer kleiner. Die Neigungsänderungen des Untergrundes und die mit ihnen verbundenen Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit prägen sich deutlich in der Form der Schichtlinien aus. Bei dem Gefällsbruch nahe Profil XVI und etwas schwächer bei dem zwischen den Profilen XIII und XII zeigen sich Stauchungen der Schichten wegen des steilen Verlaufes der Strömungslinien an diesen Stellen; wegen der Überhöhung ist in der Fig. 6 die Stauchung übertrieben groß. Die Ausmessung ergibt nahe dem Gletscherende eine mittlere Dicke der 15-Jahresschicht von 10 m, also der Jahresschicht von etwa $\frac{2}{3}$ m an der Gletschersohle. Im Firn und dem mittleren Zungengebiet dagegen beträgt diese Dicke im Mittel

1,5 bis 2,5 m. Nur nahe der Firnlinie, wo die dünnen Auftragslagen des unteren Firngebietes ausschmelzen, ist sie wesentlich kleiner.

Es sei betont, daß die Strömungslinien parallel zur Gletschersohle verlaufen; sie schneiden die Schichtflächen unter stellenweise recht beträchtlichen Winkeln; sie streichen z. B. im mittleren Teil der Zunge unter 3° gegen den Horizont nach oben und da die Stromlinien in diesem Gebiet etwa 2° Depression haben, so ist der Winkel zwischen Stromlinien und Schichtflächen etwa 5° . (Aus einer für solche Messungen brauchbaren Beobachtung am Rhonegletscher fand P. L. MERCANTON¹⁶⁾ in der Mitte des roten Profils den Winkel $20,5^{\circ}$ zwischen Schichten und Stromlinien.) Die Größe dieses Winkels ist durch Änderungen der Neigung im Gletscherbett und durch die Eisgeschwindigkeiten bestimmt.

Über die Stellung der Schichtlinien im wirklichen, nicht stationären Gletscher läßt sich zwar einiges anschaulich gewinnen, wenn man die Konstruktion der Schichtlinien ausführt unter der Annahme von Geschwindigkeitsänderungen während der Dauer der Gesamtströmung von der Randkluft bis zum Ende. Man findet dann, daß für Zeiten geringer Strömung die Schichten nahe aneinander rücken, während in Zeiten des Vorstoßes, der raschen Strömung, größere Schichtdicken resultieren. Man erhält an Stelle des einmaligen Wechsels im Abstand der Schichtdicken in Fig. 6 einen mehrfachen, je nach der Dauer und Intensität der Schwankungen, welche man für den Zeitraum von 300 bis 450 Jahren annimmt, in dem sich das Eis auf der Gletschersohle von der Randkluft bis ans Zungenende verschiebt. Da sichere Erfahrungen über die Schwankungsgrößen des Hintereisgletschers für die letzten 400 Jahre ebenso fehlen, wie für alle anderen Gletscher, läßt sich ein genaues Bild der Schichtung nicht rekonstruieren. Im Querprofil erhält man den Verlauf der Schichtgrenzen, wenn man die nämliche Konstruktion wie für den »Teilgletscher 8—9« auch für die anderen Teilgletscher durchführt und die erhaltenen Höhenlagen gleichalter Schichtlinien im Querprofil einträgt. Das ist mit den Längsprofilen der Teilgletscher 1—2, 6—7, 8—9, 11—12 und 14—15 gemacht und im Querprofil IX Fig. 7 dargestellt worden. Jede der hier eingezeichneten Linien ist durch 5 Punkte bestimmt; es konnte also das System der 15-Jahresschichten mit hinreichender Sicherheit gezeichnet werden. (Die zwischen den Linien sichtbaren einzelnen Punkte sind aus den Längsprofilen übernommene Punkte, denen immer noch einige

¹⁶⁾ Vermessungen am Rhonegletscher, S. 189.

Fig. 6

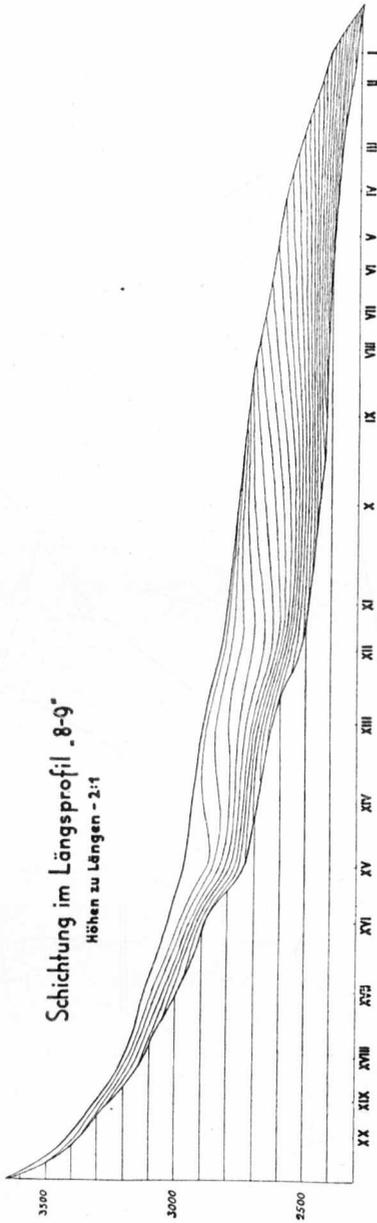
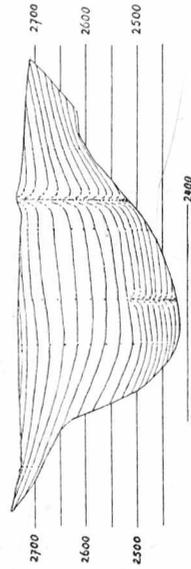


Fig. 7

Schichtung im Querprofil IX



Ungenauigkeit anhaftet; sie ist bei der nur unvollkommenen Meßgenauigkeit im Firngebiet für Geschwindigkeiten, Auftrag und Eistiefe leicht verständlich. Übrigens ergab sich auf der linken Seite von Profil IX bei Teilgletscher 1—2 auch eine Korrektur der Eistiefe, durch welche der Gefällsknick in 2620 m Höhe des Gletscherbettes stärker betont wird als in der älteren Darstellung der Fig. 5). Die Schuttwand der Innenmoräne, deren ausschmelzendes Material die große Mittelmoräne zwischen Hauptgletscher und Langtauferer Zufluß liefert, ist senkrecht gezeichnet. Hier erfahren die Schichtflächen wahrscheinlich die kurze Aufbiegung, welche durch den gestrichelten Verlauf angedeutet ist. Ebenso findet eine Aufbiegung der Schichten beiderseits der kleinen, bei etwa 2550 m anschmelzenden Innenmoränen statt. Ein Vergleich der Figur mit der in »Unters. am Hintereiserner« Wiss. Erg.-Heft II zur Zeitschr. des D. u. Ö. A.-V. 1899 abgedruckten Darstellung der Schichtung zeigt deutlich den Fortschritt der Erkenntnis, der durch Anwendung der Strömungstheorie auf den in seinen Bewegungsverhältnissen gut bekannten Hintereiserner gewonnen wurde.

Die Schichtgrenzen verlaufen nicht als Parallellflächen zum Untergrund; sie fallen im Firngebiet (Längsprofil) schwach nach vorn ein, stellen sich allmählich steiler, so daß das vordere Ende höher liegt als das hintere und werden gegen das Gletscherende zu horizontal und fast zur Sohle parallel. Im Querprofil zeigen diese Grenzen schwachen Anstieg an den seitlichen Rändern und nahe der Innenmoränen. Die Löffelform der Schichtung auf der Gletscherzunge, die bei den Beschreibungen gern betont wird, ist wohl vorhanden — aber es handelt sich doch um recht flache Löffel.

Die Darstellungen der Figuren 6 u. 7 haben gegenüber der schon von S. FINSTERWALDER gegebenen Erläuterung des Zusammenhanges (»Der Vernagtferner« S. 65 Fig. 26) den Vorzug, daß sie sich auf einen wirklichen Gletscher beziehen. Sie zeigen mit aller wünschenswerten Deutlichkeit, daß und wie sich die aus der Firnschichtung stammende »Struktur« des Gletschereises bis an dessen Ende erhält.

Schmutzbänder. Damit steht in unmittelbarer Verbindung die Erscheinung der Schmutzbänder (Ogiven), deren Ursprung bereits von TYNDALL in die zerklüfteten Eisbrüche verlegt wurde, welche im Gletscher auftreten, wenn er über Gefällsstufen herabsinkt¹⁷⁾. Die Hauptspalten laufen zur Abbruchkante annähernd parallel, also etwa quer

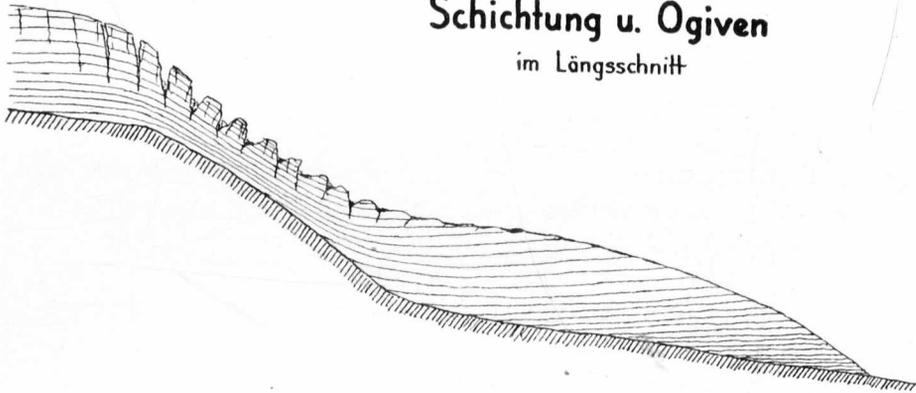
¹⁷⁾ Vgl. J. TYNDALL, »Gletscher der Alpen« 1898, S. 447 u. ff.

über den Gletscher; sie reichen nicht bis zum Untergrund. Während der Bewegung verbreitern sich die Spalten; die zusammenhängend gebliebenen Tafeln werden schief gestellt und bröckeln z. T. in großen Stücken ab. Das Trümmerwerk fällt in die Spalten, wo es sich mit viel eingeschlossener Luft zu weißem Eis verkittet, das auch zusammengewehten Staub und von Schmutzwässern verfrachteten Schutt, Sand und Schlamm enthält. Die fest gebliebenen Tafelreste, welche die nun schräg gestellte Schichtung haben, schmelzen rasch ab, werden, je weiter sie sich bewegen, quer über den Gletscher gekrümmt (entspr. dem Geschwindigkeitsunterschied von Rand und Mitte) und geben »Blaueisbänder«, zwischen denen die schmutzigen Bänder weißen Eises

Fig. 8

Schichtung u. Ogiven

im Längsschnitt



vertieft liegen. Diese Ogiven sind stets auf dem Teil eines Gletschers zu verfolgen, der einen wenig über, oder unterhalb der Firnlinie liegenden Eisbruch passiert hat. Ihre Abstände voneinander sind sehr regelmäßig und hängen von der Zeitspanne ab, welche zwischen zwei Tafelbrüchen an der Abbruchkante liegt. Im Staugebiet unterhalb des Eisbruches schmelzen die wulstigen Erhebungen des »Blaueises« stark ab, die Höhenunterschiede zwischen ihnen und den Schmutzbändern werden immer kleiner und schließlich bleiben nur die Schmutzbänder erkennbar, deren Sand und Schlamm sich über das auch im Eisbruch ungestört gebliebene Eis mit der normalen Schichtung immer mehr ausbreitet. Diesen Zusammenhang soll Fig. 8 erläutern, zu der man sich die Horizontalprojektion mit den gekrümmten Ogiven hinzu denken kann. Sie entspricht annähernd den Verhältnissen vom großen Eisbruch des Rhonegletschers, wie er um 1880 ausgesehen haben mag.

(Vgl. dazu Fig. 5 in »Vermessungen am Rhonegletscher«, S. 32, Basel 1916.) Die Schichtlinien entspr. etwa dem 10-Jahresabstand der wandernden Firnoberfläche.

Was bisher mit Hilfe der Strömungstheorie gelang, wurde hier auseinandergesetzt, so daß mit der Übersicht der Ergebnisse gleichzeitig ein Einblick in den gegenwärtigen Stand der Theorie gegeben ist. Sie hat immer noch den großen Vorzug vor theoretischen Versuchen auf anderer Grundlage, den schon S. FINSTERWALDER in seiner grundlegenden Abhandlung über den Vernagtferner betonte, »daß sie bis zu den alltäglichen Erscheinungen der Gletscherbewegung führt« — weil sich eben diese tatsächlichen Erscheinungen in das dort entwickelte geometrische Schema einordnen lassen.

Es sei besonders darauf verwiesen, daß mit diesen Ergebnissen, insbes. den hohen Drucken in der Nähe der Gletschersohle, die Bildung von »Scherungsrisen« in diesem Teil des Gletschers unvereinbar erscheint. Solche Risse können nur in den Randgebieten und nahe am Gletscherende auftreten (wo sie bisher auch ausschließlich beobachtet sind), weil hier während der winterlichen Temperaturniedrigung des Eises ein Festfrieren am Untergrund erfolgen kann. Dann bilden sich zwischen diesen festen Eislagen und dem stark bewegten inneren Teil des Gletschers Rutschflächen und Scherungsrisse aus. Das Festfrieren der Randgebiete tritt an polaren Gletschern häufiger und für längere Dauer ein als an alpinen; deshalb sind dort auch die Scherungsrisse häufiger. Immer handelt es sich dabei um Vorgänge von untergeordneter Bedeutung gegenüber der Gesamtbewegung, welche sich im Gletscher vollzieht. Für diese sind »selbst die kühn emporstrebenden Pyramiden und Würfel des im Sturze (des Rhonegletschers, d. V.) zerklüfteten Gletschers den an der Oberfläche schäumenden Wellen einer Stromschnelle zu vergleichen; darunter fließt die große Eismasse weiter, entsprechend den durch die innere Reibung bedingten Gesetzen (E. HAGENBACH-BISCHOFF: Vermessungen am Rhonegletscher«. Verh. VII. Internat. Geogr. Kongreß Berlin 1899 S. 272).

Man ist, durch die großen Erfolge der Metallographie veranlaßt, dazu geneigt, die bei der Bearbeitung der Werkstoffe auftretenden Erscheinungen auch beim Gletschereis zu suchen. Es darf aber hier betont werden, daß dieses — wenigstens in den Alpen — von den unteren Firngebieten an, wahrscheinlich aber auch für die Hauptmasse der polaren Gletscher, durchweg die dem Druck entsprechende Schmelztemperatur hat und daß es trotz kleiner Beimengungen ein einheitlicher Stoff ist, dessen feste und flüssige Phase den Druckbedingungen

entsprechend nebeneinander bestehen. Diese Verhältnisse sind kaum für einen Werkstoff in gleich reiner Weise gegeben. Die verschiedenen Bestandteile des Eisens z. B. haben nicht ganz gleiche Schmelzpunkte; die Temperaturen, die beim Walzprozeß auftreten, sind nicht genau die Schmelzpunkte und die Geschwindigkeiten, welche bei der Verschiebung der Materialteilchen gegeneinander bestehen, sind sehr viel größer und auf viel kleinere Entfernungen wechselnd als im strömenden Eis. Deshalb werden an den Grenzen der Ferrit-, Martensit- usw. Kristalle Gleitflächen und im Anschluß an diese Scherungsrisse ausgebildet, während im Eis die Bedingungen dafür nicht gegeben sind.

Es besteht keine Veranlassung, die Strömungstheorie der Gletscherbewegung und die bisher mit ihr verknüpften physikalischen Bedingungen durch andere theoretische Ansätze zu verdrängen, um so weniger, als sie, wie die vorangehenden Darlegungen zeigen, doch mit allen wesentlichen Erscheinungen der Gletscherbewegung in ganz zutreffender Übereinstimmung ist. Sie entstand und wurde weiter entwickelt im engsten Anschluß an diese natürlichen Vorgänge.

Anhang

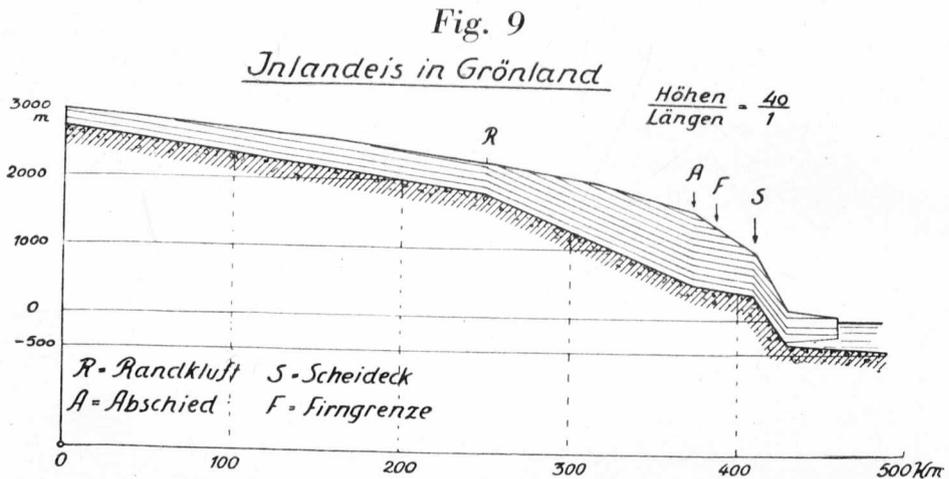
Über die Bewegung des grönländischen Inlandeises

In einer Höhe von etwa 1800 m traf A. de QUERVAIN die letzten Spalten an. Sie waren von außerordentlicher Breite, 40 m, zeigten an den Wänden die Schichtung und in 20—30 m Tiefe die Reste der abgesunkenen Schneemassen, welche früher die Spalten überbrückten. Die große Breite muß bis in beträchtliche Tiefe gereicht haben. Sie lagen etwa 155 km vom Eisrand (Meeresküste) entfernt und etwa 600 m oberhalb der Firngrenze. Diese großen Spalten sollen als Vertreter der Randkluft unserer alpinen Gletscher angesehen werden. Dieser Annahme würde dann entsprechen, daß die weiterhin ansteigende, innerhalb der zentralen Kältezone gelegene Masse des Inlandeises am Untergrund fest angefroren ist. Ihre Dicke dürfte dann 140 m kaum überschreiten; das ist die Tiefe, in welcher nach den Temperaturmessungen von KOCH und WEGENER die Schmelztemperatur des Eis zu erwarten ist¹⁸⁾. Unterhalb der »Randkluft« findet dann normale Gletscher-

¹⁸⁾ MÜLLER-POUILLET, »Physik des Eis« Bd. V, Braunschweig 1928, S. 369 und KOCH u. WEGENER, Dänische Grönlandexpedition 1912—1913, Kopenhagen 1930, S. 236.

bewegung statt, während im Eis oberhalb dieser Kluft nur der Vorgang der Schiebung sich langsam vollzieht und z. T. das in die Randkluft stürzende Material liefert.

Im Profil der »Hundeschlittenreise«, welche A. WEGENER und Genossen im Sommer 1929 auf dem Inlandeis machten¹⁹⁾, liegt die Firngrenze bei 1350 m Höhe; die Kote 1800 m wird schon in etwa 70 km Entfernung vom Eisrand erreicht. Es ist anzunehmen, daß in diesem Profil der Anstieg bis zu etwa 3000 m und darüber führt, da schon 208 km von der Küste die Höhe von 2500 m gewonnen wurde, welche de QUERVAIN als höchste bei seiner Durchquerung feststellen konnte.



Mit einiger Berechtigung darf man die »letzten Spalten«, das Äquivalent der Randkluft, für dieses Profil bei etwa 2250 m ansetzen, während gleichzeitig die Dicke der ruhenden obersten Partie des Inlandeises an der Eisscheide (420 km von der Küste) mit 200 m, bei 2250 m zu 450 m angesetzt werde. In diesem Profil wurden bei der Stelle »Abschied« in 1590 m und 40 km weiter außen bei »Scheideck«, in 980 m, seismische Tiefenmessungen des Eises vorgenommen, die beim erstgenannten Punkt 1200, beim zweiten 610 m Eisdecke ergaben. Obwohl an der Richtigkeit dieser Zahlen, besonders an 1200 m, noch einige Zweifel erlaubt sind (wegen der Unsicherheit der Fortschritts-geschwindigkeit elastischer Wellen im Inlandeis), sollen diese als richtig angenommen werden. Dann kann, in roher Annäherung das in Fig. 9 gezeichnete, 40 fach überhöhte Längsprofil des achsialen Teilgletschers

¹⁹⁾ Vgl. Zeitschr. f. Erdkunde, Berlin 1930.

gezeichnet werden, welcher etwa von der Mitte des Kangerdluarsukgletschers aufwärts bis zur Reiseroute und dann mit dieser verläuft. Von Scheideck an geht der Gletscher noch etwa 20 km bis zur Küste, dann kommt er im Fjord in Schwimmlage. Er verliert durch Abschmelzung an der Oberfläche und durch Lösung an der Sohle an Dicke, weil von 1350 m Höhe an die Ablation wirksam wird.

Bei den »letzten Spalten« käme die Gletschersohle auf 1800 m Höhe zu liegen, d. i. 450 m oberhalb der Firnlinie; in den Alpen beträgt die Höhendifferenz Firnlinie—Randkluft zwischen 300 und 700 m. Der Untergrund des Teilgletschers bekommt im Mittel einen Fall von $1800 - 390 = 1410$ m auf eine Strecke von 155 km, also ein Gefälle von 0,92 ‰. Aber dieser Mittelwert hat große Abweichungen, denn die Spaltenzonen der Oberfläche zeigen, daß im Untergrund eine Anzahl von Steilstufen vorhanden sind. Die Strecke größeren Gefälles unter 2250 bis unter »Abschied« wird dadurch zum Schubgebiet, aus dem die Energie größtenteils stammt, welche den Kangerdluarsukgletscher mit etwa 1 km Jahresgeschwindigkeit in den Fjord hinaustreibt. Über die Geschwindigkeit des Inlandeises selbst liegt bisher keine Messung vor; es scheint die Annahme zulässig, daß das Einzugsgebiet eines Gletschers wie der Kangerdluarsuk 10 mal so breit ist als dieser. Dann darf die Eisgeschwindigkeit bei »Abschied« zu etwa einem Zehntel der Strömungsgeschwindigkeit im Fjord, also zu etwa 100 m im Jahr angenommen werden.

Die einfachen in Fig. 9 gegebenen Strömungsverhältnisse bedingen zunächst einen Koeffizienten der Bodenreibung = 0,0092 (schon HOPKINS fand als kleinsten Wert 0,0116); es müßte das Gleiten des Eises über seine Unterlage wie »geschmiert« erfolgen, die unterste Sohlenschicht wäre durch den Vertikaldruck in eine Art Schmiermittel verwandelt. Das müßte so sein, weil ja das Eis tatsächlich abwärts wandert, also die Sohlenreibung überwindet, und weil die horizontale Schichtung des Eises auch noch in dem Gletscherende in normaler Lagerung zu sehen ist.

Für die unteren 450 m Eishöhe, welche auf 165 km gleichlange Stromlinien haben, ergibt sich die Komponente des Gefälldruckes zu $165\,000 \cdot 910 \cdot 0,0092$ kg/m² oder 138 kg/cm² des Vertikalschnittes bei »Abschied«. Weiter nach oben nimmt sie wegen der gleichmäßigen Verkürzung der Stromlinien gleichmäßig bis zu Null ab. Besteht, wie vorher angenommen wurde, bei »Abschied« die Eisgeschwindigkeit von 100 m/Jahr, so muß ein nennenswerter Anteil dieser Komponente als Bewegungsdruck wirksam werden, nachdem die Widerstände der inneren und äußeren Reibung überwunden sind. Zu der durch den

Vertikaldruck der 1200 m dicken Eismasse veranlaßten Schmelzpunktniedrigung um $0,82^{\circ}$ muß noch die durch den Bewegungsdruck veranlaßte hinzutreten, so daß also an der Gletschersohle etwa -1° als Schmelztemperatur des Eises herrscht. Der flüssige Anteil des gepreßten Eises würde hier $7,8 \text{ g/dm}^3$ betragen. Nach oben hin, gegen die »Randkluft«, könnte er nur $4,1 \text{ g/dm}^3$ ausmachen. Das Eis ist also tatsächlich auf der ganzen Sohle in einem Zustand, der das Entstehen des zur Verminderung der Bodenreibung erforderlichen Schmiermittels verständlich macht.

Von der Firngrenze an muß das Eis bis »Scheideck« noch etwa 22 km vorgeschoben werden. Bei einer mittleren Geschwindigkeit von 200 m/Jahr wäre dazu die Zeit von 110 Jahren erforderlich, und wenn im Jahr 2 m Abschmelzung stattfindet, würde die Verminderung der Eisdicke nur 220 m ausmachen können. Sie soll aber von 1200 auf 610 m, also um 590 m vermindert werden. Zum Teil wird der hier vorhandene Widerspruch beseitigt, wenn man annimmt, daß die Meßstelle »Scheideck« außerhalb der durch die Meßstelle »Abschied« gehenden Bewegungslinie liegt, diese mehr nach NE verschoben bei »Scheideck« vorbeizieht und daß dort die Eistiefe nicht 610 m, sondern über 900 m ausmacht. Vielleicht bringen die noch ausstehenden Tiefenmessungen der »Deutschen Grönland-Expedition« die wünschenswerte Klärung.

Mit dem hier gegebenen Versuch, die Bewegung des Inlandeises auf Grund der bis jetzt bekannten Tatsachen zu verstehen, ist auch die von W. H. HOBBS²⁰⁾ vertretene Ansicht vereinbar, daß wegen der über dem zentralen Kältegebiet Grönlands fast dauernd lagernden Antizyklone die Niederschläge hauptsächlich außerhalb dieses zentralen Teiles fallen und ihren maximalen Betrag nicht in der Region größter Höhe (wie in den Alpen), sondern zwischen der »Randkluft« und der Firngrenze erreichen.

²⁰⁾ W. HOBBS, The glacial Anticyclones, Newyork 1926. Derselbe, The characteristics of existing Glaciers, Newyork 1911, S. 147.