

# Die Bewegung im Innern des Gletschers

H. HESS, Nürnberg

Mit 7 Figuren (Fig. 2, 7 Beilagen 1, 2)

In einer Anmerkung zu dem Bericht, den Prof. Dr. H. SCHATZ in Z. f. Glkde. XXI (1933) S. 160ff. über die Nachmessungen am Hintereisferner 1932 gibt, habe ich auf Seite 164/65 die Wichtigkeit betont, welche die Auffindung des aus dem Jahre 1901 stammenden Gestängerestes für die Theorie der Gletscherbewegung hat<sup>1)</sup>.

Zur weiteren Ausbeutung dieses Fundes soll die folgende Betrachtung dienen. Die ausschmelzenden Röhren dieses Gestänges haben, wie die vom 214 m-Loch, die Holzstangen der Bohrlöcher von 1899 und jene des 153 m-Loches von 1902 eine in der Bewegungsrichtung nach abwärtsgehende Abweichung  $\gamma^\circ$  von der Vertikalen. Die Bohrlöcher waren ursprünglich alle vertikal, soweit das technisch erreichbar ist. Die jetzt zu beobachtende Schrägstellung ist das Ergebnis der Eisbewegung, bei der die oberen Eislagen den unteren vorausseilen.

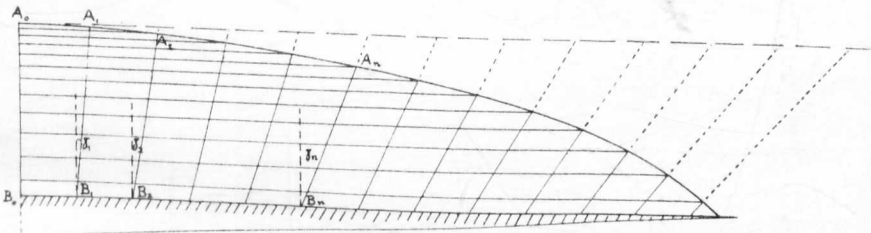


Fig. 1. Wanderung einer Vertikalen im stationären Gletscher

Zur Erläuterung diene Fig. 1, in welcher  $A_0 A_n$  den Verlauf der Oberfläche eines stationären Gletschers,  $B_0 B_n$  den seiner Sohle,  $A_0 B_0$  ein vertikales Bohrloch darstellt. Die Bewegung dieser Geraden wird

<sup>1)</sup> Bei dieser Gelegenheit sei ein sinnstörender Druckfehler korrigiert. Es muß in der obersten Zeile S. 165 jener Bemerkung richtig »G e s t ä n g e« oberkante heißen.

nun unter der Voraussetzung verfolgt, daß auf der (wegen der Abschmelzung in der Luft verlaufenden) zur Sohle parallelen Stromlinie von  $A_0$  die in  $A_0$  herrschende Oberflächen-Geschwindigkeit  $V$ , auf der Sohle die in  $B_0$  herrschende Grundgeschwindigkeit  $U$  während der Beobachtungsdauer beibehalten bleibe.

Weil der Übergang von der Oberflächen- zur Sohlengeschwindigkeit (von  $v$  zu  $u$ ) zunächst unbekannt ist, sei angenommen, daß er geradlinig erfolge; dann ist das ursprünglich geradlinige Bohrloch auch während der Bewegung geradlinig geblieben. Es erfährt nur eine Drehung  $\gamma_1^\circ, \gamma_2^\circ \dots \gamma^\circ$  nach 1, 2, ...  $t$  Zeiteinheiten, deren Größe durch

$$\operatorname{tg} \gamma = t \cdot \frac{\Delta v}{A_0 B_0} = t' \cdot \varepsilon$$

gegeben ist.  $\Delta v$  bedeutet hier die für die Zeiteinheit bestehende Differenz von  $v$  und  $u$ , den Horizontalkomponenten von  $V$  und  $U$ ;  $t'$  ist die dem  $t$  entsprechende Anzahl von Sekunden,  $\varepsilon$  die auf zwei um 1 cm voneinander entfernte, zur Sohle parallele Eislagen bezogene, horizontal gemessene sekundliche Voreilung der oberen über die untere Lage. In der Tiefe  $z$  unter  $A_0$  würde also bei diesem Gletscher mit unter sich parallelen Stromlinien die Geschwindigkeit

$$v_z = u + \frac{Z-z}{Z} \cdot \Delta v = v - \frac{z}{Z} \cdot \Delta v$$

in horizontaler Richtung herrschen, wenn  $Z$  die Tiefe des Gletschers (=  $A_0 B_0$ ) ist. Für diesen Fall würde also die Veränderung der Oberflächengeschwindigkeit im Längsprofil direkt die Änderung der Eisgeschwindigkeit in der Vertikalen ergeben, wenn man von den Punkten  $A$  der Gl. Oberfl. längs ihrer Stromlinien zu den zugehörigen Punkten  $C$  auf  $A_0 B_0$  übergeht. Wird aber, wie es beim wirklichen Gletscher die Regel ist, der zu einem Längsschnitt gehörige Teilgletscher gegen das Ende hin breiter, ändert sich also seine Breite von  $b_0$  bei  $A_0$  auf  $b$  bei  $A$ , so wäre zunächst die bei  $A$  gemessene Horizontal-Komp. der Oberflächengeschwindigkeit mit dem Verhältnis  $b:b_0$  zu multiplizieren, um die Eisgeschwindigkeit in  $C_0$  zu erhalten. (Das ist auch der Weg, den ich 1898 einschlug<sup>2)</sup>, um die »wahrscheinlichen« Querschnitte des Hintereisferners zu rekonstruieren; er führte, wie später die Tiefbohrungen zeigten, zu fast völlig richtigen Ergebnissen.)

Der oben erwähnte Gestängerest von 1901 zeigte nach freundl. Mitteilung Prof. SCHATZ', am 28. IX. 1933 eine Abweichung von  $23\frac{1}{2}^\circ$

<sup>2)</sup> BLÜMCKE und HESS: Untersuchungen am Hintereisferner. II. Erg.-Heft zur Ztschr. d. D. u. Oe. A. V. 1899 S. 59 ff.

vom Lot. Um diesen Winkel wurde der, damals noch 22 m lange Gestängeteil (11 m waren seit dem Auffinden 1931 schon ausgeschmolzen), um seinen untersten Punkt gedreht. Daraus folgt, wenn die Eisbewegung 1901 bis 1933 als stationär angesehen wird, die jährliche Drehung

$$K = \operatorname{tg} \gamma_0 = \frac{\operatorname{tg} 23\frac{1}{2}^\circ}{32} = 0,0136; \quad \varepsilon = 4,30 \cdot 10^{-10} \text{ cm/sek.}$$

Für ein Jahr ist also die durchschnittliche Drehung  $0^\circ 46'$ . Zur Zeit des Beginnes der Ausschmelzung (Herbst 1932) hatte somit das Gestänge eine Neigung von  $22^\circ 0'$  gegen die Vertikale; seine Oberkante lag um  $33 \cdot (1 - \cos 22^\circ) = 2,40$  m tiefer, als die ihr ursprünglich zugehörige Stromlinie. Die Senkung dieser Linie betrug also nicht 38,9 m, wie in der eingangs erwähnten Bemerkung S. 164 angeführt wurde, sondern nur 36,5 m; das ist fast genau so viel wie die 37 m, um welche die Gletschersohle von der Ursprungsstelle 1901 bis zu der Stelle, an welcher der Gestängerest 1931 gefunden wurde, sich senkt. Es kann also glatt angenommen werden, daß selbst während eines Vorstoßes die Stromlinien des Gletschers parallel zum Untergrund bleiben. Daraus folgt dann, daß die Schmelzung an der Sohle für alpine Gletscher sehr gering ist und wohl unter 5 cm/Jahr bleibt.

Angaben über Holzstäbe, die in Bohrlöcher eingesenkt wurden und geneigt gegen die Vertikale ausschmolzen, sind in den alten Aufzeichnungen mehrfach vorhanden. Sie liefern die in Tab. 1 zusammengestellten Werte für  $\gamma$ ,  $\gamma_0$  und  $\varepsilon$ .

Tab. 1.

Bohrloch	Datum	$\operatorname{tg} \gamma$	$\operatorname{tg} \gamma_0$	$\varepsilon$
Nr. I von 1899	20. VII. 1910	0,350	0,0318	$10,1 \cdot 10^{-10}$ cm/sek.
II von 1899	18. VII. 1912	0,47	0,0362	11,4 " "
153 m von 1902	13. VIII. 1916	0,387	0,0276	8,7 " "
" " "	25. VII. 1928	0,56	0,0216	6,92 " "

Das Bohrloch II von 1899 war damals 84,7 m tief; weil die Holzstäbe, mit denen es ausgefüllt wurde, schräg ausschmolzen, ist die an ihnen gemessene Abschmelzung zu groß; die hauptsächlich auf die letzten Jahre vor 1912 fallende Korrektur an der Senkung der Gletscheroberfläche macht im Ganzen etwa 2 m aus.

Fig. 2 (Beilage 1) gibt für 1933  $\operatorname{tg} \gamma = 0,462$ ,  $\operatorname{tg} \gamma_0 = 0,0159$ ,  $\gamma = 24^\circ 50'$ ,  $\gamma_0 = 0^\circ 55'$  in hinreichender Übereinstimmung mit dem von Prof. SCHATZ gemessenen Wert.

Die an der Eisoberfläche gemessenen Neigungswinkel des großen Gestänges (214 m-Loch) sind in der Reihe » $\operatorname{tg} \gamma$ « der Tab. 2 ange-

geben. Auch dort finden sich einige große Werte für  $\operatorname{tg} \gamma$ , wie oben bei den Löchern von 1899. Bei der Beurteilung dieser Werte ( $\operatorname{tg} \gamma = 0,411$  bis  $0,418$ ) ist zu beachten, daß dies Gestänge seit 1920 über ein Gebiet größerer Neigung wandert,  $3^\circ$  gegen  $0,5^\circ$  bis  $1,5^\circ$  vorher. Da die Gefällskomponente des Eisgewichtes, die ja als treibende Kraft der Gletscherbewegung anzusehen ist, einen örtlichen Zuwachs erfährt, verstärkt sich die Gefällsleistung. Doch kommt auch in Betracht, daß das herausragende Gestänge zeitweise nicht abgeschraubt werden konnte, sich deshalb krumm bog und das oberste, noch im Eis steckende Rohr ebenfalls stärker schräg stellte, als es der wahren Richtung des Bohrloches entsprach. Die nur 2 m langen Holzstäbe erzeugten beim Ausschmelzen einen bis über 1 m hinabreichenden Trichter, steckten also nicht mehr ganz fest im Eis; dadurch wird die Neigungsbestimmung unsicher und das Ergebnis leichter zu groß als zu klein.

Um einige Sicherheit zu gewinnen über das, was wirklich vorliegt, versuchte ich die Wanderung des großen Gestänges vom 214 m-Loch so genau als möglich zu verfolgen. War doch die Wahrscheinlichkeit gegeben an Stelle des  $\varepsilon$ -Wertes, wie er bisher aus den Messungen an der Oberfläche angebbar ist, also für einen Durchschnittswert, die Einzelwerte zu finden, welche man dem durchaus nicht stationär gebliebenen Gletscher im Laufe der Jahre zuordnen muß. Ich suchte also alle in den verschiedenen Aufschreibbüchern etwas unregelmäßig verstreuten Angaben über die Position des Gestänges und die Größe der an ihm gemessenen Abschmelzung. Während der ersten 2 Jahre nach der Bohrung blieben nur die abgeschraubten Rohre am Ort liegen, deren Gesamtlänge 1907 zum erstenmal angegeben ist. (Wir waren anfänglich nicht sicher, ob das Gestänge in gleicher Weise mitwandert, wie unsere andern Geschwindigkeitsmarken und haben deshalb seine Ortsänderung wohl bestimmt, aber sie nicht für die im Gang befindlichen Bewegungs- und Ablationsmessungen verwendet. Erst ab 1907, als wir hinreichende Sicherheit über die Mitwanderung des Gestänges hatten, ist das geschehen.) Der sichere Nachweis, daß das Gestänge die Eisbewegung ungestört mitmacht, geschah durch die Einmessung von Gestängeort und benachbarten kleinen Bohrlochern der nahe daran vorbeilaufenden Steinlinie. Seit 1913 ist das 153 m-Loch die benachbarte Bewegungsmarke, deren Verschiebung ganz gleich mit der des Gestänges erfolgt. Die in diesem Loch mitgeführten, je 2 m langen Holzstäbe werden durch kein Hindernis, wie möglicherweise die Bohrschneide am Grunde, zurückgehalten und zeigen doch dieselben Lageänderungen, bes. die gleiche Drehung, wie das Gestänge.

Zeitschrift für Gletscherkunde. Bd. XXIII, 1935  
H. Hess, Die Bewegung im Innern des Gletschers

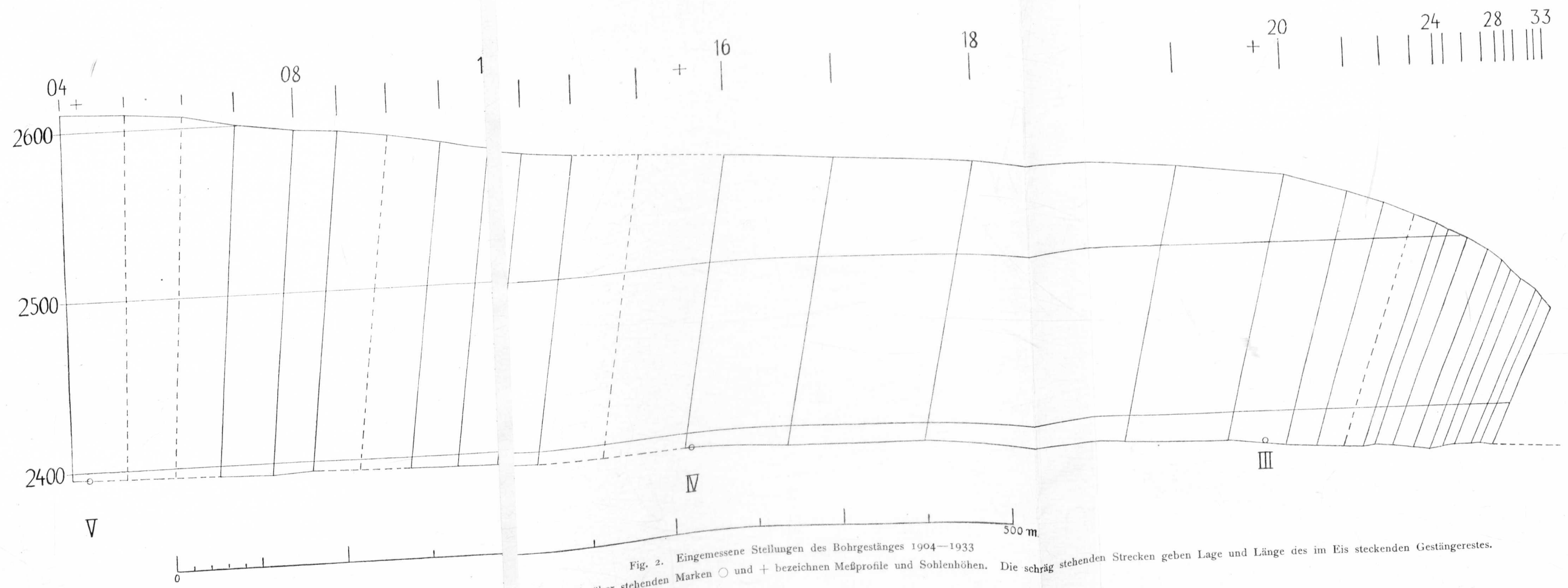


Fig. 2. Eingemessene Stellungen des Bohrgestänges 1904—1933

Die Zahlenreihe am Oberrande gibt Jahre nach 1900. Die römischen Ziffern V, IV und III und die darüber stehenden Marken ○ und + bezeichnen Meßprofile und Sohlenhöhen. Die schräg stehenden Strecken geben Lage und Länge des im Eis steckenden Gestängerestes.

Mit dieser Feststellung entfällt der nahe liegende Einwand, das Gestänge werde von den oberen, harten Eislagen festgehalten, mache deren Bewegung mit und durchschneide die tiefer gelegenen, weichen Eislagen. In der nebenstehenden Fig. 3 sind die Stellungen  $g_1$  und  $G_1$  des Gestängeres  $g$  vom Bohrloch 1901 und des Gestänges  $G$  vom Bohrloch 1904 für das Jahr 1931 eingetragen. Man sieht,  $g_1$  ist nahezu parallel zu  $G_1$ , beide Gestänge werden in annähernd gleicher Wanderzeit um fast gleiche Winkel gedreht. Warum diese Drehung, wenn das bis zum Boden reichende Gestänge das weiche Eis der Tiefe durchschneidet und dadurch eine große Sohlengeschwindigkeit vortäuscht? Nein, dieses Durchschneiden findet nicht statt; das Eis der tiefen Gletscherlagen ist wohl reicher an Druck-Schmelzwasser, als jenes der oberen; die innere Reibung ist demgemäß in der Tiefe geringer, als in der Nähe der Gletscheroberfläche — aber trotzdem ist dieses Tiefen-Eis kein zäher Brei, sondern ein fester, wenn auch nicht starrer Körper. Im Jahre 1904 war uns schon bekannt, daß die Schwankungen der Lufttemperatur sich noch in 10 bis 12 m unter der Eisoberfläche geltend machen, daß also wenigstens während des Sommers das mit Schmelzwasser infiltrierte Eis dieser obersten 10–12 m weicher ist, als das etwas tiefere. Wir haben deshalb, bevor das große Gestänge als Bewegungsmarke benutzt wurde (s. o.), auch darauf geachtet, ob nicht hinter dem Gestänge sich eine Spur von „Einschneiden“ fände, welche als ein kurzer Streifen aus luftfreiem Wassereis hätte aufzutreten müssen. Es wurde aber nichts dergartiges wahrgenommen.

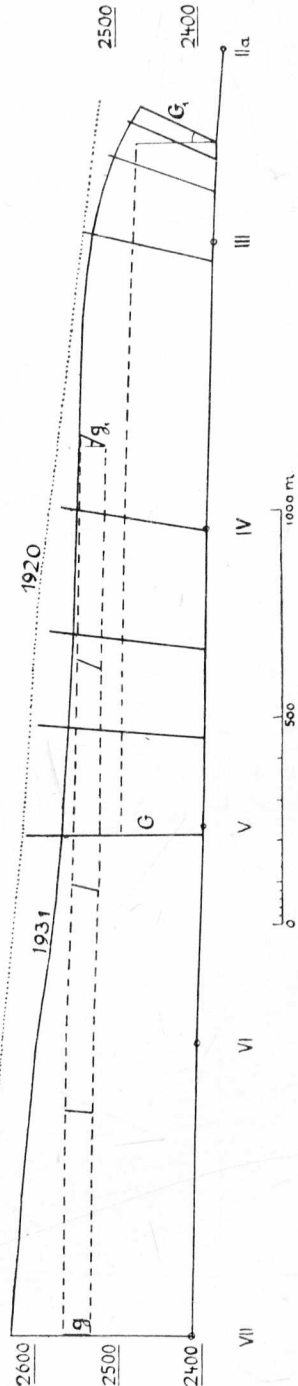


Fig. 3. Einige Stellungen der Gestänge  $g$  (1901) und  $G$  (1904)

Tab. 2

Datum	Höhe der Eisoberfläche m	v	a	r	K oder tg %	Datum	Höhe der Eisoberfläche m	v	a	r	tg γ	K oder tg %	
21. VII. 04	2610,4	0	0	214,37	0	13. VIII. 19	2547,5	122,9	3,55	165,53	0,160	0,0188	
25. VIII. 05	09,1	37,8	—	—	0,0256	13. VIII. 20	40,0	63,5	5,60	159,93	—	282	
20. VII. 06	06,2	33,4	—	—	280	10. VIII. 21	28,7	37,5	6,50	153,43	—	431	
20. VII. 07	2600,4	30,3	7,33	207,04	192	3. VIII. 22	21,6	21,2	4,30	149,13	0,204	424	
7. X. 08	2595,5	34,4	4,11	202,93	192	1923		ausgefalle					(299)
21. VII. 09	93,6	26,0	2,85	200,08	102	2. VIII. 24	07,8	31,8	10,90 <sup>1)</sup>	138,23	—	299	
21. VII. 10	90,0	29,1	—	—	(102)	4. VIII. 25	2503,7	6,8	4,65 <sup>1)</sup>	133,58	0,274	197	
20. VII. 11	84,2	31,1	7,74	192,34	102	12. VII. 26	2498,0	10,8	3,90	129,68	0,195	211	
30. VII. 12	80,1	27,6	4,60	187,74	077	31. VII. 27	91,3	11,7	5,45	124,23	0,411	169	
30. VII. 13	75,8	24,4	3,73	184,01	076	26. VII. 28	84,5	8,0	5,23	119,00	0,414	113	
27. VII. 14	72,5	30,1	2,88	181,13	065	9. VIII. 29	77,4	5,2	7,30 <sup>1)</sup>	111,70	—	103	
18. VIII. 15	—	(30,5)	3,20	177,93	(100)	12. VIII. 30	72,2	5,8	8,02	103,68	0,418	150	
		90,4				23. VII. 31	66,7	7,8	5,67	98,01	0,414	236	
14. VIII. 16	63,4	(50,0)	2,80	175,13	100	26. VII. 32	61,4	3,8	4,93	93,08	(0,625)	112	
27. VII. 17	58,9	65,5	2,20	172,93	215	24. VII. 33	2455,1	5,0	6,53	86,55	—	0,0058	
13. VIII. 18	2555,7	82,2	3,85	169,08	0,0133								

v = Horizontalverschiebung seit letzter Messung.

a = ausgeschmolzenes Gesteige seit letzter Messung.

r = Länge des Gesteigerestes im Eis.

<sup>1)</sup> Gegenüber den Zahlen in Z. f. Glkde. XVIII S. 222 richtiggestellt.  
Kursive Zahlen interpoliert.

Nun liegt eine fast lückenlose Zahlenreihe vor über die jährlichen Oerter des Gestänges und die Länge der jährlich ausgeschmolzenen Röhren. Sie ist in Tab. 2 angegeben und erlaubt die Lage der Eisoberfläche von 1904 bis 1933 längs des Weges zu zeichnen, den der Durchstoßpunkt des Gestänges mit dieser Oberfläche beschrieb. Die obere Grenzlinie in Fig. 2 gibt ein Bild dieses Weges in dem Teilgletscher, welchem das Bohrloch angehört. Sie ist in den Punkten, die den einzelnen Jahren entsprechen, Messungsergebnis, d. h. sicher bekannt. Von der Sohle des für Fig. 2 in Betracht kommenden Gletscherteiles sind die in den Profilen V, IV und III gelegenen Punkte (mit den Seehöhen 2390, 2391, 2383 m), sowie der etwas außerhalb der Figur liegende des Profils IIa (Höhe 2370 m) gegeben. Die Verbindungslinie zwischen je 2 dieser 4 Punkte wurde zumeist als geradlinig genommen, zwischen III und dem Ende aber von dem Verlauf, wie er gemäß der steileren Oberfläche erlaubt und durch die Einzeichnung der quer zwischen Sohle und Eisoberfläche verlaufenden gegebenen Strecken sinngemäß bedingt ist. Diese Strecken  $r$  sind die Längen des noch im Eis gebliebenen Gestänges, nachdem die bereits ausgeschmolzenen Rohre abgeschraubt sind. Es ist die ganze Figur eindeutig bestimmt bis auf die unvermeidlichen Messungsfehler der Höhenlage der Eisoberfläche ( $\pm 0,5$  m) und die bei den Tiefbohrungen in der Lage der Sohle bestehende Unsicherheit von etwa 2 m. Trotz dieser Messungsfehler war die Zeichnung in 1:1250 überraschend eindeutig. Es bedurfte nur Verschiebungen der Sohlenpunkte um kaum mehr als 1 mm seitwärts in ihre jetzt eingezeichnete Lage, welche sonach einer graphischen Ausgleichung aller Messungsergebnisse entspricht. Für diese Ausgleichung war maßgebend, daß zu keiner Zeit die Sohlengeschwindigkeit  $u$  größer als die Oberflächengeschwindigkeit  $v$  sein kann, weil die stets bestehende Wirkung der Schiebung sich zu jener der gleitenden Bewegung des Eises addiert.

Im Bereich der Figur, welcher den Jahren 1922 bis 1933, also der Zeit außerordentlich kleiner Bewegung zugehört, scheinen die Messungsfehler der Lage-, insbes. der Höhenbestimmung von größerem Einfluß zu sein, so daß hier die Positionen der Sohlenpunkte etwas mehr von dem zwischen Profil III und IIa ebenfalls gradlinig angenommenen Verlauf der Sohle abweichen, als in dem Teil der Figur zwischen den Profilen V und III. Aber auch diese Abweichungen liegen noch im Bereich der oben erwähnten Unsicherheiten. Übrigens zeigt der auf dem unten angegebenen anderen Weg gewonnene Verlauf des



Sohlenlängsschnittes, daß die Bodenform, welche im Gebiet zwischen Profil III und IIa gezeichnet ist, in Wirklichkeit besteht.

Die wesentliche Aussage der Figur 2 ist nun:

1. Das Gestänge blieb auf seiner ganzen 29jährigen Wanderung geradlinig: der Übergang von der Oberflächengeschwindigkeit  $v$  zur Sohlengeschwindigkeit  $u$  erfolgt proportional der Tiefe, so daß im stationären Gletscher

$$\frac{dv}{dz} = \frac{v-u}{Z} = K$$

für jede Vertikale einen konstanten Wert hat.

2. Es ist immer  $u < v$ . Beide Größen sind direkt ( $v$ ) oder so gut wie direkt ( $u$ ) längs des Gestängeweges fast alljährlich gemessen. Es ist unzulässig, zugunsten eines theoretischen Ansatzes für die mechanische Untersuchung der Gletscherbewegung die Sohlengeschwindigkeit  $u=0$  anzunehmen, denn sie liegt zwischen 70 und 100 Prozent von  $v$ . Der Gletscher bewegt sich nicht wie eine zähe, an der Gefäßwand haftende Flüssigkeit; vielmehr beträgt der Anteil der gleitenden Bewegung mehr als zwei Drittel der Gesamtbewegung an der Oberfläche.

Aus der Fig. 2 wurden nun die jährlichen Einzelwerte für  $K$  ermittelt. Es ließ sich (durch graphische Ausgleichung) eine Kurve zeichnen, welche  $K$  als Funktion der Zeit wiedergibt. Sie beginnt mit  $K=0,0180$  für 1905, hat ein Minimum für 1916 mit  $K=0,009$ , ein Maximum für 1922 mit  $K=0,0365$  und fällt anfangs steil, dann schwächer bis  $K=0,0141$  für 1933. Sie liefert den Mittelwert  $K=0,0169$ . Der Verlauf dieser Kurve ist ähnlich, aber nicht genau wie der einer späteren Ausgleichung entsprechende Kurvenzug der Fig. 5. Wäre nur die in Fig. 2 gezeichnete Stellung des Gestänges für 1933 mit  $\text{tg } \gamma = 0,482$  bekannt, aus der  $K=0,0166$  folgt, so würde man näherungsweise den Gletscher als stationär für 1904 bis 1933 annehmen und diesen Mittelwert für die weiteren Berechnungen verwenden. Ich habe mit dem Wert  $K=0,0170$  (statt  $0,0166$  und  $0,0169$ ) die Konstruktion für die jährlichen Stellungen des Gestänges aus den in Tab. 2 gegebenen Größen ausgeführt. Dabei wurden mit diesem unveränderlichen  $K$ -Wert die von den Punkten der Gletscheroberfläche ausgehenden Richtungen des Gestänges erhalten und längs diesen die Längen  $r$  des Restgestänges abgetragen, wodurch sich jeweils der unterste Punkt des Gestänges ergab. Der auf diesem Wege erhaltene Verlauf des Sohlenlängsprofils ist ziemlich genau der von Fig. 2. Die aus den Tiefbohrungen ermittelten Punkte der Pro-

file V, IV und III ordnen sich ganz gut in die Reihe der durch die Konstruktion gefundenen ein. Für den stationären Teilgletscher »7—8« würde sonach  $K=0,0170$  auch als zeitlich konstant angesehen werden dürfen.

Aber der Hintereisferner war in dem Beobachtungszeitraum nicht stationär; er hat, wie der benachbarte Vernagtferner, einen kleinen Vorstoß ausgeführt und dieser Katastrophe folgte nach raschem Abfall der Eisgeschwindigkeiten eine lang dauernde Erholungspause, während welcher die Bewegung außerordentlich gering wurde.

Um zur Entscheidung zu kommen, ob die Auffassung  $K = \text{Konst.}$  gelte, oder die andere,  $K$  sei eine wohl in einem Zeitpunkt für die einzelne Vertikale unveränderliche, aber von den zeitlich wechselnden Drucken abhängige Größe, wurde folgender Weg eingeschlagen.

#### Bestimmung von $\mu$ und $f$

Im Ausgleichsquerschnitt (A.Q.) eines Teilgletschers gilt die sonst nur für die Integrale über die ganze Gletscherlänge bestehende Bedingung, daß die Gefällsleistung gleich der Summe der Widerstände ist. Man hat also hier:

$$dg = dr + ds \quad (1)$$

wenn die gegen Bodenreibung und innere Reibung sehr kleinen anderen Leistungen im Gletscher vernachlässigt werden.

Dabei ist

$$\begin{aligned} dg &= \frac{917}{31,6 \cdot 10^6} \cdot b_0 Z_0 \cdot v_m \cdot \sin \alpha_0 dx = 29 \cdot 10^{-6} b_0 Z_0 \left( u_0 + \frac{K_0 Z_0}{2} \right) \sin \alpha_0 dx \\ dr &= 29 \cdot 10^{-6} b_0 Z_0 u_0 f \cdot \cos \alpha_0 dx \\ ds &= \frac{K_0^2 \mu_0}{10^{14} \cdot 981} b_0 Z_0 dx \end{aligned}$$

$dg$  ist gemäß der ursprünglichen Festsetzung in 2 Summanden gespalten, deren erster  $dg_u$  gleich dem zur Überwindung der Bodenreibung längs des Weges  $\frac{u}{31,6 \cdot 10^6}$ , deren zweiter gleich dem zur Erzeugung der Schiebung längs des mittleren Weges  $\frac{K_0 \cdot Z_0}{2 \cdot 31,6 \cdot 10^6}$  nötigen Arbeitsaufwand ist. Für diese hat man also im A.Q. zwei Ausdrucksformen, die gleiche Werte geben. Man erhält demgemäß aus Gl. 1 zwei neue Gleichungen

$$\begin{aligned} &\sin \alpha_0 = f \cdot \cos \alpha_0 \text{ oder } f = \operatorname{tg} \alpha_0 \\ \text{und} & \left. \begin{aligned} 29 \cdot 10^{-6} \frac{Z_0}{2} \cdot \sin \alpha_0 &= \frac{K_0 \mu_0}{10^{14} \cdot 981} \text{ oder } \mu_0 = 1,4225 \cdot \frac{Z_0}{K_0} 10^{12} \cdot \sin \alpha_0 \end{aligned} \right\}^3 \quad (2) \end{aligned}$$

3) Der Index 0 soll angeben, daß die einzelnen Größen für den A.Q. gelten.

Für einen A.Q. ist also der Neigungswinkel der Gletschersohle gleich dem Reibungswinkel zwischen Fels und Eis. Beim Hintereisferner, der nur einen A.Q. hat (Kesselwandferner hat deren 3), liegt dieser sehr nahe an der Firnlinie, wo die Stromlinien des Eises parallel zur Gletscheroberfläche werden. Man kann fast ganz genau  $\operatorname{tg} \alpha_0$  aus der Höhenschichtkarte ablesen und findet  $f = 0,0666$ , einen Wert, den ich bereits 1929 (diese Ztschr. XVII, S. 51) verwendet habe, bevor es feststand, daß die Stromlinien auch im wirklichen Gletscher zu dessen Sohle parallel laufen.

Zur zahlenmäßigen Bestimmung von  $\mu_0$  fehlt die Kenntnis des Wertes von  $K_0$ . Zu seiner Ermittlung beachten wir, daß sich beim Übergang des Eises von einem Profil mit der Breite  $b_1$  in ein anderes mit der Breite  $b_2$  neben der Grundgeschwindigkeit  $u$  auch die aus der Schiebung stammende mittlere Zusatzgeschwindigkeit  $K \cdot Z/2$  im umgekehrten Verhältnis der Profilbreiten ändert. Die Vergleichung zweier Stellen des Gletschers, deren Entfernungen von der Sohle  $h_1$  und  $h_2$  sind, ergibt, wenn die Zusatz-Geschwindigkeiten an diesen Stellen  $\Delta v_1$  und  $\Delta v_2$  betragen:

$$K_1 : K_2 = \frac{\Delta v_1}{h_1} : \frac{\Delta v_2}{h_2}$$

Gehören beide Punkte einer Stromlinie an, so sind  $h_1$  und  $h_2$  gleich groß, und da nach der Kontinuitätsbedingung  $b_1 \cdot \Delta v_1 = b_2 \cdot \Delta v_2$  sein muß, so folgt

$$K_2 = K_1 \cdot \frac{b_1}{b_2} \quad (3)$$

Diese Gleichung enthält außer  $K_1$  und  $K_2$  nur die Profilbreiten  $b_1$  und  $b_2$ , welche nur von dem auch bei größeren Änderungen des Bewegungszustandes konstanten Verlauf der Bewegungslinien abhängen.

Für den T.Gl. »7—8« des Hintereisferners mit  $K_1 = 0,0169$  (1905/06) beim Profil V von 54 m Breite ergibt Gl. 3 im 55 m breiten A.Q. von 316 m Tiefe und  $\sin \alpha_0 = 0,0666$  den Wert  $K_0 = 0,0166$  und damit gibt Gl. (2)  $\mu_0 = 1,805 \cdot 10^{15}$  g/cm. sek. (Dem der späteren Ausgleichung (Fig. 5) zugehörigen Wert  $K_0 = 0,0256$  entspricht  $\mu_0 = 1,170 \cdot 10^{15}$  g/cm. sek.)

Der Wert von  $f$  muß sinngemäß nicht nur für den Teilgletscher »7—8« gelten, dessen weitgehend bekannten Bewegungsverhältnisse seine Feststellung erlaubten. Bei der Berechnung von  $f$  ist aber  $K_0$  verwendet, das nicht direkt gemessen, sondern aus dem der Beob-

achtung entnommenen Wert  $K_1$  vom Profil V auf Grund der Strömungstheorie errechnet wurde.<sup>4)</sup>

Will man zu einem anderen Teilgletscher übergehen, so kann aus Gl. (3) gefunden werden:

$$K'_0 = K_0 \cdot \frac{Z'_0 \cdot \mu_0}{Z_0 \cdot \mu'_0} \cdot \frac{\sin \alpha'_0}{\sin \alpha_0} \quad (4a)$$

wo die Größen  $Z'_0$ ,  $\mu'_0$ ,  $\alpha'_0$  sich auf den zweiten Teilgletscher vom Hintereis beziehen. Sollen die Reibungszahlen  $f$  für beide Teilgletscher die gleichen sein, so müssen auch die Reibungswinkel  $\alpha_0$  und  $\alpha'_0$  einander gleich sein und es besteht dann die Bedingung

$$K'_0 = K_0 \cdot \frac{Z'_0}{\mu'_0} \cdot \frac{\mu_0}{Z_0} \quad (4)$$

Sie kann erst nach Feststellung der Abhängigkeit des  $\mu$ -Wertes von der Eistiefe näher untersucht werden. Die Bedingung  $\alpha'_0 = \alpha_0$  ist derart, daß sie für die benachbarten Teilgletscher des mittleren Strömungsbereiches, welche auch aneinander anschließende A.Q. liefern, erfüllt ist. Für die von den seitlichen Steilhängen der Langtauferer Spitze und des oberen Berges kommenden Teilgletscher muß der A.Q. weiter talwärts rücken. Ob er auch hier noch in den Bereich der Firngrenze fällt, läßt sich gegenwärtig nicht sagen, weil für diese seitlichen Zuflüsse bis jetzt keine Bewegungsmessungen im Firnggebiet vorliegen, aus denen die Lage des A.Q. bestimmt werden kann.

Ein Blick auf die Diagramme der Taf. VII und VIII meiner Abhandlung von 1923 (diese Ztschr. XIII. 1924) zeigt, daß für den Teilgletscher »8—9« die Lage des A.Q. in der Beobachtungszeit 1893 bis 1922 trotz beträchtlicher Änderung in den Bewegungsverhältnissen des Gletschers immer zwischen den Profilen XI und XII gefunden wurde.

Ob der für Hintereis gefundene Reibungsfaktor auch für andere Gletscher gilt, können eigentlich nur Messungen entscheiden. Für den Rhonegletscher konnte ich 1923 zeigen, daß mit den für Hintereis benützten  $\mu$ - und  $f$ -Werten glaubhafte Ergebnisse gewonnen werden. Da aber  $f$  nicht nur vom Eis, sondern auch von der Beschaffenheit der Felsunterlage abhängt, werden wohl etwas verschiedene Größen des  $f$  in den verschiedenen Gebieten der Alpen und anderer Gletscher tragender Gebirge auftreten. Auf die Gletscher dieser Gegenden läßt sich die Gleichung (4a) anwenden, wenn die  $K'_0$  usw. auf den A.Q.

<sup>4)</sup> Hierin steckt aber das Verhältnis der Breiten  $b_1$  und  $b_0$  des Teilgletschers »7—8« in dem Profil V und im A.Q., also der Einfluß der Breitenänderung, des Verlaufes der Bewegungslinien.

eines achsialen Teilgletschers (z. B. des Rhonegletschers oder der Pasterze) bezogen werden. Man kann dann aus dem für Hintereis ermittelten  $K_0$  auch einen Anhalt zur Ermittlung der Grundgeschwindigkeit aus der gemessenen Oberflächengeschwindigkeit jener Gletscher gewinnen.

Es kommt also den Ergebnissen, welche der Hintereis-Ferner lieferte, eine allgemeine Verwendbarkeit zu. Damit sind die zwei wichtigen Konstanten  $f$  und  $\mu_0$  einwandfrei ermittelt. Daß sie mit den bisher von mir verwendeten Werten ganz oder sehr nahe übereinstimmen, zeigt, daß schon die bisher aus den Beobachtungen am Hintereisferner abgeleiteten Ergebnisse recht nahe an die Wirklichkeit kommen. Aber die hier gegebene Ableitung darf nur für einen A.Q. angewandt werden. Die Berechnung des  $\mu$ -Wertes z. B., wie sie M. LAGALLY (Z. f. Glkde. XVIII, 1930, S. 1 u. ff.) gibt, läßt sich nicht aufrecht halten. Die Steinreihe, auf deren Bewegungsmessungen dort Bezug genommen wird, liegt im Abschmelzgebiet der Pasterze; sie zieht in etwa 2400 m in der Richtung von der Hoffmanns-Hütte gegen den Seelandfels, an einer Stelle mit  $\text{tg} \alpha \sim 1:15$  für den Neigungswinkel der Eisoberfläche nahe der Gletscherachse. Im Abschmelzgebiet ist jedoch die Oberflächenneigung größer, als die Sohlen-Neigung; diese ist geringer als der Reibungswinkel und hat nach dem von BROCKAMP und MOTHES ermittelten Längsprofil etwa  $\text{tg} \alpha = 0,04$ . Also liegt das Profil der Steinreihe in einem Gletscherbereich, für welchen die örtliche Gefällsleistung nicht ausreicht um die Bodenreibung zu überwinden; hier muß aus dem vom Firn her stammenden Energievorrat zugeschossen werden, damit die Eisbewegung zustande kommt; es tritt zur Schubkomponente des Vertikaldruckes noch der Bewegungsdruck, den LAGALLY außer acht läßt, weil er die Sohlengeschwindigkeit des Eises vernachlässigt. Der A.Q., für welchen seine Ableitung gelten mag, liegt für die Pasterze wahrscheinlich unterhalb des Eisbruches zwischen unterem und mittlerem Burgstall bei etwa 2550 m Höhe der Eisoberfläche. Hier sind aber z. Z. die Bewegungsverhältnisse nicht bekannt.

Andererseits zeigt sich die Übertragbarkeit der hier enthaltenen Zahlen auf andere Gletscher aus Folgendem. Der Allalin-Gletscher war mir bisher nur aus der Schweizer Generalstabskarte 1:50000 bekannt, von der auch ein Ausschnitt bei O. LÜTSCHG »Niederschlag und Abfluß im Hochgebirge« wieder gegeben ist. Da er wesentlich steiler, als der Hintereisferner abfällt, wandte ich mich an Dir. LÜTSCHG mit der Bitte um Überlassung einer Schichten-Karte größeren Maß-

stages, falls sie vorhanden wäre und ich betonte dabei, daß auf dieser wahrscheinlich eins oder mehrere Gebiete sehr geringer Oberflächenneigung zur Darstellung kämen, welche die Karte 1:50000 nicht aufweist. In freundlicher Weise erhielt ich kurz darauf von der eben vollendeten, noch nicht veröffentlichten Karte 1:10000, welche in der eidgen. techn. Hochschule stereo-photogrammetisch hergestellt wurde, eine Pause zur Einsicht zugesandt. Diese Karte mit Höhenschichten von 10 m Abstand zeigt ausgedehnte Verebnungen mit Oberflächenneigungen von  $3^{\circ} 50'$  (dem Reibungswinkel) oder weniger in 3300, 3260, 3150, 3050 (Höhe der Firnlinie) sowie in 2860 bis 2880 m Höhe. Das Firngebiet ist also durch eine Reihe von Stufen unterteilt, oberhalb deren Energieverbrauch oder nur schwacher Energiegewinn eintritt; es bestehen wahrscheinlich mehrere A.Q. in diesem steilen Gletscher, dessen Bewegung oberhalb des Zungenendes bisher leider nicht bekannt ist. Vom Eisbruch bei 2850 m an reicht wahrscheinlich die Gefällsleistung in der verhältnismäßig dünnen Gletscherzunge gerade aus, um die hier auftretenden Widerstände zu überwinden. Der Energieüberschuß aus dem Firn ist bis zu 2850 m verbraucht. Solche Vermutungen können nur durch Geschwindigkeitsmessungen im Längsprofil bestätigt oder richtig gestellt werden.

#### Veränderlichkeit von $\mu$ im Längsprofil

Der Koeffizient  $\mu$  der inneren Reibung ist bei Eis stark veränderlich; er ist von der Temperatur und von dem Anteil  $v$  der flüssigen Phase des unter Druck stehenden Eises abhängig, der selbst dem Druck direkt proportional ist. Es ist

$$v = 5,7 \cdot P \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3$$

$P$  (in  $\text{kg/cm}^2$ ) setzt sich aus dem Vertikaldruck  $p = z \cdot 0,0917 \text{ kg/cm}^2$  und der Horizontalkomponente  $D$  des Bewegungsdruckes zusammen, wobei  $z$  die in Metern gemessene Tiefe unter der Eisoberfläche bedeutet. Man hat

$$P = \sqrt{(z \cdot 0,0917)^2 + D^2} \quad (5)$$

Für das Zungengebiet des Hintereisgletschers, das sich nach Temperaturmessungen in Bohrlöchern<sup>5)</sup> auf der dem Druck entsprechen-

<sup>5)</sup> J. P. KOCH und A. WEGENER machen in ihrem Bericht: »Wissenschaftliche Ergebnisse der dänischen Expedition nach Dronning Louises-Land usw.«, Kopenhagen 1930. Abt. I S. 194. Einwendungen gegen die Zuverlässigkeit bzw. Genauigkeit der von ADOLF BLÜMCKE und mir seinerzeit vorgenommenen Temperaturmessungen in den bis 153 m niedergebrachten Bohrlöchern. M. LAGALLY übernimmt (in »Mechanik und Thermodynamik des stationären Gletschers« S.A. aus »Ergebnisse der kosmischen

den Schmelztemperatur, also praktisch auf gleichbleibender Temperatur befindet, kommt die Veränderlichkeit des  $\mu$  mit dem Wärmezustand nur soweit in Betracht, als der Druck  $P$  Schmelzpunkts-Erniedrigung und die oben angeführte Vergrößerung von  $v$  hervorruft. Im Firngebiet wird gegen die Randkluft hin sich die Eistemperatur der mittleren Jahrestemperatur nähern. Direkte Messungen liegen hier nicht vor; man ist also zur Beurteilung der Veränderlichkeit des  $\mu$  auf Ergebnisse spärlicher Laboratoriumsversuche angewiesen.

Der Zunahme von  $v$  entspricht eine Abnahme von  $\mu_z$ ; wir setzen

$$\mu_z = \mu_m \left( \frac{z_m}{z} \right)^n; \quad (6)$$

der Exponent  $n$  wird noch näher zu bestimmen sein. Zu dem Zweck verfolgen wir die

Druckänderung im Querschnitt des Teilgletschers.

Der Vertikaldruck wächst proportional der Tiefe um  $0,917 \text{ kg/cm}^2$  für je  $10 \text{ m}$  Eistiefe; der Bewegungsdruck  $D = D_r + D_s$ , der Summe der für den Durchgang des Reibungs- und des Schiebungs-Anteiles des Energiestromes nötigen Drucke. Der Schiebungsdruck ist wegen der Konstanz von  $K$  für alle Tiefen in der Vertikalen

$$D_{s,z} = D_s \cdot \frac{\mu_z}{\mu_m} = D_s \left( \frac{z_m}{z} \right)^n \quad (7)$$

weil nach Gl. (6)  $\mu_z : \mu_m = z_m^n : z^n$  gesetzt wurde.

Physik« II S. 85) diese Einwendungen. Dazu habe ich in meinem Bericht: »Das Eis der Erde«, Handbuch der Geophysik Bd. 7, eine ausführliche Darstellung der Messungsmethode gegeben. Hier sei nur erwähnt, daß das Eis in unten geschlossenen Bohrlöchern der Gletscherzunge (Hintereis) nicht gefrieren kann, wie LAGALLY es für möglich hält, weil der Druck der ruhenden Wassersäule im Bohrloch größer ist, als der in gleicher Höhe bestehende Vertikaldruck des Eises. Die Temperaturbestimmungen wurden mit sehr trägen Thermometern ausgeführt, die zwischen  $0$  und  $-1,5^\circ$  in hundertstel Grade geteilt und von der Phys. Reichsanstalt auch auf ihre Unempfindlichkeit gegen Druckschwankungen geprüft waren. Die Messungen fanden besonders für große Tiefen statt, nachdem das Wasser über Nacht ruhig im Bohrloch stand, also auch Konvektionsströmungen ausgeglichen waren. Wenn sich etwas gegen die Temperaturmessungen in der Hintereiszunge einwenden läßt, dann nur, daß sie nicht zahlreicher und für die ganz tiefen Löcher ausgeführt wurden. Für das  $224 \text{ m}$  tiefe Loch von 1904 waren sie vorgesehen, durch Beschädigung des Thermometers auf dem Transport leider unmöglich geworden. Ich weiß sehr wohl, daß die Erreichung größerer Bohrtiefen im Inlandeis außerordentlich schwer ist. Aber jede zehn Meter Weiterbohrung liefern für die Bestimmung der Eistemperaturen mehr, als die schönsten theoretischen Extrapolationen auf Grund von Messungen in geringen Tiefen.

Der verbleibende Druck  $D_r$  macht (1905/06) für alle Querschnitte den überwiegenden Anteil des Bewegungsdruckes aus. Man erhält das Verhältnis  $D_r:D_s$  für ein Profil, wenn man es gleich dem der Widerstands-Summen  $\Sigma r$  und  $\Sigma s$  setzt, welche abwärts von diesem Profil noch zu überwinden sind. Im Profil XI z. B. ist 1905/06  $\Sigma r = 3255$ ,  $\Sigma s = 586$  mkg/sek;  $D = 14,8$  kg/cm<sup>2</sup> gibt die beiden Summanden  $D_r = \frac{3255}{3841} \cdot 14,8 = 12,55$  und  $D_s = 2,25$  kg/cm<sup>2</sup>. Die folgende Tabelle 3 gibt die entsprechenden Zahlen für alle Profile des Teiglletschers »7-8« im Jahr 1905/06.

Tab. 3

Profil Nr.	mkg/sek			kg/cm <sup>2</sup>		Profil Nr.	mkg/sek			kg/cm <sup>2</sup>	
	$\Sigma r$	$\Sigma s$	E	$D_r$	$D_s$		$\Sigma r$	$\Sigma s$	E	$D_r$	$D_s$
XX	5	5	20	0,58	0,58	VIII	5060	613	1476	7,70	2,02
XIX	57	29	174	2,44	1,25	VII	5320	652	1217	6,65	1,92
XVIII	200	61	502	4,05	1,42	VI	5583	696	950	5,60	1,79
XVII	550	113	998	7,35	1,50	V	5769	729	767	4,53	1,62
XVI	952	170	1444	9,70	1,73	IV	6009	779	532	3,54	1,55
XV	1329	214	1677	10,20	1,65	III	6208	829	336	2,59	1,46
XIV	1778	263	1957	11,40	1,59	IIa	6312	862	231	2,00	1,42
XIII	2347	321	2359	12,65	1,72	II	6399	902	137	1,47	1,36
XII	2890	372	2592	13,40	1,75	I	6450	937	78	1,20	1,14
XI	3240	404	2610	12,55	2,25	AB	6482	977	14	0,43	0,43
X	3974	478	2384	11,80	2,39	Ende	6495	990	1	—	—
IX	4608	552	1916	9,55	2,21						

Man sieht, die Schwankung von  $D_s$  innerhalb des ganzen Teiglletschers ist nicht sehr groß. Der Mittelwert beträgt 1,70 kg/cm<sup>2</sup> bei einem Höchstwert von 2,39 kg/cm<sup>2</sup> im schmalsten Profil und dem Tiefstwert 0 an beiden Enden; dagegen bewegt sich  $D_r$  zwischen 0,43 und 13,40 kg/cm<sup>2</sup> bei einem Mittelwert von 7,37 kg/cm<sup>2</sup>.

Über die Verteilung des  $D_r$  längs der Vertikalen kann nicht so bestimmt ausgesagt werden, als über die von  $D_s$ . Man wird, nachdem das Experiment des wandernden Gestänges die sehr große Steifigkeit nachweist, welche die strömende Eismasse bei ihrer Bewegung behält, nicht nur dessen Bodenschichten die Überwindung des Reibungswiderstandes zuweisen dürfen. Die einfachste Annahme ist: der Anteil  $D_{z,r}$  des  $D_r$  wächst proportional mit der Tiefe  $z$ , so daß  $D_{z,r} = D_r \cdot (z:z_m)^n$  wird. Damit würde bei ( $n=1$  und  $z_m = Z/2$ ) der Bewegungsdruck an der Sohle des Gletschers  $2 \cdot D_r + D_s$ , im Profil XI also 27,35 kg/cm<sup>2</sup> gegenüber dem Vertikaldruck 29,3 kg/cm<sup>2</sup>, gegen den er sicher nicht so klein ist, daß er vernachlässigt werden darf.

Für große Tiefen wird  $D_{s,z}$  so gering, daß er gegen  $D_{r,z}$  vernachlässigt werden kann; man erhält hier die Gleichung (5 b).



Die früheren Berechnungen (Bd. XIX, 1931, S. 233) zur Druckverteilung im Querprofil hatten zur Grundlage, je länger die Stromlinien und je größer ihr Gefälle vom Ursprung im Firn bis zu dem betrachteten Profil, um so größer wird ihr Anteil an dem auf das Profil wirkenden Bewegungsdruck, also, da  $D_s$  unveränderlich ist, an dem Reibungsanteil  $Z \cdot D_r$ . Diese Annahme führt auf eine Verteilung  $D_{z,r} = D_r \cdot (z : z_m)^n$ , wobei  $n$  von  $n = 1$  bei AB bis  $n = 2,8$  bei XI ansteigt. Dabei verlagert sich der Angriffspunkt des Mittelwertes  $D_r$  von  $0,5 \cdot Z$  bei AB bis  $0,578 \cdot Z$  bei XI und der Bewegungsdruck an der Sohle würde  $2 D_r$  in AB und  $3,8 D_r$  in XI. Es wurde nun versucht, aus den vorliegenden Gesamtdrücken  $P_r$  und den zugehörigen  $\mu$ -Werten für die Sohle und für die Angriffspunkte von  $D_r$  je eine Funktion ( $\mu, P$ ) zu gewinnen und unter den möglichen Annahmen für den Exponenten  $n$  die zu bestimmen, für welche die beiden ( $\mu, P$ )-Linien einander möglichst nahe kommen. Dabei zeigte sich, daß unter Benutzung der in folgender Tabelle 4 angegebenen, für  $n = 1$  bestimmten Werte von  $D_z$  und  $P$  diese Forderung am besten mit  $n = 1,4$  erfüllt wurde. Die beiden ( $\mu, P$ )-Linien decken sich zwar nicht. Aber der, mit größerem Gewicht der für die Sohle geltenden Linie, gefundene Mittelwert gibt doch die einfache Beziehung, welche als Gleichung (9) weiter unten angegeben ist. So lange es sich nur um näherungsweise Angaben von  $P$  und  $\mu$  handelt, mag sie ihren Dienst tun. Zur Ermittlung genauer Werte von  $P$  und  $\mu$  müssen spätere Messungen verhelfen.

Tab. 4

	m		kg/cm <sup>2</sup>		$P_m$	$\mu_m : 10^{15}$	kg/cm <sup>2</sup>			$\mu_u : 10^{15}$
	Z	$z_m$	$D_m$	$p_m$			$D_u$	$p_u$	$P_u$	
AB	50	40	0,86	2,3	2,45	26,9	1,29	4,6	4,78	8,4
I	90	45	2,34	4,15	4,77	8,6	3,54	8,3	9,02	4,0
II	118	50	2,83	5,4	6,10	5,9	4,30	10,8	11,62	3,0
IIa	140	54	3,42	6,4	7,26	3,8	5,42	12,8	13,90	2,0
III	160	58	4,05	7,35	8,39	2,7	6,64	14,7	16,13	1,46
IV	190	62	5,09	8,70	10,30	2,1	8,63	17,4	19,42	1,14
V	214	65	6,15	9,75	11,51	1,64	10,68	19,5	22,23	0,90
VI	237	68	7,39	10,85	13,18	1,33	13,00	21,7	25,30	0,72
VII	256	71	8,57	11,70	14,50	1,11	15,22	23,4	27,91	0,58
VIII	275	74	9,72	12,60	15,91	0,96	17,42	25,2	30,63	0,49
IX	310	77	11,76	14,25	18,48	0,72	21,31	28,5	35,59	0,38
X	320	79	14,19	14,70	20,43	0,62	26,00	29,4	39,25	0,32
XI	325	80	14,80	14,90	21,00	0,59	27,35	29,8	40,45	0,30

Für den Gesamtdruck in größeren Tiefen gilt annähernd

$$P_z \sim \left(\frac{z}{z_m}\right)^{1,4} \cdot \sqrt{0,0084 \cdot z_m^{2,8} + D^2} \text{ kg/cm}^2 \quad (5b)$$

Für die Untersuchung der Bewegung des Eises kommt nur der Bewegungsdruck mit der Horizontalkomponente  $D_z$  in Betracht. Der in Richtung der Stromlinien wirkende Druck hat auch eine Vertikal-komponente  $D_z \cdot \text{tg } \alpha$ , welche nur in den Gebieten größerer Neigung, beim Hintereisferner nur im oberen Firn, eine über die bestehende Fehlergrenze greifende Bedeutung hat.

Für die Druck-Komponenten an der Stelle  $x, y, z$  im Eis gelten sonach die Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} p_x &= p_z \cdot \frac{1}{2} \sin 2 \alpha + D_z \\ p_y &= 0 \\ p_z &= 0,0917 \cdot z + D_z \cdot \text{tg } \alpha \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Diese 3 Gleichungen geben (mindestens für das Zungengebiet) die Druckverteilung im Teilgletscher in guter Übereinstimmung mit der Wirklichkeit. Sie können auch auf den ganzen Gletscher angewandt werden.

Will man aus der Energie-Bedingung  $G = R + S$  weitere Werte von  $\mu_m$  ableiten, so muß beachtet werden, daß  $\mu$  mit zunehmender Eistiefe kleiner wird und seine kleinsten Werte an der Sohle der Profile bekommt. Der größte Wert müßte an der Gletscheroberfläche bestehen, wenn nicht die oberflächlichen Schichten des Eises mit Schmelzwasser infiltriert und dadurch leichter beweglich würden; in Wahrheit wird der größte Wert in der bis jetzt nicht sicher bekannten Tiefe herrschen, bis zu welcher die Einwirkung der Infiltration reicht.

Nach einer Reihe von Versuchen für Auffindung einer geeigneten Funktion zur Darstellung der Änderung des  $\mu$  im Längsprofil zeigte sich, daß selbst bei sehr hohen Werten des  $\mu$  für die Gletscherteile geringerer Tiefe der Verlust an Schiebungswiderstand nicht ausgeglichen wird, welcher durch die kleinen  $\mu$ -Werte der Gletscherteile mit mehr als mittlerer Tiefe verursacht wird. Diese wirken wegen ihrer großen Längserstreckung zwischen Profil XV und III besonders stark gegenüber den anderen. Im Firn wird zudem wegen der wachsenden Breite des Teilgletschers  $K$  klein und bei gleichzeitig abnehmender Tiefe wird deshalb bei unveränderlichem  $\mu$  nach oben hin die  $S$ -Leistung immer kleiner. Dies zwingt von selbst zur Beachtung der Tatsache, welche ich 1902 feststellen konnte, daß der  $\mu$ -Wert für geschichtetes, aus trockenem Schnee zusammengepreßtes Eis das 10- bis mehr als 100fache von dem für luftfreies Körnereis beträgt.

Man gewinnt ein relativ einfaches Verfahren zur Ermittlung der  $\mu_m$ -Werte für die einzelnen Profile, wenn man beachtet, daß wegen  $KZ = \Delta v$  und  $K \cdot b = K_o \cdot b_o$

$$ds = b Z \cdot dx \cdot \frac{K^2 \mu}{10^{14} \cdot 981} \text{ übergeht in } ds = \frac{b_o K_o}{10^{14} \cdot 981} \Delta v \cdot \mu \cdot dx$$

Daraus folgt dann

$$S = \frac{K_o \cdot b_o}{10^{14} \cdot 981} \cdot \int_0^1 \Delta v \cdot \mu \cdot dx$$

und wenn zunächst ein für das ganze Längsprofil gültiger Wert  $M$  für den Koeffizienten der inneren Reibung gesetzt wird, so bleibt zur Bestimmung des Schiebungswiderstandes nur noch die graphisch

durchführbare Ermittlung des Wertes von  $J = \int_0^1 \Delta v \cdot dx$ .  $S$  kann

andererseits aus den leicht auffindbaren Werten von  $G$  und  $R$  als  $G - R = S$  erhalten werden, so daß

$$M = \frac{(G - R) \cdot 981 \cdot 10^{14}}{b_o \cdot K_o} : J = 3,656 \cdot 10^{15} \text{ g/cm sek.}$$

für den Teilgletscher »7—8« der Mittelwert von  $\mu$  wird.

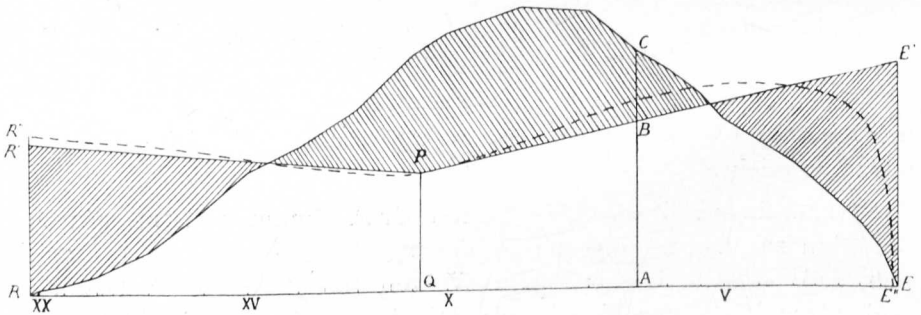


Fig. 4. Über RE als x-Achse gibt RCE  $\Delta v = f(x)$

Fig. 4 zeigt den Verlauf der Funktion  $\Delta v = f(x)$  und die Verwandlung der Fläche  $J$  in eine andere, gleich große, welche der Bedingung entspricht, daß für den A. Q. der Wert  $\mu_m = 1,805 \cdot 10^{15}$  an die Stelle des Mittelwertes  $M$  tritt. Die zwei von dem Punkt  $P$  bei Profil XII ausgehenden Linien  $PR^1$  und  $PE^1$  müssen so geführt werden, daß die schraffierten Flächenstücke an den Profilenden zusammen gleich dem entgegengesetzt schraffierten Flächenstück der Mitte sind. Man gewinnt dann unmittelbar aus der Figur die  $\mu_m$ -Werte für die einzelnen Querprofile, wenn man  $M$  mit Hilfe des Verhältnisses der Ordinaten  $AB:AC$  in  $\mu_m$  reduziert.

Die Linienführung  $R^1PE^1$  ist nicht eindeutig und wird sicher bei genaueren und häufigeren Messungsergebnissen aus dem Firn etwas bestimmter werden. Wollte man den auch noch nicht sicher nach Maß und Zahl bekannten Einfluß der Infiltration im Zungengebiet berücksichtigen, so wären die Profiltiefen in der Rechnung entsprechend zu ändern, und man würde die Linie  $PE^1$  etwa durch die in Fig. 4 gestrichelte Linie  $PE^{11}$  zu ersetzen haben. Eine einfache mathematische Formel zur Darstellung von  $\mu$  als  $f(x)$ , läßt sich aber auch dann nicht gewinnen. Was mit dem bis jetzt, hauptsächlich 1905/06, aber auch später erhaltenen Beobachtungsmaterial erzielt wurde, ist in der Tab. 9 S. 35 eingetragen, wobei für die Infiltrationstiefe die weiter unten erläuterte Annahme gemacht wurde. Es läßt die Änderung des  $\mu_m$  im Längsprofil mindestens in erster Annäherung beurteilen.

#### Änderung des $\mu$ mit der Tiefe

Der Koeffizient der inneren Reibung nimmt mit der Tiefe ab. Er ist an der Gletschersohle nahezu  $z_m : Z_{mal}$  so groß als in der Tiefe  $z_m$ , für welche  $\mu_m$  gilt. An der Oberfläche für  $z=0$  wird nach der Gleichung (6)  $\mu_z = \infty$ . Die Kurve, welche die Änderung des  $\mu_z$  mit der Tiefe darstellt, ist von der Art einer Hyperbel. Will man aus der zwischen ihr und den Koordinatenachsen liegenden Fläche den Mittelwert bestimmen, so wird er  $\infty$  groß, weil sich gegen die der Oberfläche entsprechende Achse die Fläche ins Unendliche erstreckt; in der Richtung der Tiefenachse ist sie begrenzt. In Wirklichkeit macht sich die Infiltration geltend, so daß auch gegen die Oberfläche hin die Gleichung nicht mehr gilt; verwickeltere Beziehungen treten an ihre Stelle. Für den Fall, daß noch bis zur Tiefe 70 m die Einwirkung der Infiltration geht und sich von hier ab der Reibungskoeffizient  $\mu$  von einem sehr hohen Wert bis fast zu Null ändert, erhält man im A.Q. als jene Tiefe, für welche der Mittelwert  $\mu_o = 1,805 \cdot 10^{15}$  gilt, 158 m, die halbe Tiefe des Gletschers an dieser Stelle und als Höchstwert  $\mu_{max} = 4,1 \cdot 10^{15}$  in 70 m Tiefe,  $\mu_{min} \sim \frac{2}{9} \mu_o$  gilt an der Sohle. Dieser Fall ist aber wenig wahrscheinlich. Macht man die Annahme, daß der Mittelwert  $\mu_o$  in  $\frac{1}{8}$  der Gletschertiefe, also im A.Q. bei rund 40 m Tiefe liege, so gelangt man zum Maximalwert  $> 50 \cdot 10^{15}$  in etwa 1,5 m Tiefe,  $\mu_{min} \sim \frac{1}{8} \mu_o$  an der Sohle, und man erhält  $\mu_{max} = 13,2 \cdot 10^{15}$  in 10 m Tiefe, an der Sohle  $\mu_{min} \sim \frac{1}{4} \mu_o$ , wenn  $\mu_o$  für etwa 80 m Tiefe gelten soll. Weil der A.Q. des Hintereisgletschers beinahe an der Firngrenze liegt, ist es wahrscheinlich, daß hier die Temperaturschwankungen, welche über  $0^\circ$  führen, also

Infiltrationswasser liefern, wenig häufig sind, daß also nur bis zu Tiefen von einigen Metern die Infiltration (im Mittel des Jahres!) einwirkt; dann treten also  $\mu$ -Werte auf, welche etwa das 30fache von  $\mu_0$  betragen und nahe an die Werte herankommen, welche bei der Bestimmung der Veränderung des  $\mu$  im Längsprofil für die Gegend des Gletscherendes eingesetzt werden mußten. Im A.Q. ist sonach das Maximum des  $\mu$  schon in wenigen Metern Tiefe zu erwarten und von beträchtlicher Höhe, der Mittelwert  $\mu_0$  etwa in 40—50 m Tiefe und an der Sohle  $\mu_{\min} \sim 0,12 \cdot 10^{15}$  anzusetzen. Weiter unten, im Profil V, wo s. Z. bei den Bohrungen gefunden wurde, daß die täglichen Temperaturänderungen bis etwa 10 m unter die Eisoberfläche einwirken, wird man in dieser Tiefe auch annähernd den Höchstbetrag des  $\mu$ , etwa  $20 \cdot 10^{15}$ , anzusetzen haben, während der Wert  $\mu_{mV} = 4,08 \cdot 10^{15}$  in der Tiefe  $Z/4 = 53$  m,  $\mu_{\min} = 1/4 \mu_{mV} \sim 1 \cdot 10^{15}$  an der Sohle bestehen dürfte.

Die Tiefe  $z_m$ , für welche  $\mu_m$  im einzelnen Querschnitt gilt, ist also nirgends mit voller Sicherheit anzugeben.

Um dem Ziele näher zu kommen, wurden zunächst mit

$$\mu_x = \mu_0 \left( \frac{Z_0}{Z_x} \right)^{1,4} \quad (9)$$

die weiteren Berechnungen, insbes. die Anwendung der Energiebedingung  $G=R+S$ , ausgeführt. Dann gab die Annahme, daß die Infiltrationszone im A.Q. 0 m, im Profil V 10 m, im Profil AB 15 m betrage und für die dazwischen liegenden Profile entsprechend der Zunahme der Ablation wachse, die für Berücksichtigung der Infiltration nötigen Korrekturen der  $\mu_x$ -Werte, vorgenommen gemäß der in Fig. 4 skizzierten, gestrichelten Linie PE//. In Tab. 9 sind für das Zungengebiet die beiden Reihen der  $\mu_x$ -Werte neben einander angegeben.

Wir bekommen ein in sich abgerundetes Ergebnis über die Änderungen des  $\mu$  innerhalb der ganzen Maße im Zungengebiet des Teilgletschers, das von dem für andere Teilgletscher gültigen sich nicht wesentlich unterscheiden kann. Im Firngebiet rückt der Mittelwert des  $\mu$  immer näher an die Oberfläche, in welche der Höchstwert allmählich zu liegen kommt. Die Sohlenwerte sind, wenigstens im unteren Teil des Firngebietes, bis etwa zum Profil XIII noch nahezu so, wie im A.Q. Weiter aufwärts nehmen sie bei ständig abnehmender Tiefe des Eises rasch wieder zu, bis an der Randkluft die 3 Werte  $\mu_{\max}$ ,  $\mu_m$  und  $\mu_{\min}$  zusammenfallen.

## Die Grundgleichung des Teilgletschers

Schon bei den ersten Versuchen (von 1899), aus den an der Gletscheroberfläche gewonnenen Größen der Geschwindigkeiten und der Ablation zu einer Rekonstruktion der Querprofile der Gletscherzunge zu gelangen, mußte zwischen Minimaltiefe und wirklicher Tiefe des Eises unterschieden werden. Erstere entspricht der Annahme, daß die Oberflächengeschwindigkeit  $v$  auch für alle gleichzeitig senkrecht unter dem Beobachtungspunkt liegenden Eisteilchen gelte; sie lieferte die Profile von zu geringer Tiefe (vgl. Taf. VI a. a. O.). Die andere entspricht der Annahme, daß die Strömung mit einer mittleren Geschwindigkeit  $V_m$  erfolge, die kleiner als  $v$  ist; sie lieferte die »wahrscheinlichen« Querschnittsformen, welche nur durch mühsame Einzelrechnung gewonnen werden konnten. Solange das Gesetz der Änderung der Eisgeschwindigkeit  $dv/dz$  nicht bekannt war, blieb kein anderer Weg als solches »Ausprobieren«. Mit der Kenntnis von  $K = dv/dz$  läßt sich

$$V_m = v - K \cdot \frac{Z}{2}$$

schreiben und weil  $V_m = \frac{a}{Z}$ , wenn  $a$  die auf den Meter Profilbreite treffende, durch den Querschnitt der Tiefe  $Z$  transportierte Eismenge ist, so ergibt sich

$$v - K \cdot \frac{Z}{2} = \frac{a}{Z} \quad (10)$$

Diese Grundgleichung des Teilgletschers erlaubt jede der vier in ihr auftretenden Größen zu berechnen, sobald die drei anderen bekannt sind. Sie ermöglicht insbesondere die Ermittlung der Änderungen von  $K$  beim Teilgletscher »7—8« durch Berechnung aus den bekannten Tiefen, sobald  $v$  und  $a$  durch fortlaufende Messungen der Geschwindigkeit und der Ablation (bzw. des Auftrages) an der Eisoberfläche und die Höhengschwankungen der letzteren bestimmt werden.

## Andere Teilgletscher

Es sind aus 1904—06 und auch aus späteren Jahrgängen hinreichend viele Messungen vorhanden, welche das am Teilgletscher »7—8« Gewonnene auf die von den Hängen der Langtauferer Spitze gespeisten Teilgletscher »11—12« und »14—15« (s. XIII 1923, Taf. IV) anwenden lassen. Man hat aus Gleichung

$$K'_0 = \frac{2}{Z'_0} \cdot \left( v'_0 - \frac{a'_0}{Z'_0} \right) \quad (10)$$

für die bei »11—12« in der Oberflächenhöhe 2838 m, bei »14—15« in 2800 m gelegten Ausgleichsquerschnitte;  $a'_0$  ist dann der gesamte, auf 1 m Profildbreite bezogene Auftrag im Firn für den stationären Gletscher, für den zeitlich veränderlichen die Gesamtmenge, welche dem Schubgebiet entströmt. Diese kann kleiner (Schwundperiode) oder größer (Wachstumperiode) als jener Auftrag sein. Für beide Teilgletscher sind die Oberflächengeschwindigkeiten bis über 3100 m Höhe in 17 bzw. 10 Querprofilen bekannt; für je 3 weitere in 3200, 3300 und 3400 m Höhe geführte, sind sie nach den auch für die Teilgletscher »7—8« und »8—9« getroffenen erfahrungsgemäßen Annahmen bestimmt worden.

Die beiden Werte von  $a'_0$  wurden aus der für das Zungengebiet bekannten Ablation und den Einsenkungen der Eisoberfläche ermittelt. Da auch im Firn an mehreren Stellen für 1904—06 der Auftrag gemessen wurde, konnten auch hier die Tiefen  $Z$  mit einiger Sicherheit gefunden und damit die Zeichnung der Längsprofile durchgeführt werden. Vgl. Fig. 7 Taf. II. Damit ergibt sich die Möglichkeit, die Energiebedingung für diese zwei Teilgletscher anzuwenden und mit ihr den zwischen den Tiefen  $Z$  und den zugehörigen  $\mu$ -Werten bestehenden Zusammenhang eigens zu bestimmen.

Mit den Werten  $K'_0 = 0,0132$  für »11—12« und  $K'_0 = 0,0058$  für »14—15«, welche nach einigen Proben mit etwas veränderten Werten von  $Z'_0$  und  $A'_0$  als die wahrscheinlichsten angesehen wurden, ergab sich  $\mu_0 = 2,21 \cdot 10^{15}$  (für „10—12“) und  $\mu_0 = 2,56 \cdot 10^{15}$  (für „14—15“) g/cm.sek. aus der Gleichung (2). Mit der Gleichung (9) wurden die entsprechenden Zahlen für die einzelnen Querprofile der beiden Teilgletscher gefunden; die Energiebedingung wurde nahezu richtig erfüllt. Gleichung (9) bezieht sich auf das Längsprofil. Der Teilgletscher »14—15« gehört dem bis etwa zur Höhe 2800 m selbständigen Langtauferer-Zufluß an, der erst von da ab sich vereint mit der übrigen, aus der Weißkugelmulde kommenden Maße des Hintereisferners bewegt. Die Probe der Gleichung (9) für das Querprofil IX (in welchem zwei Tiefen des Langtauferer-Zuflusses erbohrt sind) ergab, daß diese Formel auch auf die Querprofile übertragen werden darf. Die Änderungen von  $\mu$  erfolgen auch hier im gleichen Sinn wie im Längsprofil: mit geringerer Tiefe wächst der Koeffizient der inneren Reibung; aber das Gesetz dieser Änderung verlangt den Exponenten 1,6 statt 1,4 in (9). Damit gelangt man auf Grund der Gleichungen (2) und (4) aus

$$\mu_{x,y} = \mu_0 \left( \frac{Z_0}{Z_{x,y}} \right)^{1,6} \text{ zu } K_{x,y} = K_0 \cdot \frac{b_{0,y}}{b_{x,y}} \cdot \left( \frac{Z_{0,y}}{Z_0} \right)^{2,6}, \quad (11)$$

worin  $x$  die Nummer eines Querprofils,  $y$  den Abstand des Teilgletschers von der  $x$ -Achse bedeutet. Der Index  $o$  ist wie bisher dem A.Q. zugeordnet. Diese beiden Gleichungen entsprechen Mittelwerten für die Profile III, VI und IX. Für die dem Weißkugel-Zufluß angehörigen Teilgletscher ergibt Gleichung 13 folgende  $K'_0$ -Werte:

Tab. 5

Teilgl.	»1-2«	»2-3«	»3-4«	»4-5«	»5-6«	»6-7«	»7-8«	»8-9«	»9-11«	»11-12«	»12-13«
Tiefe Z	60	80	210	265	290	310	316	312	290	258	230 m
Höhe des A.Q.	2775	2780	2825	2830	2835	2835	2832	2832	2835	2838	2838 m
$K'_0$	0,0003	0,0006	0,0072	0,0120	0,0161	0,0192	<b>0,0200</b>	0,0194	0,0161	0,0121	0,090

Gegen den Rand hin, also für die Teilgletscher »1-2«, »2-3« und »-34« wächst die Unsicherheit von  $\mu$ , also auch die für  $K_0$ . Im übrigen Gebiet des Gletschers kann nun von  $K'_0$  aus für jedes Querprofil der Teilgletscher der richtige Wert von  $K$  angegeben werden, der dem Zustand des Jahres 1904/05 angehört, in welchem der Gletscher annähernd stationär war. Daraus ergeben sich dann die Sohlgeschwindigkeiten an irgendwelchen Stellen des Zungengebietes mit den allgemeinen Fehlern der Messungen behaftet. Aber andere, aus Schätzung folgende Unsicherheiten, die bisher der Bestimmung von  $u$  anhafteten, sind durch die Kenntnis von  $K$  ausgeschaltet worden. Im Firngebiet sind die Tiefen des Eises nur im zentralen Teil der Weißkugelmulde sicher bekannt; für die randlichen Teile fehlen die Grundlagen zur Berechnung ebenso wie direkte Messungen, wie oben schon bemerkt wurde. Darum und weil auch die Temperatur des Eises hier nicht durch Messungen verfolgt worden ist, kommt den Werten von  $\mu$ , wie denen von  $K$ , welche mit den aus den Formeln (11) erhaltenen  $\mu'_0$  und  $K'_0$  abgeleitet werden könnten, wesentlich geringere Genauigkeit zu, als denen des Zungenbereiches.

Diese Ergebnisse entsprechen der für die achsialen Teilgletscher einwandfreien Berechnungsweise, für welchen jeder Teilgletscher als ein selbständig bewegliches Gebilde betrachtet wird, innerhalb dessen, außer jener im vertikalen Sinne, keine weitere Schiebung auftritt. Je mehr aber ein Teilgletscher von der Achse entfernt liegt, um so mehr werden bei der Bewegung seine beiden vertikalen Grenzflächen gegeneinander verschoben, weil die Geschwindigkeit des Eises gegen die Seitenwände abnimmt. Denken wir uns im Profil  $x$  eine anfänglich vertikale Eisplatte von 1 cm Dicke, so finden wir sie nach einer Zeit  $t$  vorgeschoben und deformiert, wie es in meinem Buche »Die Gletscher« (Fig. 24, S. 149) schon 1904 annähernd richtig dargestellt wurde. Ihr Anteil an einem Teilgletscher  $y$ , dessen Grenz-



flächen um  $dy$  von einander absteigen, habe die Tiefe  $Z_{x,y}$ ; dann wird für die in der Zeit  $dt$  erfolgende Verschiebung der Grenzflächen um den Betrag  $dv/dy$  die erforderliche Kraft  $Z_{x,y} \cdot \mu_{x,y} \cdot dv/dy$ . Sie kommt zu der für die bisher beachtete vertikale Schiebung nötigen Kraft  $Z_{x,y} \cdot \mu_{x,y} \cdot K_{x,y}$  hinzu, so daß die gesamte deformierende Kraft

$$Z_{x,y} \cdot \mu_{x,y} \cdot (dv/dz + dv/dy) = Z_{x,y} \cdot \mu_{x,y} \cdot (K_{x,y} + dv/dy)$$

wird. Die Größe  $dv/dy$  ist, auch gegen  $K$ , in den achsialen Teilgletschern verschwindend klein (s. o.) sie wächst aber mit Annäherung an den Rand beträchtlich an; für Profil IX wird in »11—12«  $dv/dy = 0,015$ , in »14—15« ist  $dv/dy = 0,09$ , wie aus der Abnahme der Oberflächengeschwindigkeit in IX folgt. Dagegen ist in »11—12«  $K_{IX} = 0,0178$ , in »14—15«  $K_{IX} = 0,0076$ . Der Klammerfaktor in dem Ausdruck für die deformierende Kraft wächst also gegen  $K_{x,y}$  in »11—12« im Verhältnis  $0,0178:0,0328$  oder auf das 1,84-fache, in »14—15« im Verhältnis  $0,0076:0,0976$  oder auf das 12,8-fache an. Weiter gegen den linken Rand bleibt in IX der Wert von  $dv/dy$  fast der gleiche, wie in »14—15«; dagegen ist in weiter abwärts gelegenen Profilen der Wert von  $dv/dy$  bis etwa 1,5 in der Nähe der Seitenwände gestiegen, während dort  $K_{x,y}$  noch kleiner als 0,0076 ist.

Mit  $K$  ändert sich im gleichen Verhältnis der Weg  $\Delta v \cdot dt$  für die deformierende Kraft auf Kosten von  $u \cdot dt$ . Es wächst also  $ds$ , während  $dr$  (Gleichung 1) entsprechend abnimmt. Damit ist die Energiebedingung im Teilgletscher wieder erfüllt. ( $u$  bleibt wegen der kleinen Werte von  $K$  auch am Rand viel näher an  $v$  als an Null.) Es ist aber auch die deformierende Kraft gewachsen (s. o.); soll die Energiebedingung erfüllt bleiben, so muß  $\mu_{x,y}$  im gleichen Verhältnis kleiner werden.

Diese Abnahme kann gegenüber dem Mittelwert  $\mu_{x,0}$  in der Vertikalen des Punktes  $x,0$  (es handelt sich ja bei den  $\mu_{x,y}$  immer um diese Mittelwerte) so beträchtlich werden, daß der aus der Gleichung (11) folgende Anstieg überschritten wird und nahe gegen den Rand sogar kleinere Werte als  $\mu_{x,0}$  in einem Querprofil auftreten. Das sind ähnliche Verhältnisse, wie ich sie (vgl. Tab. 9) für das Längsprofil »7—8« erhalten habe, als bei Berücksichtigung der Infiltration das Maximum des  $\mu$ -Wertes in das Profil IIa verlegt und gegen das Gletscherende von hier an eine starke Abnahme des  $\mu$  angesetzt wurde. Damit ist schon angedeutet, daß m. E. die Größe  $\mu$  nicht als reiner Rechnungsfaktor anzusehen ist, sondern daß ihr die von vornherein beigelegte physikalische Bedeutung wirklich zukommt. Die Infiltration bedingt eine Erweichung der »oberen« Eisschichten,

die in den weniger tiefen Randpartien bis zum Grund herabreichen kann. Vielleicht bringt einmal eine systematische Feststellung der Infiltrationstiefe in den verschiedenen Höhen der Gletscherzunge einen sehr erwünschten Beitrag zur Klärung; dann können die hier mitgeteilten Zahlen die entsprechende Korrektur finden. Sie gelten nur für den Hintereis-Ferner. Aber das allgemeine Bild, das sie von den beträchtlichen Änderungen des  $\mu$ -Wertes innerhalb der ganzen Gletscherzunge bieten, ist wohl, mit entsprechenden Änderungen, auch für andere Gletscher gültig.

Nimmt man, wie es wohl sein muß, Bodenreibung an, so fällt die Annahme einer Seitenreibung als unnötig fort; es fehlt dann die an der Seite wirkende Kraft, welche das Zurückbleiben der Randpartien gegenüber der Achse verursachen könnte. Dieses wird aber vollständig erklärt, wenn man beachtet, daß gegen den Rand hin  $K$ , die Tiefe und noch mehr die Ernährung des vertikalen Teilgletschers abnimmt, woraus nach Gleichung (10) die Abnahme der Geschwindigkeit folgt. Man kommt mit der Voraussetzung, daß zwischen den durch die Bewegungslinien bestimmten Teilgletschern kein Energieübergang vom einen zum anderen erfolgt, unter Verwendung des aus Gleichung (9) bestimmten  $\mu$ , zu einfacherer Behandlung der Energie- und Massenströmung im Eis, als im anderen Fall.

#### Die Veränderlichkeit von $K$

Da die Werte von  $K$  durch das konstante Verhältnis der Profildreiten auf den Wert  $K_0$  des A. Q. zurückführbar sind, bleibt für die weitere Untersuchung über die Veränderlichkeit von  $K$  nur die von  $K_0$  notwendig. Die zweite der Gleichungen (2) gibt

$$K_0 = 1,4225 \cdot 10^{12} \cdot \frac{Z_0}{\mu_0} \cdot \sin \alpha_0$$

Es sind also 3 verschiedene Größen,  $Z_0$ ,  $\mu_0$  und  $\alpha_0$ , von denen  $K_0$  abhängt. Für den nämlichen Teilgletscher »7—8« muß  $\sin \alpha_0$  konstant und gleich  $f$  sein — selbst wenn die Firnlinie eine stärkere Verschiebung erfährt. In diesem letzteren Fall ist eben  $\alpha_0$  nicht unmittelbar aus der Karte abzulesen, sondern eigens zu ermitteln. Es bleibt also nur das Verhältnis  $Z_0/\mu_0$  noch zu werten. Dies kann nicht konstant sein, denn mit zunehmendem Druck, also bei wachsender Tiefe, wird der Koeffizient der inneren Reibung im Eis kleiner, weil  $\nu$  größer wird. Wenn also  $Z_0$  in den größeren Wert  $Z'_0$  übergeht, so kommt gleichzeitig ein kleinerer Wert von  $\mu_0$ , also eine möglicherweise ziemlich

kräftige Änderung des Verhältnisses  $Z_0/\mu_0$  und damit von  $K_0$ . Für das größere  $Z'$  ändert sich die Kurve der Gl. (9); die Stelle, welche dem Mittelwert  $\mu'_0$  entspricht, rückt höher, und die  $\mu$ -Werte im ganzen A.Q. werden geändert (s. o.) und kleiner als bei  $Z_0$ . Bei wachsendem Zähler  $Z_0$  des Bruches in der Gleichung für  $K_0$  wird gleichzeitig der Nenner kleiner, also muß  $K_0$  wachsen; bei abnehmendem  $Z_0$  muß dementsprechend  $K_0$  abnehmen. Damit ist die eingangs dieser Abhandlung gestellte Frage, ob  $K$  eine konstante oder eine veränderliche Größe sei, entschieden. Es ändert sich  $K$  nicht nur von einem Querprofil zum andern im stationären Gletscher, sondern auch mit den Schwankungen der Oberfläche im wirklichen Gletscher.

Es kann aus der Fig. 2, welche die einzelnen Stellungen des Gestänges zwischen 1905 und 1933 enthält, fast für jedes Jahr der  $K$ -Wert abgeleitet werden, der für die Beobachtungsstelle gilt; die daraus berechneten  $K_0$ -Werte sind in der unteren Fig. 5 eingetragen; zu ihnen ist eine kontinuierliche Linie gezeichnet, welche die zeitlichen Änderungen von  $K_0$  annähernd richtig angibt. Mit den dieser Linie zugeordneten  $K_0$ -Werten wurden nun für 11 Jahrgänge des Beobachtungszeitraumes, für welche genügend viele Messungsergebnisse über die Oberflächen-Geschwindigkeit  $v$  und die Höhen der Eisoberfläche, also auch die Eistiefen, vorliegen, die Berechnungen des Maßentransportes, der Größe des Energiestromes und der Bewegungsdrucke in den einzelnen Profilen durchgeführt. Nur in 5 Fällen reichten die entsprechenden Messungen bis in den Firn zu Profil XV oder höher hinauf. Es blieb also zur Durchführung der Rechnungen noch ein gut Stück Ersatz von Messungsergebnissen durch wahrscheinliche, nach den bisherigen Erfahrungen mögliche Werte von  $v$  und  $Z$ . Dabei ergab sich zwangsweise ein gegen den früher eingeführten Verlauf der Bewegungslinien geänderter Zug dieser Kurven.

Die für das Jahr 1905/06, für welches die meisten Messungen vorhanden sind, nach längerem Ausprobieren als die besten ermittelten Werte über Profiltiefen und -breiten wurden für alle folgenden Jahrgänge beibehalten. Das Längsprofil der Sohle für den Teilgletscher »7—8« und der neue Zug der Bewegungslinien sind also für die Rechnungen die nämlichen geblieben von 1905 bis 1933. Für das Zungengebiet bis nahe an den A.Q. liegen aus allen 11 Jahren der Berechnungen so viele sichere Messungen vor, daß die Bewegungsverhältnisse in diesem Bremsgebiet mit großer Sicherheit bekannt sind. Damit ist aber für die Beurteilung der Vorgänge im Schub-

bereich des Firns der Phantasie eine so starke Beschränkung auferlegt, daß die Bewegung im Firn, wenn auch nicht mit der gleichen Sicherheit wie die der Zunge, so doch in guter Annäherung ermittelt werden konnte. (Die Messungen im Firn zu vermehren, war ja — vgl. m. früheren Berichte — besonders nach dem Ablauf des Vorstoßes 1917—21 mehrfach in Angriff genommen; das wichtigste der entsprechenden Unternehmen, das 1925 mit dem Setzen einer großen Zahl von Firnsignalen im Stromstrich bis zur Höhe 3360 m begann, wurde wahrscheinlich durch absichtliche Umlegung oder Zerstörung dieser Signale von Unkundigen vereitelt. Mangel an geeigneten jüngeren Hilfskräften verhinderte in den folgenden Jahren die Wiederaufnahme dieser Arbeiten im Firn, deren systematische Durchführung m. E. die wichtigste Aufgabe für die Weiterforschung am Hintereisferner ist. Sie kann, wenn durch Aufstellung einer kleinen Hütte, oder auch eines Zelttes, die Operationsbasis an den Ostfuß der Langtaufferer Spitze verlegt wird, mit Sicherheit bald gelöst werden.)

Fig. 5 enthält in ihrem oberen Teil die Änderung der Oberflächengeschwindigkeit im A.Q. von 1905 bis 1933 und dazu die Änderung des für Überwindung der Bodenreibung nötigen Bewegungsdruckes  $D_r$ . Dieser zeigt während der 29jährigen Beobachtungsdauer nur verhältnismäßig kleine Schwankungen um den Mittelwert 11,15 kg/cm<sup>2</sup>. Der Höchstwert 14,22 kg/cm<sup>2</sup> ergibt sich für 1918/19, die Zeit größter Geschwindigkeit; die Tiefstwerte 6,40 kg/cm<sup>2</sup> für 1924/25 und 8,30 kg/cm<sup>2</sup> für 1932/33 fallen auf die Jahre geringster Geschwindigkeiten. Im unteren Teil der Figur sind, wie bereits bemerkt wurde, die Werte von  $K_0$  einzeln eingetragen, welche sich aus Fig. 2 entnehmen lassen; die stark ausgezogene Linie gibt  $K_0$  als  $f(t)$ . Die 11 durch größere Kreise gekennzeichneten Punkte entsprechen den für die Berechnungen von E und D verwendeten  $K_0$ -Werten. Die für 1921/22 aus Fig. 2 erhaltenen Werte 0,043 und 0,042 für  $K_0$  führten zu viel zu kleinen Grundgeschwindigkeiten; sie mußten durch  $K_0 = 0,0300$  ersetzt werden; deshalb kommt in der Kurve  $K_0 = f(t)$  das Maximum nicht so scharf ausgeprägt heraus wie in der Linie für V. Im übrigen entspricht  $K_0 = f(t)$  annähernd der »Mittelung« für die aus Fig. 2 erhaltenen Einzelwerte von  $K_0$ . Der Kurvenzug  $K_0 = f(t)$  umfaßt etwas mehr als eine ganze Schwankung um den Mittelwert  $K_{0,m} = 0,0198$  bei einer Amplitude der Sinus-artigen Linie von  $\Delta K_0 = 0,0076$ . Die Dauer der Schwankung beträgt 1. bis zur Wiedererreicherung des Anfangswertes 0,0256 in gleicher Phase der Linie: 1905 bis 1924,2...19,2 Jahre; 2. von Minimum zu Minimum:

1913,0 bis 1930,0 ... 17,0 Jahre; 3. zwischen den Mittelwerten gleicher Phase: 1907,3 bis 1925,5 ... 18,2 Jahre. Die 3 Zahlen geben das Mittel 18,1 Jahre als Schwankungsdauer. Man erhält

$$K_0 = 0,0198 + 0,0076 \cdot \sin \frac{2\pi}{18,2} \cdot t$$

als Gleichung  $K_0 = f(t)$ , worin  $t$  in Jahren nach 1907/03 gerechnet ist. Für die folgende Schwankung läßt sich nur eine Verringerung der Amplitude vermuten, aber weiter keine Voraussage geben. Im ganzen zeigt sich, daß die Berechnung von  $E$  und  $D$  doch annähernd die gleichen Schwankungen von  $K_0$  verlangt, wie sie sich aus Fig. 2 ableiten.

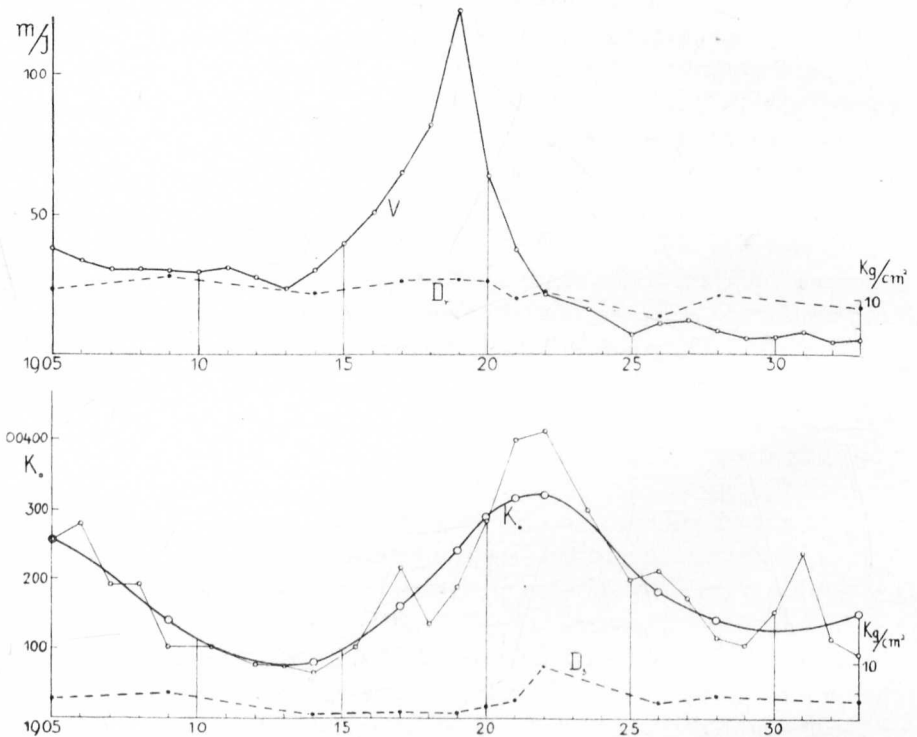


Fig. 5. Zeitliche Änderung von  $V$ ,  $K_0$ ,  $D_r$ ,  $D_s$

Die im unteren Teil der Fig. 5 eingetragenen Werte des Druckes  $D_s$  zeigen eine zeitliche Änderung, welche ziemlich gleichsinnig wie die von  $K_0$  verläuft.

Der Vergleich der oberen und der unteren Linien in Fig. 5 ergibt eine Phasenverschiebung für  $K_0$  gegenüber der oberen Gestein-Geschwindigkeit  $v$  um etwa 3 Jahre. Um soviel später liegt der

Höchstwert von  $K_0$  hinter dem von  $v$ , während das Minimum von  $K_0$  um etwa 1 Jahr hinter dem von  $v$  zu verzeichnen ist. Es wurde versucht, die Größe dieser Phasen-Verschiebung möglichst genau zu bestimmen und zu dem Zweck die graphische Ausgleichung, welche zur Fig. 2 führt, mehrfach und jedesmal unabhängig von den vorhergehenden Versuchen durchgeführt. Der Fall mit der Phasen-Verschiebung Null, für den also Druckmaximum und Höchstwert von  $K_0$  gleichzeitig auftreten, wurde ebenfalls untersucht; er gab eine weniger befriedigende Lösung als die das Optimum der einzelnen Versuche darstellende der Fig. 2. Zudem bringt die Bedingung der Gleichzeitigkeit der beiden Maxima einen, bis jetzt wenigstens, nicht gerechtfertigten Zwang in die Konstruktion, und so wurde Fig. 2 vorgezogen, obgleich die Dauer der Phasen-Verschiebung von im Mittel 2 Jahren nur eine ganz rohe Annäherung an die Wirklichkeit sein kann. Läßt man, was ich für richtig halte, die Phasen-Verschiebung in der Größenordnung von 1—2 Jahren gelten, so steht das auch in guter Übereinstimmung mit der Tatsache, daß nach dem Geschwindigkeitsmaximum (1918/19), nämlich 1920, mächtige Spaltensysteme die vorher fast ganz geschlossene Zungenoberfläche durchsetzten, die 1921 sich erweiterten und 1922, wenn auch etwas zahmer, noch fortbestanden. Die Erklärung für das Auftreten dieser Spalten, die ich in Ztschr. f. Glkde. XIII, S. 197—98 gegeben habe, erfährt mit der Phasenverschiebung von  $K_0 = f(t)$  eine Bestätigung: während die Gleitbewegung des Eises bereits eine sehr kräftige Verminderung erfuhr, bestand in den oberen Eislagen die Schiebung noch in relativ großem Maße fort; in ziemlicher, der Größe nach unbekannter Tiefe machte sich die Bremsung doch geltend, und von hier an aufwärts begann das Aufreißen der Spalten, welche an der Oberfläche in kurzer Zeit beträchtliche Breite erhielten.

#### Die neuen Werte von $E_0$ und $D_0$ .

Durch die Kenntnis von  $K$  und  $K_0$  ist mit den Gleichungen (2) die sichere Bestimmung von  $f$  und  $\mu$  an die Stelle der vorher nur durch vorsichtiges Tasten möglichen Ermittlung getreten und die Bedeutung des A.Q. stärker hervorgehoben worden als bisher. Darin liegt der wesentliche Fortschritt, den diese Abhandlung gegenüber der Darstellung von 1923 (Bd. XIII, S. 176 u. ff.) bringt. Es sind insbes. die Beträge der Sohlengeschwindigkeit  $u$  und der mittleren Querschnittsgeschwindigkeit  $V_m$  fast ebenso genau bekannt geworden wie jene der unmittelbar gemessenen Oberflächen-Geschwindigkeit  $v$ .

Sie sind durchweg größer als die 1923 verwendeten. Daher müssen auch die Beträge der Gefällsleistung und der zur Überwindung der Bodenreibung aufzuwendenden Energie größer und die Größen des Energiestromes und der Bewegungsdrucke andere werden, als die 1923 bestimmten. Die für die oben erwähnten 11 Jahrgänge erhaltenen Zahlen sind in der folgenden Übersicht zusammengestellt.

A.Q. im Teilgletscher »7—8« 1904 bis 1933

Tab. 6

Jahr	K <sub>o</sub>	Z <sub>o</sub>	V <sub>m, o</sub>	Q <sub>o</sub>	M <sub>o</sub>	G	G <sub>o</sub>	E <sub>o</sub>	D <sub>o</sub>	D <sub>s</sub> : D <sub>r</sub>
		m	m/Jahr	m <sup>2</sup>	1000 m <sup>3</sup>	kg/sek	kg/cm <sup>2</sup>			
1904/05	0,0250	320	30,8	17000	525	7567	6384	2646	14,7	0,28
08/09	140	320	32,5	16950	549	8556	7252	3270	18,2	0,33
13/14	080	321	38,9	17180	681	7448	6069	2550	11,5	0,08
16/17	190	313	71,3	16750	1195	14220	12376	5230	14,0	0,08
18/19	240	315	116,9	16830	1966	24442	21650	8875	14,2	0,06
19/20	300	316	75,1	16850	1270	14145	11300	5792	15,2	0,13
20/21	315	315	51,0	16620	850	9736	8060	3339	12,4	0,28
21/22	320	313	17,8	16800	300	5539	4903	1909	20,1	0,81
25/26	180	312	17,8	16650	297	2975	2426	890	9,4	0,46
27/28	140	300	14,9	16350	243	2930	2510	905	14,2	0,40
1932/33	0,0150	306	16,6	15500	257	3247	2700	922	11,6	0,38

Die Breite im A.Q. wechselt zwischen 56 und 54 m, je nachdem er näher an Profil XII oder XI zu liegen kommt; deshalb ist der Querschnitt Q<sub>o</sub> des Teilgletschers nicht ganz proportional der Tiefe Z<sub>o</sub>. Die Geschwindigkeiten erweisen sich (vgl. oben) größer als die s. Zt. für Teilgletscher »8—9« mitgeteilten; auch die durch den A.Q. transportierten Mengen sind entsprechend größer. Die bis zum Gletscherende gerechnete Gefällsleistung G zeigt ihr Maximum gleichzeitig mit dem von V<sub>m, o</sub>; durchschnittlich 84,3% von G sind als G<sub>o</sub> bis zum A.Q. erreicht. Auch E<sub>o</sub> hat eine Schwankung, die ziemlich parallel mit der von V<sub>m, o</sub> geht. In dem Gesamtbewegungsdruck dagegen treten Unregelmäßigkeiten auf, die wohl erst beseitigt werden können, wenn durch zahlreichere Messungsergebnisse aus dem Firn bessere Kenntnis der Bewegung im Schubgebiet des Gletschers gegeben ist. So ist D<sub>o</sub> für 1919/20 und für 1908/09 wahrscheinlich zu groß, für 1925/26 wohl zu klein geworden.

Das in der letzten Reihe angegebene Verhältnis D<sub>s</sub> : D<sub>r</sub>, welches die Verteilung des D<sub>o</sub> auf Schiebung und Reibung abwärts vom A.Q. angibt, zeigt dagegen deutlich die Schwankung im relativen Betrag der Schiebung; er ist im Mittel 0,30, während des Anwachsens der Geschwindigkeiten klein, hat sein Maximum mit dem von K<sub>o</sub> im Jahre 1921/22 und fällt wegen der geringen Geschwindigkeiten von da an

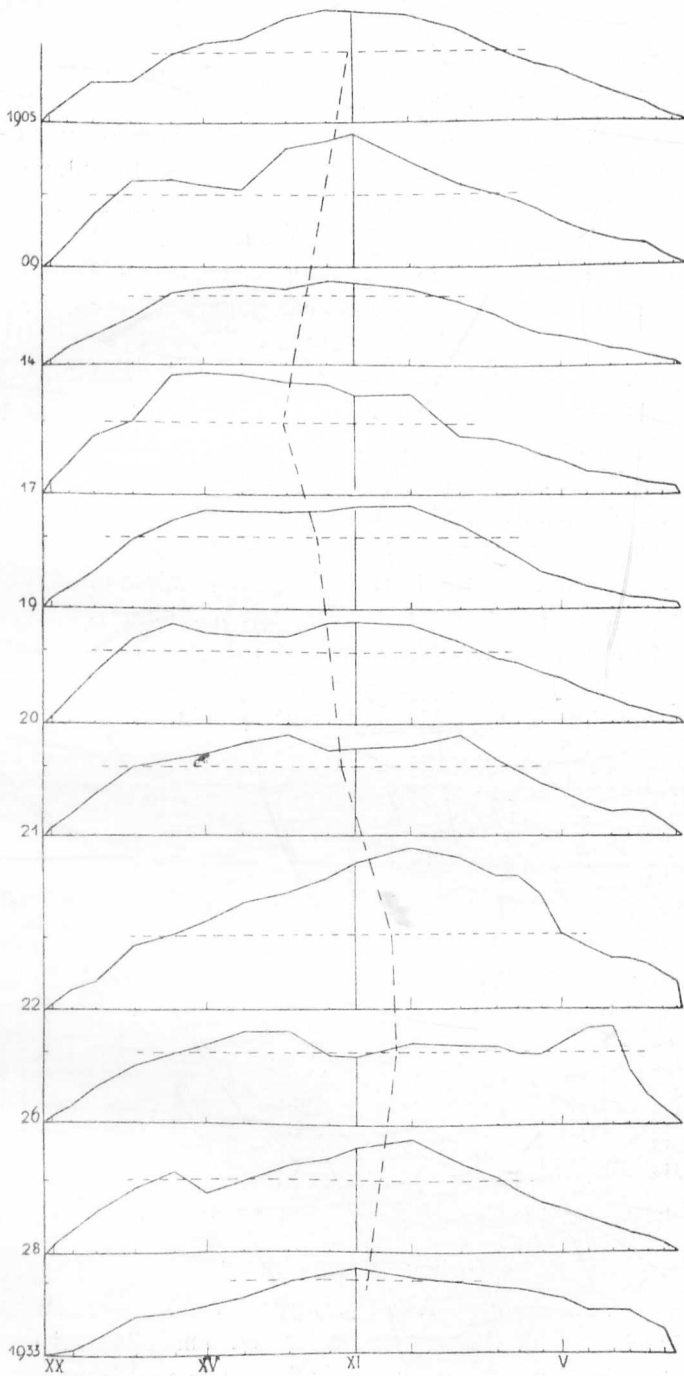


Fig. 6. Druckverteilung im Längsprofil »7—8«  
 Die gestrichelte wagerechte Linie entspricht 10 kg/cm<sup>2</sup>



rasch auf etwa 0,4 für 1927/28 bis 1933. Trotz der für  $D_0$  bestehenden Unregelmäßigkeiten gibt die Darstellung der Druckverteilung im Längsprofil, Fig. 6, mit ziemlicher Sicherheit die Verlagerung des maximalen Druckgebietes im Ablauf der Bewegungsschwankung; sie ist durch die von oben nach unten verlaufende gestrichelte Linie gekennzeichnet. Daß dabei während des letzten Jahrzehntes zwei Gebiete hohen Druckes an Stelle des einen auftreten, ist durchaus wahrscheinlich, weil während der Zeit verhältnismäßig geringer Strömung im Bremsgebiet der Druck im Firn anwachsen muß. Auch dies deutet darauf hin, daß erst, nachdem ein gewisser Grenzdruck im Firn erreicht ist, wieder ein rascheres Abströmen des Eises aus der Sammelmulde erfolgen kann. Eine zahlenmäßige Feststellung dieses Grenzdruckes wurde zwar versucht, führte jedoch bis jetzt zu keinem brauchbaren Ergebnis. Näherungsweise kann er zu  $10 \text{ kg/cm}^2$  im A.Q. angenommen werden.

Weitere Angaben über die Rechnungsergebnisse am Teilgletscher »7—8« und über den Verlauf der Bewegungslinien 7, 8, 11 und 14 im Firn, der den Rechnungen zugrunde gelegt wurde, enthalten die Tabellen 7, 8a und 8b, sie können zum Vergleich bei der Auswertung späterer Beobachtungsergebnisse von Nutzen sein, wie Fig. 7 (Beilage 2).

Teilgletscher »7—8« vom Hintereisferner

Tab. 7

Profil	l	b	$\sin \alpha$	$h_s$	Profil	l	b	$\sin \alpha$	$h_s$
	m	m				m	m		
Ende	180	60	0,020	2306	X	688	48	0,035	2453
AB	220	60	30	10	XI	782	53	60	2505
I	212	59	40	25	XII	360	56	80	539
II	255	58	30	35	XIII	570	59	110	655
II a	255	57	25	55	XIV	620	62	120	740
III	235	56	20	75	XV	520	65	100	800
IV	360	55	20	85	XVI	450	72	150	896
V	360	55	20	85	XVII	560	72	150	896
VI	255	54	15	2398	XVIII	525	90	160	3025
VII	340	52	15	2406	XVIII	525	160	220	165
VIII	312	50	10	10	XIX	340	210	270	298
VIII	312	50	10	14	XX	260	220	375	405
IX	510	48	0,010	2419	Rd. Kl.	100	200	400	3500

Von der Zeit unabhängige Größen.  $h_s$  = Seehöhe der Sohle.

### Schlußbemerkung

Mit den vorstehenden Ausführungen ist wohl die Ausbeute des ganzen durch ADOLF BLÜMCKE und mich am Hintereisferner gewonnenen Beobachtungsmaterials erledigt. Die ursprünglich für eine spätere Generation gedachte Auswertung des Experiments mit dem

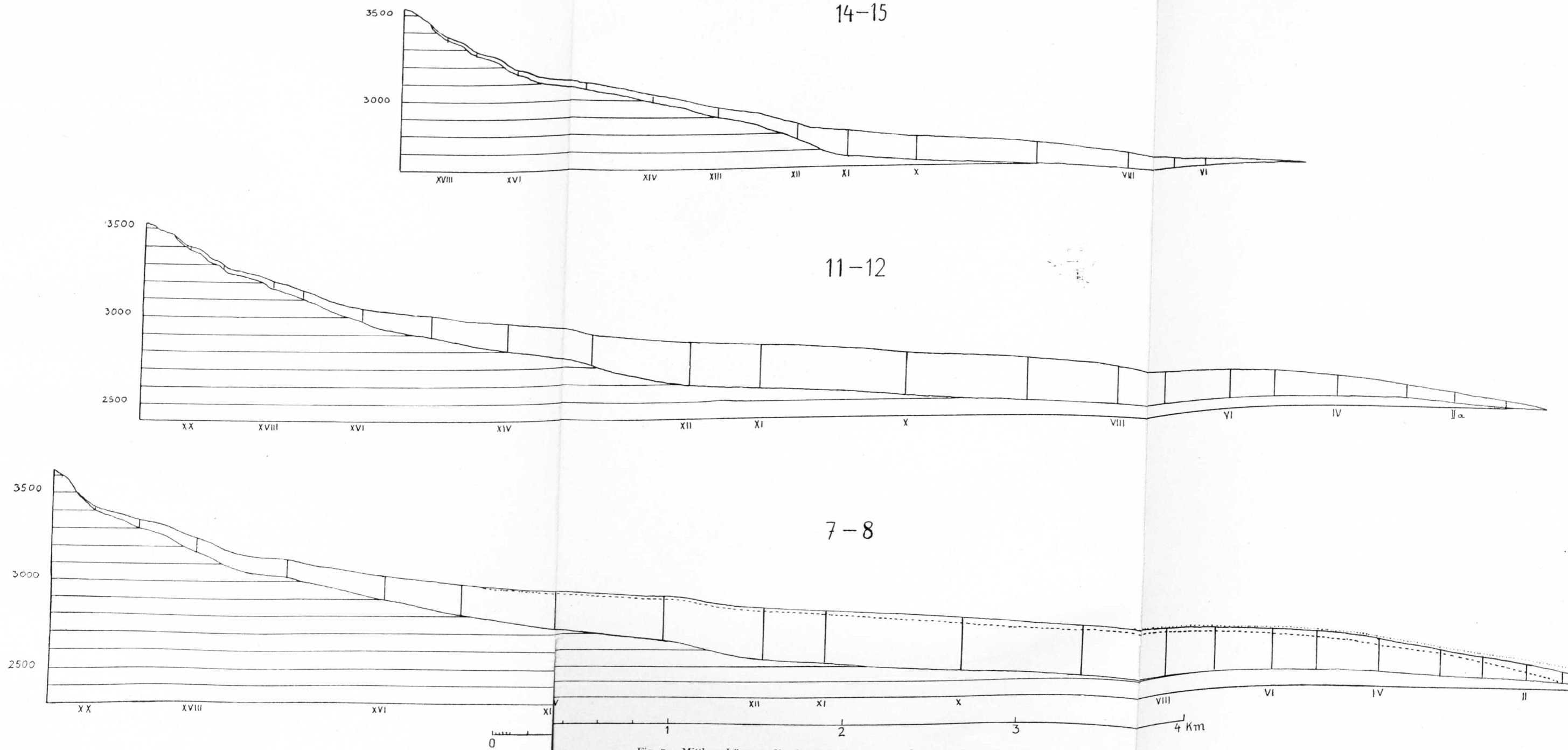


Fig. 7. Mittlere Längsprofile der Teilgletscher »7-8«, »11-12«, »14-15«

wandernden Gestänge konnte ich erfreulicherweise noch selbst ausführen und damit die langjährigen Arbeiten zu einem Abschluß bringen, der für die späteren Arbeiten die eigentliche Basis in den A.Q. verlegt. Was bisher gewonnen wurde, ist die Feststellung der Konstantenwerte, mit denen gearbeitet werden muß, wenn die Strömungstheorie auf die Bewegung des Gletschers angewandt werden soll. Das wandernde Gestänge hat einwandfrei gezeigt, daß diese Bewegung in der Hauptsache ein Gleiten des Eises auf seiner Unterlage ist, wobei die aus der Form der Bewegungslinien ersichtlichen Querschnittsänderungen erfolgen, die beim achsialen Teil des untersuchten Gletschers eine ziemlich einfache Gesetzmäßigkeit haben. Es wurde<sup>6)</sup> gezeigt, daß diese sehr langsam erfolgenden Deformationen nur kleine Schubkräfte erfordern, welche gegenüber den für die Überwindung der Bodenreibung nötigen in erster Annäherung vernachlässigt werden können. Mit der Bodenreibung kommensurabel erwies sich dagegen die innere Reibung, als ein Widerstand der beim Zurückbleiben der unteren Eislagen gegenüber den überlagernden auftritt. Diese beiden Reibungswiderstände verbrauchen fast die ganze durch die Schwerkraft erzeugte Bewegungsenergie, so daß die Geschwindigkeiten in der strömenden Masse außerordentlich klein bleiben. Nur dadurch unterscheidet sich die Strömung im Eis von der wirbelfreien Strömung einer Flüssigkeit in breitem, wenig geneigten Bett. Hier sind die äußeren und inneren Widerstände klein gegenüber der Energie, welche zur Erzeugung der Strömungsgeschwindigkeit verbraucht wird; man hat sie ursprünglich in der Theorie der Flüssigkeitsströmung vernachlässigt und kam erst mit den verfeinerten Meßmethoden zur Berücksichtigung der inneren und später auch der äußeren Reibung. Verfeinerung der Meßmethoden ist auch bei dem Studium der Gletscher noch möglich.

Kann etwa durch Anlage eines ausgebüchsten Bohrloches von ungefähr 60 m Tiefe im A.Q. später die Richtungsänderung des Loches mit einem Kreisel bestimmt werden, so ist die Messung von  $K_0$  für eine weitere Reihe von Jahren möglich, und es kann allmählich der Übergang vom stationären zum wirklichen, zeitlich veränderlichen Gletscher in der Theorie der Bewegung vollzogen werden. Einstweilen sind die Messungsergebnisse in bezug auf die Schwankungen von  $K_0$  noch zu unsicher. Können gleichzeitig mit deren Fortsetzung auch regelmäßige Messungen über die im Firn in die Maße des

<sup>6)</sup> Diese Ztschr. XIX. 1931 S. 237.

Gletschers eintretenden Niederschlagsmengen erfolgen und im Schubgebiet die Bewegungslinien viel sicherer als bisher bestimmt werden, so wird das Ziel wohl zu erreichen sein.

Tab. 8

## Punkte der Bewegungslinien 7, 8, 9

Linie 7		Linie 8		Linie 9		Bemerkung
x	y	x	y	x	y	
8649	13000	8721	13000	8796	13000	
9000	13274	9000	13210	9000	13146	
9229	13507	9272	13474	9317	13438	Profil XI
9476	14000	9542	14000	9610	14000	
9633	14342	9693	14310	9747	14283	Profil XIII
10000	14742	10000	14668	10000	14590	
10586	14954	10598	14893	10608	14840	Profil XV
11000	14990	11000	14920	11000	14855	
11605	14978	11598	14890	11573	14806	
12000	14940	12000	14788	12000	14630	
12542	14220	12648	14442	12760	14702	Prof. XX, bzw. Rdkl.

Tab. 8 b

## Punkte der Bewegungslinien 12 und 14

Linie 12				Linie 14			
Profil	x	y	b	Profil	x	y	b
X	8783	12800	55	X	8830	12735	56
XI	9490	13305	64	XI	9200	12945	60
XII	9725	13680	70	XII	9520	13058	70
XIII	9955	14180	78	v	9985	12950	93
XIV	10278	14500	82	u	10320	12895	100
XV	10655	14595	90	t	10682	12996	150
XVI	11048	14570	110	3200	11000	13203	210
XVII	11338	14405	150	3300	11173	13348	260
3200	11468	14195	195	3400	11265	13443	260
3300	11532	13968	260				
3400	11562	13788	280				

Profil	1934/05 $K_0 = 0,0250$		1908/09		1913/14		1916/17		1918/19		1919/20		1920/21		1921/22		1925/26		1927/28		1932/33			
	$\mu:10^{15}$		Z	v	Z	v	Z	v	Z	v	Z	v	Z	v	Z	v	Z	v	Z	v	Z	v		
	m	m/Jahr	m	m/Jahr	m	m/Jahr	m	m/Jahr	m	m/Jahr	m	m/Jahr	m	m/Jahr	m	m/Jahr	m	m/Jahr	m	m/Jahr	m	m/Jahr		
AB	0,0228	16,8	1,60	50	17,5	43	10	25	18	40	30	35	20	38	10	25	10	2	—	—	—	—		
I	232	8,6	4,87	90	20,5	90	12	75	25,7	92	56	88	52	91	18,5	82	13,1	7	2	26	2,2	—		
II	237	6,8	8,75	118	23,5	110	16	100	88,0	120	86	118	60	113	22,5	114	17	9	70	6,0	58	3,7		
IIa	241	4,9	9,10	140	28,0	140	21	137	20	136	109	151	64	144	32	146	20	113	7	9	97	4,8		
III	245	3,8	6,10	160	30,6	150	27	150	25	153	166	120	164	70	161	44	156	25	142	5	122	113	6,7	
IV	250	3,2	3,95	190	33,2	185	32	180	29,4	191	68,0	201	133	78	198	46	190	25	156	6,5	148	11,9	9,5	
V	255	2,7	2,88	214	35,8	206	33	200	34,5	213	70	217	147	209	48,2	208	26	196	8,5	190	12,4	174	10,7	
VI	264	2,3	2,30	237	35,8	233	34	231	38,0	238	74	239	155	240	47	230	20	216	11	210	13,1	210	11,4	
VII	275	2,0	1,92	256	37,4	255	35	264	40,0	257	78,0	256	140	259	80	261	46	251	20	230	13	222	14,4	227
VIII	275	1,8	1,64	275	37,5	272	37	272	41	270	82,0	268	135	272	86	275	44,5	269	21	252	14	250	14,3	245
IX	286	1,45	1,32	310	37,4	312	42	310	42	310	100,0	310	122	310	84	302	44,2	308	22	306	16	285	14,0	281
X	286	1,25	1,22	320	36,1	324	42	326	41,3	320	75,0	320	120	320	83	315	53	318	23	310	18	305	14,2	307
XI	260	1,20	3,25	320	35,0	320	35	325	40	315	75	318	120	318	80	315	56	316	23	312	20	310	14,7	306
XII	245	1,25	3,05	34,0	30,2	302	39	305	40,0	300	72	299	125	299	78	286	55	297	25	300	20	290	15,5	286
XIII	232	1,70	2,70	36,5	25,3	41	255	40	252	68	250	130	250	75	245	53	245	27	252	16	265	15,2	260	
XIV	221	2,10	2,50	38,0	20,8	44	210	35	208	63	206	120	205	75	200	51	200	30	214	14	245	15,5	227	
XV	211	2,65	2,10	39,0	20,7	47	180	32	178	58	177	110	175	70	170	53	170	35	185	15	215	16,9	211	
XVI	191	4,0	1,60	40,5	13,5	50	140	32	136	63	135	120	132	65	128	55,4	125	40	140	17	160	15,2	155	
XVII	152	7,5	1,25	40,5	10,5	35	110	30	105	59	105	100	65	95	45	94	36	110	14	125	12,6	120	12,3	
XVIII	086	17,7	70	28,0	7,5	25	80	21	75	45	69	90	70	53	60	36	65	27	68	10	70	10,3	75	
XIX	065	33,8	47	18,2	5,7	20	62	16	57	35	49	60	52	36	45	21	40	15	44	7	47	7,3	55	
XX	0,063	71,2	20	10,1	2,5	10	35	10	25	25	20	20	21	15	13	15	10	18	5	20	8,0	25	2,3	

Die fettdruckten Zahlen sind Messungsergebnisse.

Die  $\mu$ -Werte für die einzelnen Jahre finden sich mit Hilfe des Verhältnisses der  $K_0$ -Werte zu dem von 1904/05.Die Kursivzahlen bei  $\mu:10^{15}$  berücksichtigen die Infiltration.