

**Schwarzacher W. u. Untersteiner N.**

**Zum Problem  
der Bänderung des Gletschereises**

Von

**W. Schwarzacher (Belfast) und N. Untersteiner (Wien)**

(Mit 14 Abbildungen)

Aus den  
Sitzungsberichten der Österreichischen Akademie der Wissenschaften  
Mathem.-naturw. Klasse, Abteilung IIa, 162. Bd., 1. bis 4. Heft, 1953

**Wien 1953**

In Kommission bei Springer-Verlag, Wien

Druck von Adolf Holzhausens Nfg., Universitätsbuchdrucker, Wien

# Zum Problem der Bänderung des Gletschereises

Von

W. Schwarzacher (Belfast) und N. Untersteiner (Wien)

(Mit 14 Abbildungen)

(Vorgelegt in der Sitzung am 23. April 1953)

## Einleitung

Die glaziologische Literatur enthält eine große Zahl von verschiedenen Ansichten über die Gletscherbewegung. Dabei wird oft den an der Oberfläche sichtbaren „Bändern, Rissen, Scherflächen, Ogiven“ u. dgl. eine entscheidende Bedeutung zugemessen. Es schien daher wünschenswert, solche „Strukturen“ näher zu untersuchen. Obwohl schon aus der frühen Zeit der Gletscherforschung viel Beobachtungsmaterial vorliegt (Forbes, Forel, Tyndall, Heim, Emden), erscheint es bis heute unmöglich, eine eindeutige Erklärung für diese Erscheinungen zu geben. Es ist seit jeher bei vielen dieser Bänder vermutet (und bei manchen auch direkt beobachtet) worden, daß es sich hier um wirkliche Scherflächen handelt. Auch verheilte Spalten und Risse sowie aus dem Firngebiet noch erhalten gebliebene Sedimentationsflächen oder solche, die von der ursprünglichen Oberfläche her bestimmt sind (Eindringen von Temperaturschwankungen), wurden zur Erklärung herangezogen. Um zwischen diesen Möglichkeiten zu unterscheiden, hat man verschiedene Wege eingeschlagen. So hat z. B. Philipp [6] versucht, an Übertragungsflächen Relativbewegungen direkt zu messen. Theoretische Betrachtungen lieferten nur zum Teil befriedigende Ergebnisse, da über das Festigkeitsverhalten und die Anisotropie des Gletschereises zu wenig bekannt ist. Das Problem der Sedimentationsflächen wurde von Vareschi [13] in origineller Weise mit Hilfe der Pollenanalyse behandelt.

Daß bei allen Bewegungen, die der Gletscher ausführt, seinem Korn eine entscheidende Bedeutung zukommt, wurde seit jeher ange-

nommen, insbesondere nachdem man die Rolle der Basisebenen der Kristalle als bevorzugte Translationsebenen erkannt hatte.

Schließlich wurde auch versucht, gefügekundliche Untersuchungsmethoden zur Beschreibung der Gletscherbewegung im einzelnen heranzuziehen, eine Arbeitsweise, die Sander bereits 1935 [8] vorgeschlagen hat.

Die Untersuchungen, über die im folgenden berichtet werden soll, wurden in der Zeit vom 5. bis 18. September 1952 auf dem Pasterzenkees (Glocknergruppe, Hohe Tauern) durchgeführt.

Während dieser Zeit hatten wir die wertvolle und unermüdliche Hilfe von Herrn cand. med. H. G. Schwarzacher, welche zur Durchführung der vorliegenden Arbeit ganz wesentlich beitrug.

Zunächst sollte mit Hilfe der modernen Methoden der Gefügekunde ein detaillierter Einblick in den Bau der Bänderung gewonnen werden. Hierzu war es notwendig, sowohl von der Oberfläche als auch von tieferen Schichten räumlich orientierte Eisproben zu sammeln. Ferner sollte die räumliche Anordnung der Bänderung entlang eines Profils quer über den Gletscher Aufschluß über ihre allgemeine Rolle im Bewegungsmechanismus geben.

Der Standort unseres Lagers wurde in der Nähe einer Gruppe von Gletschermühlen, Seehöhe 2320 m (siehe Abb. 1) gewählt. Diese Stelle befindet sich ungefähr in der Zone maximaler Fließgeschwindigkeit des Gletschers [3]; die Neigung der Oberfläche ist dort sehr gering (etwa 2—3 Grad), wodurch die Bildung von Gletschermühlen aus sich schließen

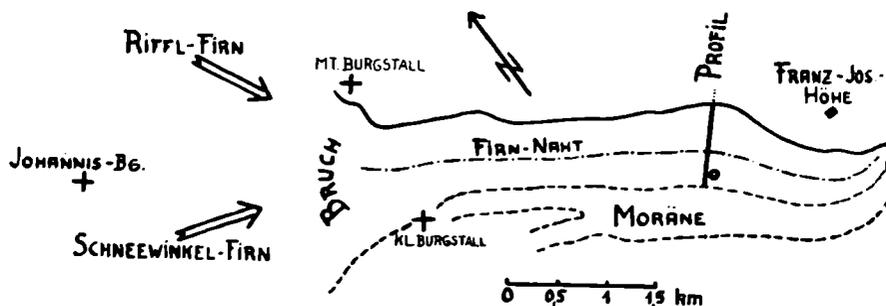


Abb. 1. Das Pasterzenkees. o = Ort der Gefüge-Untersuchungen. Entlang des „Profils“ wurde Fallen und Streichen der Feinbänderung und anderer Oberflächenerscheinungen vermessen.

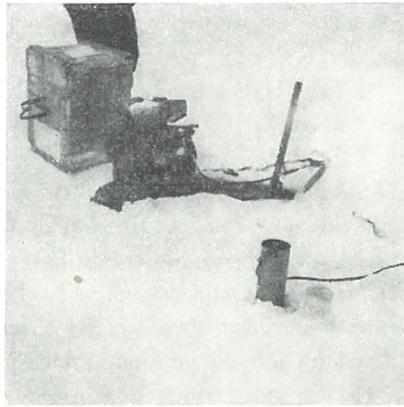


Abb. 2. Das elektrische Bohrgerät zur Probenentnahme mit Benzinaggregat. Neben dem Bohrrohr liegt ein kurzes Stück einer zylindrischen Eisprobe. Das Gerät erwies sich als besonders geeignet für die Arbeit in der Gletschermühle.

den Spalten begünstigt ist. In der Gegend befindet sich ein schwach entwickeltes Spaltensystem, welches in Richtung gegen die Franz-Josefs-Höhe streicht.

### Methodik

Für die Entnahme von Proben bedienten wir uns einer neuartigen Technik, die sich besonders bei der Arbeit in der Gletschermühle bewährte (Abb. 2). Ein Messingrohr (80 mm  $\varnothing$ ) war an seiner Vorderkante mit einem elektrisch heizbaren Ring versehen. Dieser Heizkörper bestand aus einem Messingröhrchen (2 mm  $\varnothing$ ), in welches ein hitzebeständig isolierter Widerstandsdraht eingezogen war. Bei einer Heizleistung von ungefähr 100 Watt wurden Proben von etwa 10 cm Länge in 5 Minuten herausgeschnitten. Als Stromquelle diente ein leicht transportables Benzinaggregat (Gewicht ca. 40 kg). Wenn das Schmelzrohr bis zur gewünschten Tiefe in das Eis eingedrungen war, gelang es leicht, den Bohrkern vom umliegenden Eis zu befreien. Nach Einmessung seiner räumlichen Lage konnte er dann ohne weiteres durch einen scharfen Schlag abgelöst werden. Diese Methode scheint uns besonders dann von Vorteil, wenn es sich darum handelt, unter schwierigen Bedingungen (Gletschermühlen, Spalten) orientierte Proben zu entnehmen.

An der Oberfläche verfahren wir ähnlich wie Rigsby [7], indem wir von einer geeignet präparierten Stelle plattenförmige Proben absägten.

Wie schon von Bader [1] beschrieben, kann die Verwendung geeigneten Werkzeuges bei solchen Arbeiten viel Mühe ersparen. Die Sägen sollen bei einem Zahnabstand von mindestens 5—10 mm möglichst gut geschärft sein. Außerdem bewährte sich bei der Entnahme von Proben an der Oberfläche eine leichte Holzhacke mit kurzem Stiel. Vorzügliche Dienste leistete auch eine normale Eisaxt (kurzer Teil als Hammer ausgebildet), wie sie für alpinistische Zwecke verwendet wird.

Da es wichtig wäre, auch Eisproben aus größeren Tiefen zu untersuchen, hofften wir, aus den Gletschermühlen in der Nähe unseres Lagers solche zu gewinnen. Es war uns jedoch unmöglich, tiefer als 25 m in den Gletscher einzudringen. Alle untersuchten Mühlen waren in dieser Tiefe durch einen mit einem reißenden Bach erfüllten Gang verbunden, der jedes weitere Vordringen verhinderte. Nichtsdestoweniger boten die Mühlenwände wenigstens bis zu dieser Tiefe einen guten Einblick in den Aufbau des Eises.

Aus den Proben wurden mittels Schmelzen Dünnschliffe hergestellt. Die von Bader beschriebene Methode bewährte sich auch bei unseren Arbeiten ausgezeichnet. Nichts deutete darauf hin, daß das Eisgefüge durch den Schmelzvorgang irgendwelchen Veränderungen unterliegt, es sei denn, daß angeschnittene Luftblasen beim Anschmelzen ihre Gestalt verändern. Um diese Fehlerquelle zu vermeiden, wurden Messungen der Luftblasen nur in Dickschliffen (5—10 mm) ausgeführt.

### Ergebnisse der Eisgefüge-Untersuchungen

Die untersuchten Eisgefüge können im Sinne der Gefügekunde in zwei Typen unterteilt werden: Erstens flächige Gefüge mit meist einer Schar deutlicher Scherflächen mit in Meter- bis Dezimeter-Bereichen anscheinend ausschließlich affiner Deformation. Zweitens gekrümmte Gefüge, Faltung im Bandeis von Meter- bis Dezimeter-Ausmaß.

Gebänderte, ungekrümmte Gefüge sollen zunächst beschrieben werden. Das Eis der Umgebung unseres Lagers zeigte überall Bänderung, wobei wir unter Bänderung ganz allgemein jede das Eis durchsetzende parallele Flächenschar verstehen (wie in der Gefügekunde üblich, mit S-Flächen bezeichnet). **Feinbänderung** nennen wir S-Flächen, welche

dicht geschart im Abstand von Zentimeter bis Dezimeter über die ganze Gletscheroberfläche streichen. Die Bedingungen, unter welchen eine derartige Feinbänderung am deutlichsten sichtbar ist, hängen offenbar eng mit den Ablationsbedingungen zusammen. Im besonderen machten wir die besten Beobachtungen nach leichtem Regen bei verhältnismäßig niedriger Lufttemperatur mit nachfolgendem Aufklaren und Abkühlen. Eine wesentliche Wirkung hat hierbei vermutlich das langsame Anschmelzen durch den Regen. Beim Verwittern des Eises neigen weißliche Lagen dazu vorzuspringen, während das klare, dunkler erscheinende Eis zurückschmilzt. Die Wirkung des Regenwassers ist es wahrscheinlich, durch welche die Korngrenzen hervortreten. Die etwas längliche Form der Körner (Achsenverhältnis im Mittel etwa 2 : 3) und ihre parallele Anordnung erwecken wiederum den Eindruck einer Bänderung, auch ohne das Vorhandensein von dunklen Schmutzlagen. Betrachtet man das Eis an der Wand einer Gletschermühle oder Gletscherspalte, dann ist es eindeutig die verschieden dichte Besetzung mit Luftblasen, welche die Bänderung andeutet. Man findet feine, etwa 1 mm dicke Lagen von kleinsten Luftblasen. Messungen im Dickschliff ergaben, daß die Bläschen etwa im Verhältnis 2 : 3 gelängt sind.

Der Eistyp der Feinbänderung ist mit dem oft beschriebenen Pflugfurcheneis identisch, doch erweckt diese Bezeichnung den unrichtigen Eindruck, daß die Feinbänder immer vertikal stehen.

Der Ausdruck „Blauband“ soll rein deskriptiv verwendet werden und ein Band bezeichnen, welches sich durch seinen geringen Luftgehalt von der Umgebung abhebt.

Es schien uns unmöglich, eine Einteilung in Bandtypen ohne ausführliche Untersuchung vorzunehmen, da es unter Umständen schwierig ist, überhaupt zu erkennen, wodurch der Eindruck der Bänderung hervorgerufen wird.

Wir verwenden die angeführten Bezeichnungen nicht zuletzt auch deshalb, um das Gefüge zu beschreiben, ohne Benützung der in der Literatur gebräuchlichen Ausdrücke, die zum Teil in ihrer Bedeutung schon genetisch gebunden sind. Außerdem entgehen wir dadurch auch möglichen Mißverständnissen durch die in der Literatur völlig uneinheitliche Verwendung von Bezeichnungen, wie Blaubänder, Scherflächen, Druckschichtung etc.

Das Fallen der Feinbänderung an den untersuchten Stellen war immer gletscheraufwärts gerichtet, zwischen 45 und 60 Grad. Die genaue Messung des Fallens und Streichens ist aber außerordentlich schwierig. Zudem schien es, daß in der Umgebung unseres Lagers das Fallen einzelner Bänder schon über den Meter- bis Dezimeterbereich um die Streichrichtung als Achse schwankt. Das Streichen wird daher als  $b$ -Koordinate, d. h. als Symmetrieachse des Gefüges angenommen. An den von uns untersuchten Stellen steht diese Achse immer senkrecht auf der Haupt-Transportrichtung des Eises (E 30 S). Ob dies auch an Stellen, die nicht im Strömungsmaximum liegen, der Fall ist, muß erst untersucht werden.

Zur weiteren Kennzeichnung des Gefüges wurden nun optische Achsendiagramme vermessen. Hierzu bedienten wir uns eines U-Tisches (4 Achsen), ähnlich dem von Rigsby benutzten. Ein Kreuzschlitten ermöglichte das bequeme Verschieben  $8 \times 4$  cm großer Dünnschliffe entlang fixierten Koordinaten. Beobachtet wurde durch eine Linse mit aufgesetztem Kollimator. Letzterer erwies sich als unbedingt notwendig, um gute Visuren zu bekommen. Ein Hilfspräparat (Cellophan, Rot erster Ordnung) erwies sich als wertvoll zum Auffinden von  $R\gamma'$  oder  $R\alpha'$  in zweifelhaften Fällen. Alle Messungen wurden auf der unteren Halbkugel eines Schmidt-Netzes eingetragen. Die Werte sind für mittlere Brechung Eis-Luft,  $n = 1,13113$  [1], korrigiert. Gleichzeitig wurden von jedem Korn genäherte Mittelpunktskordinaten am Kreuzschlitten abgelesen und der mittlere und längste Korndurchmesser geschätzt. Im ganzen wurden ca. 600 Körner vermessen. Die besten Meßergebnisse wurden in Schliffen senkrecht auf  $b$  erzielt, wobei die  $c$ -Kristallachsen mehr oder weniger horizontal am U-Tisch lagen.

Ein typisches Diagramm senkrecht zu  $b$  zeigt Abb. 3, ein Sammel-diagramm aus vier Einzeldiagrammen. Die vier Maxima, welche sich in allen Einzeldiagrammen fanden, also persistent sind, wurden mit I, II, III und V bezeichnet. I bis III besetzen einen Gürtel senkrecht auf  $b$ , welches damit auch Symmetrieachse des Korngefüges ist. II ist oft auf einem Kreis parallel zum Horizont gelängt. Diese Längung scheint in Oberflächenproben besser als in Proben aus größerer Tiefe entwickelt zu sein. Maximum V liegt in der Feinbänderung des Eises.

Die Unzufälligkeit der Achsen-Häufungen wird weiter folgender-

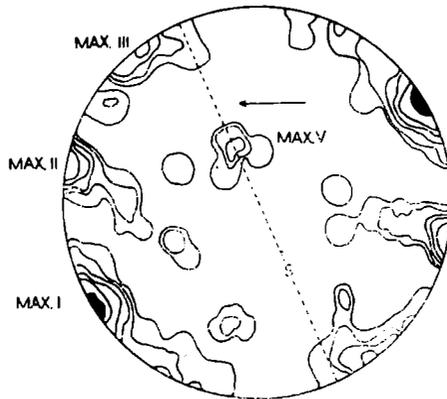


Abb. 3. 77 optische Achsen im Schriff senkrecht auf  $b$ . Besetzungsdichten:  $> 15 - 8 - 6,5 - 5 - 3,5 - 1 - 0\%$ . Die Haupt-Transportrichtung des Eises ist durch einen Pfeil angedeutet.

maßen bewiesen. Sieben Proben, wovon eine aus 12 m Tiefe stammt, wurden vermessen und die Maxima und Submaxima in eine solche Lage rotiert, daß  $S$  in der Ebene der Projektion liegt und der Horizont nun in die Nordhälfte der Lagekugel fällt (Abb. 4). Das Sammeldiagramm

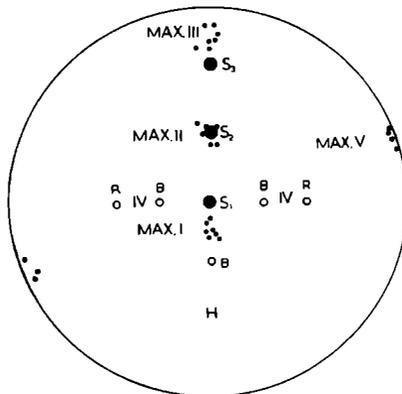


Abb. 4. Die Lage der Maxima und Submaxima von sieben Proben.  $S_1$  bis  $S_3$  sind die Pole der drei Feinlagen.  $B$  und  $R$  geben die Lagen von zusätzlichen Maxima, welche Bader und Rigsby gefunden haben.  $H$  ist Pol des Horizontes, die Haupt-Transportrichtung des Eises ist in der Zeichnung nach oben gerichtet.

ergibt wiederum das gleiche Bild mit vier persistenten Maximagruppen mit folgenden mittleren Winkelabständen vom *S*-Pol: 15° für Max. I, 22° für Max. II, 68° für Max. III. Im Mittel zeigt I die stärkste Besetzung von 146‰, es folgen II mit 57‰, III mit 38‰, und V mit 35‰. Diese Regel kann allerdings bei der starken Inhomogenität des Materials ganz aufgehoben sein. Eine Abhängigkeit der Lage von Max. I bis III von dem Neigungswinkel der Feinbänderung wird vermutet, kann aber aus unserem Material noch nicht bewiesen werden, vor allem wegen der großen Schwierigkeit, das Fallen der Feinbänderung genau zu messen. Max. I und II lassen sich ohne weiteres mit den von Bader und Rigsby gefundenen Maxima vergleichen. Es kommt ihnen also wahrscheinlich allgemeine Bedeutung zu. Bei Rigsby ist der Zentralabstand für I und II 26°, bei Bader etwa 25° für I und 30° für II. Die Längung von Max. II leitet zu zwei weiteren Maxima (wir nennen sie Max. IV), welche in Rigsbys Material gut ausgeprägt, bei uns manchmal nur angedeutet sind. Der Zentralabstand beträgt 40 bis 44° (siehe auch! Abb. 12).

Zur weiteren Kennzeichnung der Maxima schien es wünschenswert, Korngrößenmessungen vorzunehmen. Dies wurde, wie schon erwähnt, mittels Schätzung des mittleren und größten Korndurchmessers durchgeführt (Vergleich mit einem am U-Tisch eingravierten Zentimeternetz). Jedes Korn bekam eine fortlaufende Nummer, so daß die den Messungen zugehörigen Körner im Gefüge identifiziert werden konnten. Da die Korngestalten meist sehr unregelmäßig sind, waren die Messungen (etwa auf 2,5 mm genau) nicht sehr zufriedenstellend. Die folgenden Mittelwerte sind (längster. mittlerer Durchmesser)<sup>1/2</sup>. Als Beispiel ergibt sich:

12,7 mm für Körner des Max. I, 13,5 mm für Max. III, 17,3 mm für Max. II und 6,6 mm für Max. V.

Während sich für I bis III keine nennenswerten Unterschiede ergeben, scheinen die Körner von Max. V eine deutliche Sonderstellung einzunehmen.

Im Mittel erhält man ein Verhältnis Längste Achse : mittl. Achse von 3 : 2, wobei die erstere bevorzugt parallel zur Feinbänderung liegt: doch ist diese Regel nicht sehr ausgeprägt, da besonders die Körner der Gürtel-Maxima unregelmäßig ineinandergreifen, so daß im allgemeinen eine posttektonische Rekristallisation angenommen werden

muß. Körner von Max. V zeigen scharfe Brüche mit korrespondierenden Korngrenzen, welche auf nachkristallines Zerbrechen hindeuten.

### Inhomogenitätsanalyse mit Hilfe von Schmelzfiguren

Um eine weitere Kennzeichnung der hier beschriebenen Eisregelung zu erreichen, wurde eine Inhomogenitätsanalyse nach dem Vorbild der Achsenverteilungs-Analyse nach Sander [9] durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde von dem gleichen Block, von dem die Präparate für das Gefügediagramm (Abb. 3) stammen, eine Platte von  $20 \times 30$  cm abgesägt und senkrecht auf  $b$  angeschmolzen. Seit Tyndall ist es bekannt, daß Schmelzfiguren im Eis in engem Zusammenhang mit der Kristallanisotropie stehen. Bader [1] beschreibt das Schmelzen von Eis an der Gletscheroberfläche. Es bilden sich ungefähr zylindrische Löcher, deren längste Achse parallel (001) liegt. Luftblasen haben meist die Form von Rotations-Ellipsoiden, deren längste Achse ebenfalls parallel zu (001) liegt. Wir machten nun folgende Beobachtung:

Auf den angeschmolzenen Flächen entstehen unter kurzer Einwirkung von warmem Wasser kreisrunde bis schwach elliptische Grübchen, deren längste Achse fast ausschließlich parallel zu  $\gamma'$  liegt, was optisch nachgeprüft werden kann. In einigen Experimenten an künstlichem Eis wurde dies bestätigt. (Es ist naheliegend anzunehmen, daß die beobachteten Grübchen den Beginn der von Bader beschriebenen Röhren darstellen. Die Längung der Grübchen würde dann durch schiefes Anschneiden der Röhren bewirkt).

Wir beschränken uns darauf, die Schmelzfiguren zur Auffindung der Azimutallage der Spur von (001) im Schliff zu benützen. Da wir von den U-Tisch-Messungen wissen, daß die Mehrzahl der optischen Achsen im Schliff senkrecht auf  $b$  liegen und da das Schmelzfiguren-Diagramm die gleichen Maxima I bis III liefert, nehmen wir an, daß mit Ausnahme von Arealen, welche die Maxima IV und V bilden, die Verteilung der Kristallachsen-Spuren durch die Schmelzfiguren-Analyse richtig wiedergegeben wird.

Es ist ein Nachteil der von uns benützten Anschmelztechnik, daß die Korngrenzen im „rub“ (über die Herstellung von Abdrücken der Eisoberfläche siehe Seligman [11]) oft nur sehr undeutlich zur Abbildung gelangen. Um vor eventuellen falschen Ergebnissen sicher zu

sein (oft werden durch fehlende Korngrenzen zu große Körner vorge-täuscht), wurden alle Auszählungen nicht auf Kornzahlen, sondern auf Einheitsflächen mit gleicher Orientierung bezogen (planimetrisches Diagramm nach Sander). Zunächst wurden am „rub“ Areale mit gleicher Schmelzgrübchen-Orientierung abgegrenzt. Es wurden dann alle benachbarten Felder, deren Schmelzfigurenlage in die gleiche Fallwinkelgruppe (von 5 zu 5 Grad) fielen, zu größeren Gebilden zusammengefaßt. Die „Überindividuen“ — durch die Toleranz 5° gekennzeichnet — wurden nun planimetriert. Die Flächenmessung wurde so ausgeführt, daß ein  $2,5 \times 2,5$  mm-Quadratnetz den 5°-Gruppen überlagert wurde und diejenigen Quadrate, deren Mittelpunkt mit einer bestimmten Gruppe zur Deckung kam, gezählt wurden. Rechnerisch konnte eine mittlere Größe homogener Felder ermittelt werden, welche in Abhängigkeit von dem Fallen der zugehörigen Flächen (001) in Abb. 5 gegeben ist. Die Kurve zeigt, daß die gut geregelten Bereiche, welche den Maxima I, II, III entsprechen, auch flächenmäßig größer sind, — ein Ergebnis, welches bei Betrachtung des Regelmechanismus (siehe später) zu berücksichtigen sein wird. Es handelt sich hier, wie gesagt, nicht um Einzelkörner (von einem zusammenhängenden Intergranularfilm umschlossen), sondern um benachbarte Kristallgitter mit Achsenlagen innerhalb eines Bereiches von 5 Grad.

Homogenitätsindividuen können größer oder kleiner als das Kornindividuum sein. Ersteres wäre der Hinweis auf die Bildung von Überindividuen, also nicht homogene Verteilung von Körnern von einer bestimmten Orientierungsgruppe, letzteres<sup>1</sup> Hinweis auf nicht affine Deformation im Bereich des Einzelkornes. Zwillingbildung kann zu ähnlichem führen. Im untersuchten Fall zeigt sich, daß die am U-Tisch direkt gemessenen Kornindividuen ungefähr doppelt so groß als die Homogenitätsindividuen<sup>2</sup> sind. Diesen Überlegungen wird hier aber nicht weiter nachgegangen, da die folgende, unkontrollierbare Fehlerquelle besteht: Bei der U-Tisch-Messung wurden von einem<sup>3</sup> großen Anschliff (60 × 60 cm) acht kleinere Areale (4 × 10 cm) zur Dünnschliff-Herstellung regellos herausgegriffen. Die Dünnschliffe enthielten zum Teil nur 5 bis 10 Körner. Angenommen, daß auch die Korngrößen von den verschiedenen Achsenlagen abhängig sind, wie dies Abb. 5 vermuten läßt, dann besteht für Körner größerer Fläche eine größere Wahrscheinlichkeit, im Teildünnschliff enthalten zu sein. Das Sammeldiagramm Abb. 3 kann daher unter Umständen eher die Flächenbeteiligung bestimmter Korngruppen als die Kornzahlbeteiligung bestimmter Gruppen wiedergeben. Diese Verfälschung könnte nur gutgemacht werden, wenn es technisch möglich wäre, die Körner in viel größeren Bereichen zu messen.

Die Achsenverteilungsanalyse wurde nun durchgeführt, indem an

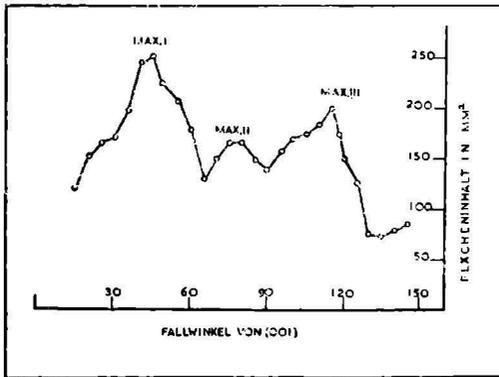


Abb. 5. Zusammenhang zwischen Flächeninhalt homogen geregelter Areale und Orientierung.

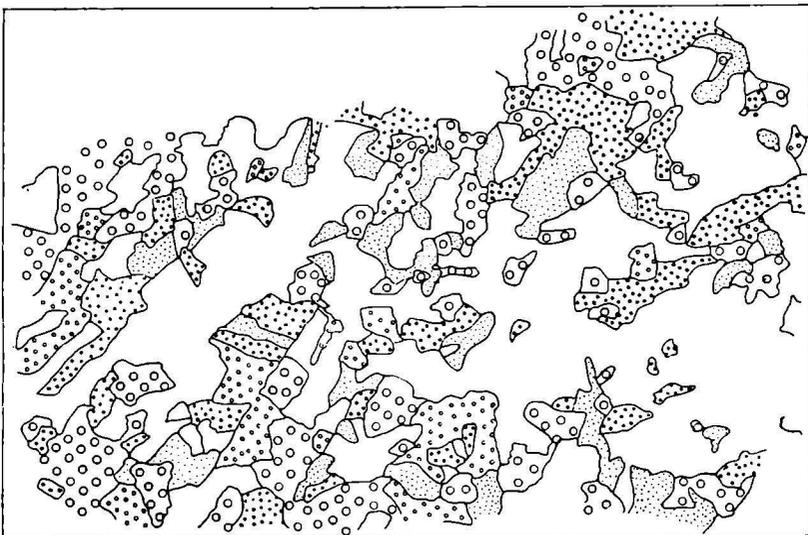


Abb. 6. Achsenverteilungs-Analyse eines Anschliffs.  $\frac{1}{3}$  natürl. Größe. Kleine volle Punkte geben Kornlagen, deren Basisfläche einen Fallwinkel von minus 15—30° (im Uhrzeigersinn gezählt) mit dem Horizont einschließt. Weiß: 30—60°. Große volle Punkte: 60—85°. Große offene Kreise: 85—115°. Kleine offene Kreise: 115—165°. In der Zeichnung liegt die Haupt-Transportrichtung des Eises nach links.

*unten*

Anschliffbild die 5°-Gruppen zu größeren Richtungsgruppen zusammengefaßt wurden — und zwar: Rg 1 (30—60°), Rg 2 (60—85°), Rg 3 (85—115°), Rg 4 (115—165°), Rg 5 (165—30°). Die Winkel sind vom Horizont in der Fallrichtung gezählt. In Abb. 6 sind die Richtungsgruppen durch

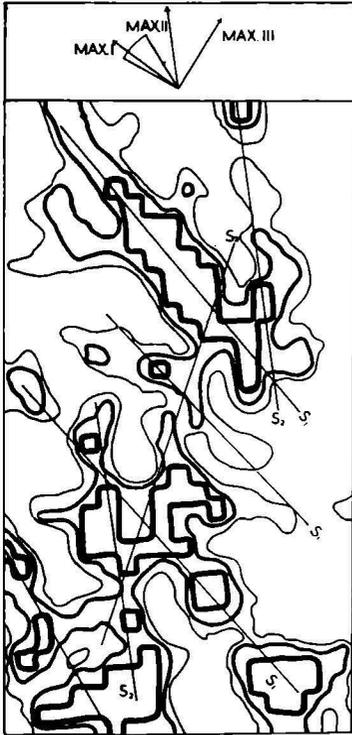


Abb. 7. Planimetrisches Verteilungsdiagramm der Richtungsgruppe 30—60° Fallwinkel von (001)). Flächenprozentage: > 7,8—5,9—3,9—2—0. Die Pfeile geben die Richtungen der Spuren von Körnern parallel zu den Maxima I—III.  $\frac{1}{4}$  natürl. Größe.

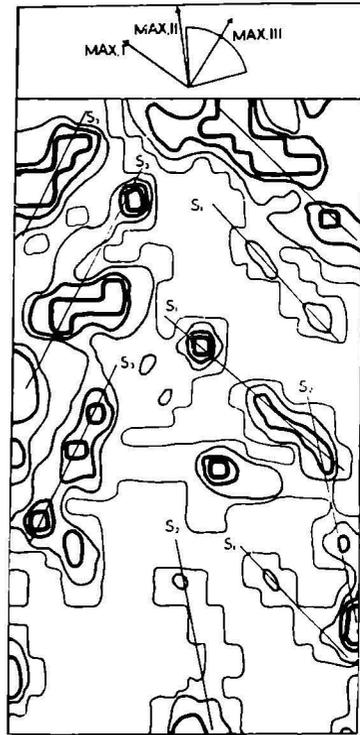


Abb. 8. Planimetrisches Verteilungsdiagramm der Richtungsgruppe 85—165°. Flächenprozentage: > 4,6—3,5—2,3—1,2—0.  $\frac{1}{4}$  natürl. Größe.

verschiedene Schraffierung hervorgehoben. Ein ausgesprochener Feinlagenbau wird sofort deutlich. Am besten entwickelt sind Feinlagen der Schar  $S_1$ , mit einem mittleren Fallwinkel von 50°, ungefähr parallel

zur makroskopischen Feinbänderung (siehe früher), die hier einen durchschnittlichen Fallwinkel von  $56^\circ$  besitzt. Wie weit dieser Unterschied auf Meßfehler der schwierig zu messenden Größen zurückgeht, läßt sich nicht entscheiden. Wenigstens eine singuläre Fläche der Schar  $S_1$  schließt mit dem makroskopischen  $S$  einen Winkel von  $15^\circ$  ein. Es handelt sich hier um ein  $S$ , welches in seiner Anlage sicher spät ist, da es Körner mit geradem Bruch durchsetzt. Korrespondierende Körner sind entlang dieser Ebene um 1—2 cm versetzt.

Die Feineinlagen  $S_1$  sind relativ mächtig (4 cm) und monomaximal von Rg 1 besetzt. Sie wechseln mit 4—5 cm mächtigen Lagen, welche polymaximal mit Rg 1 bis Rg 5 besetzt sind. Letztere zeigen Areale parallel zu  $S_1$ , welche von dünneren, monomaximalen Lagen der Gruppen Rg 2, Rg 3, Rg 4 gebildet werden.

Weitere Feinlagen werden deutlich, wenn man verschiedene Richtungsgruppen getrennt untersucht. Dies wurde folgendermaßen durchgeführt: Über den Anschliff wurde ein Zentimeternetz in beliebiger Lage gelegt und diejenigen Eckpunkte des Netzes markiert, welche auf eine bestimmte Richtungsgruppe fielen. Diese Punkte wurden dann unter Zuhilfenahme einer quadratischen Auszählfläche  $4 \times 4$  cm ausgezählt. Die Flächendichten wurden in einem Verteilungsdiagramm für Rg 1 (Abb. 7) und Rg 3—4 (Abb. 8) dargestellt. Eine planimetrische Methode war auch hier notwendig, weil — wie schon erwähnt — die Korngrenzen zu unsicher waren. Das Verteilungsdiagramm der Rg 1 zeigt zwei zusätzliche Feinlagen  $S_2$  und  $S_3$  (neben  $S_1$ ).  $S_2$  bildet mit dem Horizont einen Winkel von  $85^\circ$ ,  $S_3$  fällt mit  $115^\circ$  ein. Um wenigstens eine angenäherte Maßzahl dafür zu bekommen, wie sich die Richtungsgruppen auf die drei Feinlagen  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  verteilen, wurden auf den Verteilungsdiagrammen Quadrate der Dichte 4, welche parallel zu den Lagen  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ , fallen, als Prozente des von einer Richtungsgruppe besetzten Gesamtareals wiedergegeben.

Wir finden:

	$S_1$	$S_2$	$S_3$	Knotenpunkte
Rg 1 . . . . .	22%	2%	3%	3%
Rg 2 . . . . .	13%	5%	—	6%
Rg 3, 4 . . . . .	9%	1%	10%	6%
Rg 5 . . . . .	3%	—	—	—

Die gegebenen Maßzahlen sind willkürliche Werte, welche nur ausdrücken, wie sich die Areale größer als  $1 \text{ cm}^2$  mit homogener, also hier auch monomaximaler Besetzung auf die Feinlagen verteilen.

Es ergibt sich, daß Rg 1 monomaximal bevorzugt  $S_1$  besetzt. Das gleiche gilt für Rg 2 und  $S_2$ . Rg 3 und 4 (wegen zu geringer Zahl von Individuen zusammengefaßt) besetzen bevorzugt  $S_3$ .

Der untersuchte Bereich ( $20 \times 30 \text{ cm}$ ) ist gerade hinreichend groß für die Annahme, daß  $S_1$  größere Bereiche in parallelen Scharen durchsetzt, während  $S_2$  und  $S_3$  keine durchgehenden Scharen zu bilden scheinen. An den Schnittpunkten der einzelnen Lagen treten stärkere Besetzungen auf, aber auch diese sind nicht homogen verteilt. Über das relative Alter von  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ , läßt sich wenig Sicheres aussagen, doch scheint das Verteilungsdiagramm Abb. 7 auf Gleichzeitigkeit aller drei Flächen hinzuweisen.

Konfrontiert man nun die Lage der Feinlagen mit den optisch gemessenen Achsenlagen (Abb. 4), dann kann man  $S_1$  mit Max. I,  $S_2$  mit Max. II,  $S_3$  mit Max. III in Beziehung setzen. Es ist daher ein wichtiges Resultat der Verteilungsanalyse, daß den drei Maxima im Gefüge drei reelle, Inhomogenitätsflächen entsprechen. Wie oben gezeigt, liegt die Schar  $S_1$  nahe der Feinbänderung, wobei Max. I mit dem Pol von  $S_1$  einen Winkel von 10 bis  $20^\circ$  bildet. Max. II fällt in der Analyse genau mit dem Pol von  $S_2$  zusammen, während Max. III mit dem Pol von  $S_3$  einen Winkel von durchschnittlich  $12^\circ$  einschließt.

Bevor eine Deutung der beobachteten Achsenmaxima versucht werden soll, wollen wir Vorgänge, die eine Regelung von Eiskristallen bewirken können, näher beobachten.

### Kornregelung

Perutz und Seligman [5] haben einen Mechanismus der Kornregelung vorgeschlagen, der — dem Prinzip von Becke und Riecke folgend — im wesentlichen auf thermodynamischen Gesichtspunkten beruht. Dieser Mechanismus erscheint geeignet, durch die am Korn ansetzende Spannung sowohl ein Wachstum desselben als auch eine zunehmend einheitliche Orientierung der Kristallachsen zu erklären, indem Achsenlagen mit ungünstiger Richtung bezüglich des Spannungsfeldes ausgemerzt werden. Scherflächen bleiben hierbei zunächst überhaupt außer Betracht. Man kann aber annehmen, daß innerhalb dieser sich der von Perutz und Seligman vermutete Vorgang rascher ab-

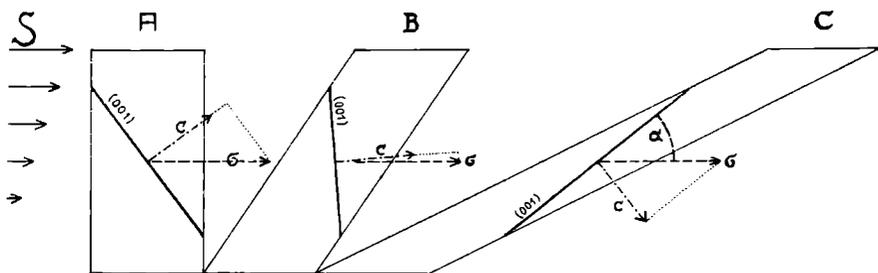


Abb. 9. Schematische Darstellung der Kornzerscherung nach Sander. Durch Scherung entlang der Flächen  $S$  wird die Basisebene des Kristalls (001) gedreht.

spielt, so daß schließlich ein Band (oder eine Feinlage) von großen, wohlorientierten Körnern resultiert.

Ohne die Ansichten von Perutz und Seligman zunächst anzweifeln zu wollen, sei im folgenden ein Vorgang beschrieben, der auf rein mechanischer Basis ebenso Wachstum und Orientierung der Körner eines auf Scherung beanspruchten Eisblocks erklären könnte. Es ist dies der von Sander [9] für die Regelung von Quarzgefügen vorgeschlagene Mechanismus der Intergranular-Zerscherung. In Abb. 9 sei  $A$  ein Ausschnitt aus einem Kristall, dessen Basalebene durch (001) und optische Achse durch  $c$  bezeichnet ist. Die Deformation dieses Körpers erfolge nun stets parallel zu einer Scherflächenschar  $S$ , welche den Kristall im Abstand von wenigen Ångström durchsetzen. Die Relativbewegung erfolge in der durch die Pfeile angedeuteten Weise. Im Laufe dieser Deformation wird der Körper der Reihe nach die Lagen  $B$  und  $C$  durchlaufen, wenn keine mechanische Anisotropie durch die im Kristall vorgegebenen Flächen vorliegt, oder genauer — wenn z. B. die Komponente der Schubspannung  $\sigma$  in der Richtung  $c$  größer ist als die Schubfestigkeit des Kristalls in dieser Richtung. In Abb. 9 ist dies für die Lagen  $A$  und  $B$  der Fall. (Die Länge des Pfeiles  $c$  sei ein Maß für die geringste Schubspannung, welche in dieser Richtung eine Scherung erzeugen kann.) Im Stadium  $C$  ist die Komponente der Schubspannung in Richtung  $c$  bereits gleich groß wie die entsprechende Scherfestigkeit. Dies bedeutet, daß nun die Schubspannung  $\sigma$  nicht mehr ausreicht, um die Fläche (001) weiterzudrehen, als Folge der Anisotropie des Materials. Nach Erreichung des Winkels  $\alpha$  erfolgt die Bewegung nicht mehr parallel

zu  $S$ , sondern unter Entwicklung einer durch das Material vorgegebenen Scherfläche nunmehr entlang der neuen Lage von (001).

Körner, welche vor Beginn der Zerschering mit ihren Basalebene innerhalb eines Winkels  $2\alpha$  liegen, können also auf diese Art nicht mehr gedreht werden (denn das gleiche, was an Hand der Abb. 9 für den Winkel  $\alpha$  erläutert wurde, gilt auch für  $180 - \alpha$ ). Wenn vor Beginn der Zerschering alle Achsenrichtungen gleichmäßig vertreten sind, wird nach vollzogener Korndrehung die Lage mit dem Winkel  $\alpha$  aber weitaus überwiegen, da dies der Endzustand für die größte Anzahl der Körner ist. Der Stellung  $180 - \alpha$  kann kein Achsenmaximum entsprechen.

Weiter wäre noch folgendes zu bemerken: Wenn die Schubspannung im Gletscher mit der Tiefe zunimmt, müßte auch der Winkel  $\alpha$  eine Funktion der Tiefe sein. Unsere Proben stammen aus Schichten, in denen sich eine Änderung der Schubspannung wohl keinesfalls noch bemerkbar machen kann. Auch in diesem Zusammenhang wäre es interessant, Eis aus großer Tiefe zu untersuchen.

Wir konnten im Gefügebild keine eindeutigen Hinweise dafür finden, ob dem Rekristallisationsprinzip oder der intergranularen Kornzerscherung die Hauptrolle bei der Eisorientierung zukommt. Für ersteres würde sprechen, daß Scherflächen im Eiskristall in Form von Lamellen oder auch undulöser Auslöschung nur sehr selten beobachtet wurden, wenn man nicht diesen Umstand damit erklären will, daß Eis besonders leicht rekristallisiert und daher alle Spuren einer Kornzerscherung verlöscht werden. Ein Hinweis, welcher vielleicht eher im Sinne der Kornzerscherung gedeutet werden könnte, ist die Beobachtung, daß Körner von Maximum V zwar scharf geregelt sind, aber sehr geringe Durchmesser besitzen. Da nun Max. V, wie noch zu zeigen ist, wahrscheinlich jüngeren Ursprungs ist, könnte man die Kornzerkleinerung als Zerbrecen während der Regelung deuten und annehmen, daß das Gefüge an diesen Stellen noch nicht Zeit hatte, wieder zu verheilen.

### Zur Deutung der aufgefundenen Feinlagen

Unter Berücksichtigung der im vorstehenden Kapitel gewonnenen Übersicht über zwei mögliche Kornregelungsmechanismen kann nun versucht werden, die Feinlagen  $S_1, S_2, S_3$  ihrer Entstehungsart nach zu deuten.

Wir betrachten zunächst Feinlage  $S_1$  (zu welcher  $S_2$  und  $S_3$  nach

den Beobachtungen von Rigsby, Bader und unseren in einem anscheinend fixen Verhältnis stehen). Für das Zustandekommen von  $S_1$  gäbe es gedanklich vier Erklärungsmöglichkeiten, wie schon in der Einleitung kurz angedeutet:

1. als ursprüngliche Sedimentationsfläche, ohne daß wesentliche Differentialbewegungen in ihr auftreten oder aufgetreten sind;
2. als reine Scherfläche, welche entweder durch die von 1. vorgegebene Anisotropie bedingt oder neu entstanden ist;
3. als Plättungsebene senkrecht auf die Hauptspannungsrichtung;
4. als wieder geschlossene Reißluft (Spalte) senkrecht auf die Hauptspannungsrichtung.

Um zwischen diesen Möglichkeiten zu entscheiden, muß zunächst das Korngefüge mit in Betracht gezogen werden. Weiter wäre es sehr vorteilhaft, die Bänderung eines größeren Teiles der Gletscheroberfläche kartenmäßig zu erfassen.

Zu 1. Für diesen Fall müßte man stets eine Parallelität der Feinbänderung mit gleichzeitig vorhandenen Ogiven im Sinne von Vareschi [13] feststellen können. Mögliche Vorgänge, welche die Sedimentationsfläche im Korngefüge abbilden können, wären Regelung der oberflächennahen Kristallachsen parallel zum Temperaturgradienten [5] oder Regelung während des Sedimentationsvorganges und der nachfolgenden Metamorphose. Steht aber die Lage des Bänderpoles, wie beschrieben, in einem bestimmten Verhältnis zu weiteren ausgezeichneten Flächen (Feinlagen  $S_2, S_3$ ), so können unter dieser Voraussetzung die letzteren nicht auch sedimentäre Flächen sein. Es ist somit unwahrscheinlich, daß sich die Bänderung nicht auch deformationsmechanisch betätigt hat. Fall 1, reine Sedimentationsfläche ohne Relativbewegung, ist daher auszuschließen.

Zu 2. Korrespondiert die Feinbänderung mit einer Richtung von besonders geringer Scherfestigkeit, dann werden sich, bei nur angenähert günstiger Lage des Spannungsfeldes, alle Relativbewegungen innerhalb derselben abspielen, wobei es nicht notwendig ist, daß sich die Scherung im Gefüge abbildet. Daß in derartigen Bändern Relativbewegungen vorkommen, wurde bisher nur in Einzelfällen durch Messung nachgewiesen. Aus später noch zu erörternden Gründen erscheint uns der Fall 2, das Band als richtige Scherfläche zu betrachten, als die wahrscheinlichste Deutung.

Wie sich später zeigen wird, kommt man mit der Annahme, daß die Feinbänderung deformationsmechanisch betätigten Sedimentationsflächen entspricht, in keinen prinzipiellen Widerspruch mit unserem bisherigen Befund über die Verteilung der Bänderung auf der Gletscheroberfläche. Ebensogut kann aber die Feinbänderung als neu angelegte Scherflächenschar erklärt werden.

Zu 3. Die Tatsache, daß wir einen Gürtel optischer Achsen in der Ebene parallel zum Haupt-Eistransport finden, macht es höchst unwahrscheinlich, daß Plattung für die Bildung der Bänderung verantwortlich ist.

Zu 4. Beim Wiederschließen von Rupturen ist eine eindeutige Orientierung der Kristalle senkrecht zur Wand zu erwarten. Dies schließt nach unseren bisherigen Befunden diesen Fall aus. Auch wäre die große Anzahl der Bänder nicht leicht ausschließlich durch wiedergeschlossene Spalten erklärbar.

Inwieweit das Gefüge ein Abbild des am selben Ort herrschenden Spannungsfeldes ist, kann nur selten entschieden werden. Relative Unterschiede der Entstehungszeit (Überprägungen) können manchmal abgelesen werden.

Die Entstehung einer Scherfläche durch Kornorientierung auf dem Wege der intergranularen Zerschering, wie sie früher beschrieben wurde (Abb. 9), enthält noch eine prinzipielle Schwierigkeit.

Wenn die Basisebenen der Kristalle jenen Winkel erreicht haben, bei dem die mechanische Anisotropie des Materials groß genug ist, um Scherbewegungen nur mehr parallel zu diesen Ebenen zuzulassen, dann bedeutet jede weitere Scherung einen Massentransport mit einer Komponente quer zur Richtung der ursprünglichen Scherflächen. Wenn dies tatsächlich eintritt, wäre eine Drehung der ganzen Scherfläche die Folge, was wiederum ohne stetige Differentialbewegung in dem umgebenden Eis nicht vorstellbar ist. Damit wäre aber die ausgezeichnete Stellung der ursprünglichen Scherfläche aufgehoben und ihre Richtung würde wesentlich von dem Maß ihrer bisherigen Betätigung abhängen. Dies steht in Widerspruch zu der auch von Bader und Rigsby beobachteten Konstanz der Lagen der Achsenmaxima und muß daher als unwahrscheinlich bezeichnet werden.

Um diesem Widerspruch zu entgehen, könnte man vermuten, daß nach Erreichung des Grenzwinkels  $\alpha$  die Differentialbewegung in den

nun geregelten Körnern zum Stillstand kommt und so der Winkel zwischen (001) und der allgemeinen Scherflächenrichtung erhalten bleibt oder daß sich Differentialbewegungen geringen Ausmaßes entlang (001) weiter abspielen, unter Einbeziehung des das Band umgebenden Materials (Rekristallisation günstig orientierter Körner). Dabei müßte das Band ständig an Dicke gletscherabwärts zunehmen, was den Beobachtungen nicht widerspricht. (Theoretisch müßte das Band auch keilförmig werden, d. h. gletscherinwärts an Dicke zunehmen.)

Mit dieser Überlegung sollte lediglich auf eine Schwierigkeit bei der Annahme des Kornzerscherungsmechanismus hingewiesen werden, und es wäre sicher unrichtig, daraus zu schließen, daß nach Beendigung dieses Vorgangs die Rolle der betreffenden Feinlage als Trägerin der Relativbewegung beendet ist. Denn erstens ist die Zahl der noch ungeordneten Körner noch immer hoch genug, um Relativbewegungen durch Zerscherung zuzulassen. Zweitens stellt, selbst wenn die Regelung vollständig durchgeführt ist, diese Feinlage im Vergleich zu dem umgebenden Material eine beträchtliche mechanische Anisotropie dar. Und drittens bleibt der Regelungsmechanismus durch Rekristallisation von diesen Überlegungen unbeeinflusst, und es ist durchaus denkbar, daß dieser nun — unter den jetzt besonders günstigen Verhältnissen — wirksam wird bzw. die Hauptrolle übernimmt. Dabei müßte es allerdings schließlich zu einer Orientierung der Basisebenen parallel zur Feinlage kommen, was nicht beobachtet wurde.

So bleibt schließlich noch die Vermutung, daß nach Erreichung des Grenzwinkels  $\alpha$  es die früher erwähnten Scherklüfte sind, welche als beiderseitige Begrenzungen der Feinlagen nun zu Trägern der Relativbewegung werden.

Eindeutig ausschließen läßt sich der von Rigsby [7] versuchsweise vorgeschlagene Regelungsmechanismus, welcher die Lage der Achsenmaxima auf zwei im Kristall vorgegebene Richtungen geringer Scherfestigkeit zurückführt. In diesem Fall wären Feinlagen, welche von nur einem Maximum besetzt sind, unmöglich, — ein Umstand, der ohne Achsenverteilungsanalyse nicht vorauszusehen war.

Die wenigen vorliegenden Beobachtungen sowie Überlegungen über die Luftverteilung im Eis lassen vermuten, daß sich die Relativbewegungen entlang verhältnismäßig dünner Lagen (Scherklüfte) sprung-

artig ändern. Wir vermuten, daß der mittlere Abstand solcher Scherklüfte etwa der mittleren Dicke der Feinlagen (4 bis 5 cm für  $S_1$ ) entspricht. Als Regelungshypothese könnte man dann versuchsweise annehmen, daß die Feinlagen  $S_1, S_2, S_3$  ihre Regelung in Einspannung zwischen den zu den Feinlagen ungefähr parallel liegenden Scherklüften erhalten. Letztere zeichnen sich im Korngefüge selbst als Achsenmaxima wegen der in ihnen herrschenden, großen Festigkeitsanisotropie gar nicht ab. Ein ähnlicher Scherungsmechanismus wurde von Sander [9] für Quarztektonite beschrieben. Kompliziert wird die Theorie im vorliegenden Fall besonders dadurch, daß die Scherklüfte in Richtung von  $S_1, S_2, S_3$  verschieden dicht geschart sein dürften und daß ihnen, im ganzen gesehen, daher auch verschiedene Festigkeitsanisotropie zukommt. Betrachtet man das Deformationsbild unter Vernachlässigung dieser Umstände als fast rhombisch-symmetrische Pressung senkrecht auf die Ebene  $S_2$ , so werden sich die Grundflächen der Kristalle parallel zu den in Abb. 10 mit  $M_1, M_2, M_3$  bezeichneten Lagen einstellen,

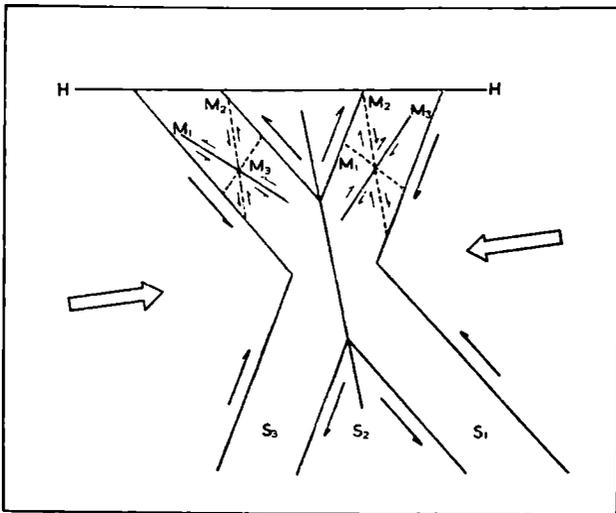


Abb. 10. Diagrammatische Darstellung der Regelungshypothese.  $HH$  = Gletscheroberfläche. Die Richtungen  $M_1$  bis  $M_3$  sind die Spuren der Basisflächen von Körnern, die parallel zu den drei Hauptmaxima eingeregelt sind.  $S_1$  bis  $S_3$  sind Feinlagen.

wie im folgenden noch näher erläutert werden wird. Hiedurch wird zwischen den Scherklüften ein System dichtgescharter Scherflächen geschaffen, so wie dies schiefer Pressung entsprechen würde, wobei in den Feinlagen  $S_1$  die Maxima  $M_1$  und  $M_2$  bevorzugt ausgebildet sind, während in  $S_3$  die Maxima  $M_2$  und  $M_3$  entwickelt sind. Die Rolle von  $S_2$  in diesem vereinfachten Bild wäre das einer Plättungsebene. Starke Festigkeitsanisotropie parallel zu dem Band bewirkt wahrscheinlich stärkere Besetzung von  $M_2$  in Feinlage  $S_3$  und überhaupt stärkste Besetzung von  $M_1$ .

Die Rolle, welche Feinlage  $S_2$  spielt, ist leider noch sehr unklar. Als Plättungsebene kann sie schon deshalb nicht gut gedeutet werden, da sie symmetrisch zwischen  $S_1$  und  $S_3$  liegt, diese beiden Feinlagen sich aber sicherlich in ungleichem Ausmaß als Scherflächen betätigt haben.

Die beiden Feinlagen  $S_1$  und  $S_3$  könnten im Fall der Pasterze am Ort unserer Beobachtungen (ebenes Gletscherbett) mit den beiden Hauptspannungsrichtungen im Sinne von Nye [2] identifiziert werden, da beide die Gletscheroberfläche in einem Winkel von etwa  $45^\circ$  schneiden.

### Der zeitliche Ablauf der Deformation

Da es letzten Endes Zweck der Gefügeuntersuchung sein soll, die dem Eise aufgeprägte Kristallregelung als Abbild stattgefundenener Bewegungen und damit auch der sie erzeugenden Spannungen zu verstehen, ergibt sich die wichtige Frage nach der Lebensdauer solcher Regelungen. Mit anderen Worten: Kann man im Einzelfall das Gefüge mit den an Ort und Stelle herrschenden Spannungen erklären, oder ist es das Abbild einer Deformation, welcher das Eis einmal höher oben im Gletscher unterlegen ist und die am Ort der Probenentnahme abgeschlossen ist?

Bei diesen Überlegungen sind, wie in der Gefügekunde bekannt, folgende Fälle zu berücksichtigen. Im großen gesehen wird die Deformation des Eises beim talwärtsgerichteten Transport immer eine monoklin symmetrische sein. Die Achse senkrecht auf die Fließrichtung ( $b$ ) wird also immer auch Symmetrieachse des Gefüges sein. Rotiert das erzeugende Spannungsfeld um diese Achse, so muß man unterscheiden, ob dadurch neue Gefügeflächen angelegt werden (diese müssen natürlich

wiederum  $b$  als Symmetrieachse haben) oder ob die alten Bewegungsflächen dank der in ihnen liegenden Festigkeitsanisotropie beibehalten werden. Vom Gefüge her kann zwischen beiden Möglichkeiten nur unter günstigen Umständen unterschieden werden, nämlich wenn Relativbewegungen entlang Scherflächen wirklich abgebildet sind und z. B. eine jüngere Scherfläche entlang einer älteren eindeutig versetzt ist (Analysenbeispiele siehe unten).

Ferner kann eine neue Lage des Spannungsfeldes gegenüber der zu untersuchenden Eisprobe derartig sein, daß die Symmetrie des wirksamen Spannungsfeldes mit der Symmetrie des Gefüges nicht mehr übereinstimmt, — dadurch etwa, daß ein Bereich aus dem Hauptstrom gewissermaßen herausgedreht wird, z. B. in Ufernähe, an Biegungen etc. Es kommt dann entweder zur Überprägung des alten Gefüges durch das neue System, oder aber das alte wird dank der Festigkeitsanisotropie beibehalten. In letzterem Fall ist es ganz unmöglich, eine Aussage über das Lageverhältnis der Gefügevektoren zu den Spannungsvektoren an der Stelle der Probenentnahmen zu machen.

Als Beispiel einer symmetriekonstanten Verformung wurde aus der näheren Umgebung unseres Lagers der folgende Fall analysiert. In der Nähe der Probenentnahme, die sich, wie schon erwähnt, in der Hauptstromachse des Gletschers befindet, streicht die Feinbänderung senkrecht zu dieser. An der Gletscheroberfläche erkennt man ein System von fast vertikal einfallenden Rissen, die sich in einem Abstand von einem bis mehreren Metern kreuzen. Das Streichen beider Rißsysteme weicht hier je  $40^\circ$  vom Streichen der Feinbänderung ab. Solche Risse beobachtet man an der Gletscheroberfläche häufig oberhalb von Zugspaltenzonen, nur hat sich in diesem Fall gezeigt, daß auch Scherbewegungen entlang der Sprünge ausgeführt werden können. Man beobachtet nämlich, daß Bänder, wo sie von solchen Rissen geschnitten werden, verschleppt sind. Ein Beweis dafür, daß das Sprungsystem sicher jünger ist als das Bändersystem. Führt man eine Gefügeanalyse (Abb. 11) eines verbogenen Bandes durch, dann ergibt sich, daß die entstandenen Falten vollkommen rückwickelbar sind, daß daher durch diese Verformung kein neues System von Scherflächen geschaffen wurde.

Es ist denkbar, daß nicht nur die Haupt-Scherfläche  $S_1$  Verschleppung an den zwei Rissen erleidet, sondern auch die Flächen  $S_2$  und  $S_3$ . Unter der Annahme,

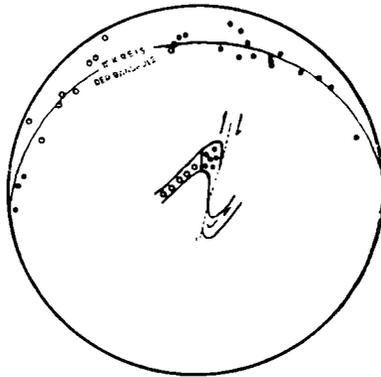


Abb. 11. 29 optische Achsen einer Schleppfalte. Die Körner des Faltenknies (volle Kreise) können durch einfache Biegung in die Kornlagen des Faltenschenkels (leere Kreise) zurückgeführt werden.

daß  $S_2$  Maximum II und  $S_3$  Maximum III entspricht, kann man sich auf der Lagekugel übersichtlich machen (Abb. 12), welche Raumlagen Max. I, II, III einnehmen, wenn man sie jeweils um die Schnittachse  $S_1$ -Riß (ausgezogen),  $S_2$ -Riß (strichpunktirt) und  $S_3$ -Riß (gestrichelt) rotiert. Man bekommt so einen Kreuzgürtel, der sich im zentralen Maximum schneidet, für Verbiegungen an  $S_1$  — und je zwei Kreisbögen für  $S_2$  und  $S_3$ .

Die Relativbewegungen an den hier senkrecht zur Gletscheroberfläche angenommenen Klüften können sich unter Umständen im Gefüge abbilden: Bewegt



Abb. 12. 157 optische Achsen. Besetzungsdichte:  $> 10-8-6-4-2-1,5\%$ .  $BB$  gibt die Richtung senkrecht auf die Haupt-Transportrichtung des Eises, welche in der Zeichnung nach oben gerichtet ist.

sich die gletscheraufwärts gelegene Seite der Kluft relativ nach aufwärts, dann tritt Verzerrung des zentralen Maximums gegen die SW- und SE-Quadranten der Lagekugel ein; bewegt sie sich nach abwärts, Verzerrung gegen die NW- und NE-Quadranten.

Konfrontiert man nun in Abb. 12 ein Achsenorientierungs-Diagramm, das von vier Proben, die nicht aus der unmittelbaren Nähe einer makroskopisch sichtbaren Verschleppung stammen, mit den oben gewonnenen Besetzungsfeldern, dann sieht man eine gewisse Übereinstimmung der Diagrammkonturen mit diesen. Man könnte also unter dem Vorbehalt, daß viel mehr Beobachtungsmaterial wünschenswert wäre, daraus auf eine weiträumige (Meter bis Meterzehner) Verbiegung der Scherflächen schließen. Auffällig ist auch das Zusammenfallen der zwei Schnittpunkte der konstruktiv gewonnenen Gürtel mit dem von Rigsby und Bader beobachteten Maximum IV (Zentralabstand  $40-44^\circ$ ), welches in Abb. 12 nur ganz schwach ausgebildet ist. Ob diese Deformation jünger, älter oder gleich alt ist wie die Scherflächenbildung, läßt sich allerdings nicht entscheiden.

Schließlich findet man in Abb. 4 noch ein Maximum (Max. V), welches zwar gute Regelung aufweist, aber nicht in das monoklin symmetrische Gefügebild hineinpaßt. Wir können daraus mit einiger Sicherheit schließen, daß dem Deformationsvorgang, der dieses Maximum erzeugte, ein anderes Alter zukommt als Max. I—III. Aus der Tatsache, daß Max. V immer nur von Körnern kleinen Durchmessers (siehe oben) gebildet wird, kann als wahrscheinlich erachtet werden, daß es jüngeren Alters ist. Die Basisflächen der zu Max. V gehörigen Körner liegen ungefähr parallel zur Spaltenrichtung an den Stellen der Probenentnahme.

Fassen wir die Ergebnisse der bisherigen Betrachtungen kurz zusammen:

1. Die Feinbänderung entspricht wirklichen Scherflächen, möglicherweise vorgezeichnet durch ursprüngliche Sedimentationsflächen. Feinlagen parallel zu dieser Bänderung werden vorzüglich von Körnern des Max. I besetzt. Entgegen der Ansicht von Perutz und Seligman steht dieses Maximum nicht senkrecht auf der Bandebene, sondern ist gegen ihren Pol um einen Winkel von ca.  $15^\circ$  geneigt.

2. Neben der Bänderung werden noch zwei weitere Feinlagen  $S_2$  und  $S_3$  unterschieden.  $S_3$  steht nahezu senkrecht auf  $S_1$  und wird bevorzugt von Körnern des Max. III besetzt. Das Kornachsen-Maximum bildet wiederum mit dem Pol von  $S_3$  einen Winkel von  $12^\circ$ . Diese Feinlage könnte im Sinne von Nye [2] mit der zweiten Haupt-Spannungsrichtung in Beziehung gesetzt und ebenso wie  $S_1$  als richtige Scher-

fläche gedeutet werden (durch die anfangs besprochene Anisotropie jedoch wesentlich weniger gut entwickelt). Die Deutung von  $S_2$  ist schwierig. Die Richtung dieser Feinlage nimmt insofern eine Sonderstellung ein, als sie als Plättungsebene gedeutet werden könnte, jedoch nur in isotropem Material. Ohne ein wesentlich größeres Beobachtungsmaterial ist hier keine Entscheidung zu treffen.

3. Die an sich naheliegende, von Rigsby geäußerte Vermutung, daß die Achsenmaxima durch besondere mechanische Eigenschaften des Kristalls verursacht sind, konnte mit Hilfe der Achsenverteilungs-Analyse ausgeschlossen werden.

### Der Luftgehalt des Eises

Der Luftgehalt des Eises und insbesondere seine räumliche Verteilung und die Form der Luftbläschen verdienen besondere Aufmerksamkeit, weil sie möglicherweise Zeugen stattgefundenen Bewegungen sein können.

Denkt man sich das Eis als idealen, plastischen Körper, in den die Luftblasen als Hohlkugeln in homogener Verteilung eingelagert sind, dann wäre das Achsenverhältnis deformierter Blasen ein direktes Maß für Differentialbewegungen, die in dem Körper stattgefunden haben.

Nimmt man nun zum Beispiel an, der Unterschied der jährlichen Gletscherbewegung auf eine Horizontalentfernung von 200 m betrage 20 m mit linearem Übergang zwischen beiden Stellen, dann müßte das Achsenverhältnis längste Achse : kürzeste Achse nach 100 Jahren etwa 10 : 1 betragen.

Schon der bloße Augenschein zeigt, daß im Gletschereis selbst in den Zonen stärkster Relativbewegung (Randgebiete) eine einheitlich gerichtete Längung der Luftbläschen nicht vorhanden ist.

Daraus wäre zu schließen, daß entweder der Übergang der Fließgeschwindigkeit nicht stetig erfolgt oder daß es innerhalb der Luftblasen Vorgänge gibt, welche starke Verformungen auszugleichen trachten.

Entsprechend der Deutung unserer früheren Beobachtungen kann der Fall einer durchgehend stetigen Differentialbewegung nicht angenommen werden. Schon aus diesem Grunde wird es unmöglich sein, von der Gestalt der Luftblasen stattgefundenen Bewegungen abzulesen. Aber selbst wenn dies nicht der Fall wäre, sind Vorgänge denkbar,

welche die Form der Luftblase in einem Sinne ändern, der nichts mit Relativbewegung zu tun hat.

In kalten Gletschern wäre es denkbar, daß innerhalb stark verzerrter Luftblasen bezüglich des Dampfdruckes über den verschieden stark gekrümmten Partien der Begrenzungsfläche kein Gleichgewicht besteht. Es würde an den stärker gekrümmten Flächen zu Sublimation und an den weniger gekrümmten zu Verdunstung kommen. Der Effekt der Oberflächenkrümmung auf die maximale Dampfspannung ist bei den hier vorkommenden Krümmungsradien selbst im Hinblick auf die lange zur Verfügung stehende Zeit sehr klein. Da bei genauerer Betrachtung dieses Vorganges noch weitere Komplikationen hinzukommen, ist eine Abschätzung seiner Wirksamkeit wohl unmöglich.

Sobald die Temperatur des Eises nahe dem Gefrierpunkt liegt, wird die Innenwand der Luftblase vermutlich immer mit wenigstens einer dünnen Wasserhaut überzogen sein, deren Verhalten dann durch Kapillarkräfte bestimmt sind.

Es konnte an einigen (frischen) Proben beobachtet werden, daß in den Hohlräumen innerhalb der Eiskörner nicht nur Luft, sondern auch größere Mengen von Wasser eingeschlossen sind. In diesem Fall nimmt die Luftblase eine von der Oberflächenspannung und der Schwerkraft bestimmte Gestalt an, unabhängig von der Form des Hohlraumes im Eis. Wenn nun das eingeschlossene Wasser gefriert, lagert es sich vermutlich gittermäßig dem umgebenden Kristall an, wobei das verbleibende Luftbläschen angenähert Kugel- oder Diskusgestalt haben wird. Während des Sommers kann dieser Vorgang im Zungengebiet nur auf die obersten Schichten beschränkt sein. Die winterliche Kältewelle dringt jedoch wesentlich tiefer ein (etwa 10 bis 20 m), und es ist daher denkbar, daß in der ganzen von ihr noch erfaßten Schicht des Gletschers eine Formänderung ursprünglicher Hohlräume im Eis auf diesem Wege eintritt.

Schon Tyndall [12] beschreibt eine Beobachtung, wonach die Luftblasen im Eis oft die Form von Rotationsellipsoiden besitzen, mit der längsten Achse parallel zur Basisebene der Kristalle [1]<sup>1</sup>. Nach un-

<sup>1</sup> Eine Orientierung der Luftblasen in der Basis der Kristalle könnte selbst dann durch Scherung nicht zustande kommen, wenn die Körner ideal orientiert sind, weil die Achse der größten Verzerrung mit der Scherungsrichtung einen vom Ausmaß der Scherung abhängigen Winkel einschließen muß.

seren Beobachtungen an Dickschliffen ergab sich im Mittel das Verhältnis kleine Achse : große Achse = 0,65, wobei auch hier die große Achse stets die Richtung von (001) hatte.

Neben dem oben beschriebenen Vorgang des Gefrierens von eingeschlossenem Schmelzwasser könnten hier auch Tyndallsche Schmelzfiguren eine Rolle spielen, in dem sie — etwa ein kleines, kugelförmiges Luftbläschen als Ausgangspunkt benützend — dieses diskusförmig erweitern und auf diese Art eine Gestaltsveränderung herbeiführen. Nach Messungen von Sauberer [10] beträgt die Lichtintensität im sichtbaren Bereich nach Durchsetzen einer 1 m dicken Schicht von blasigem Eis noch etwa 2,5% des einfallenden Lichtes, ein Betrag, der zur Erzeugung von Schmelzfiguren noch ohne weiteres ausreichen würde.

Die beiden zuletzt beschriebenen Möglichkeiten einer Umformung der Blasen wären demnach auf die oberen Schichten des Gletschers beschränkt.

Ob ein im Eis sichtbarer Hohlraum tatsächlich ein Luftbläschen oder eine Schmelzfigur ist, müßte sich theoretisch durch die Messung des darin herrschenden Druckes entscheiden lassen. Auch müßte eine reine Schmelzfigur (im Sinne von Tyndall) verschwinden, wenn das Eis unter 0° abgekühlt wird.

Wir haben es als wahrscheinlich erachtet, daß bei Eis nahe dem Schmelzpunkt die Wandungen der Hohlräume im Kristall normalerweise mit einer dünnen Wasserhaut überzogen sein werden, die dann die Temperatur von 0° besitzt. Da die Eisoberfläche dort eine vom Kristallgitter abhängige, von Ort zu Ort verschieden dichte Molekülsetzung aufweist, wird auch die Oberflächenenergie einen von Ort zu Ort verschiedenen Wert besitzen. Es ist nun denkbar, daß ein solcher Hohlraum im Eis bezüglich seiner Oberflächenenergie eine bestimmte Minimalfigur besitzt, die der Kristall herzustellen trachtet. Die Bedingungen für eine Wanderung von Molekülen erscheinen in der Nähe des Schmelzpunktes und der gleichzeitigen Anwesenheit der flüssigen Phase besonders günstig.

Mit diesen Überlegungen sollte lediglich gezeigt werden, daß man kaum hoffen kann, aus der Gestalt der Luftblasen und Hohlräume quantitativ (und wohl zumeist auch qualitativ) etwas über stattgefundene Relativbewegungen zu ersehen.

Schließlich wäre noch zu untersuchen, ob nicht die räumliche Verteilung der Luftblasen (nur solche sollen hier in Betracht gezogen werden) Aufschlüsse über Differentialbewegungen geben kann.

Bei Betrachtung der senkrechten Wände der Gletschermühle war es eindeutig der wechselnde, schichtenförmig angeordnete Luftgehalt des Eises, welcher den Eindruck einer „Bänderung“ hervorbrachte. Neben einigen, mehr oder weniger unregelmäßigen Einlagerungen von völlig luftfreiem Eis und einzelnen Bändern verschiedener Richtung gab es nur eine durchgehende Schar von „Luftlagen“. Ihr Streichen und Fallen entsprach der früher beschriebenen Feinbänderung an der Oberfläche bzw. den im Gefüge festgestellten Feinlagen  $S_1$ .

Daß die Vorgänge während und nach der Ablagerung des Schnees bzw. seiner Metarmorphose eine großräumige und in benachbarten Gebieten einigermaßen kohärente Luftverteilung im Eis zur Folge haben können, ist nicht zu bezweifeln. In diesem Fall hätten die Ebenen der Blasenschichten dieselbe Raumlage wie die Festigkeitsanisotropie, welche durch Regelung der Körner parallel zum Temperaturgradienten möglicherweise entsteht. Wenn also ursprüngliche Sedimentationsflächen durch ihre geringe Scherfestigkeit im weiteren Verlauf zu Trägern der Relativbewegungen werden, dann wird auch die ursprüngliche Luftverteilung in groben Zügen erhalten bleiben, wenigstens in den oberen Teilen des Zehrgebietes und unter der Voraussetzung, daß nicht ausgedehnte Störungen (Gletscherbrüche) vorhanden sind. (Vgl. hiezu Vareschis Befunde über das „Mischeis“ im untersten Zungengebiet.) Dies steht in keinem Widerspruch zu unseren früheren Schlüssen über die Rolle der Feinbänderung. Die von gut orientierten Körnern besetzten Feinlagen  $S_1$  zeigten zugleich den geringsten Luftgehalt oder waren zum Teil überhaupt luftfrei, was in diesem Fall weniger eine Folge von Scherbewegung als vielmehr ein Indikator für die kristallmäßige Beschaffenheit des betreffenden Eises wäre.

Im Gegensatz zu dieser Möglichkeit könnte jedoch auch die Scherbewegung selbst eine völlig neue Luftverteilung schaffen, die mit Sedimentationsflächen nichts zu tun hat. Es wird allgemein angenommen, daß besonders starke Scherbewegung u. U. eine luftfreie Lage (Blauband) erzeugt. Wenn dieser Vorgang mit wechselnder Stärke in größeren Teilen des Gletschers wirksam ist, wäre eine Schichtung des Luftgehaltes

die Folge, in der luftarme Lagen starke Relativbewegung (und umgekehrt) anzeigen. Im Gegensatz zu dem zuerst beschriebenen Fall wäre hier eine bestimmte Luftverteilung die Folge bestimmter Relativbewegungen und nicht ein Indikator für die Beschaffenheit des Eises.

Auf welche Art hiebei die Luft umgelagert bzw. abtransportiert wird, läßt sich im einzelnen kaum überblicken, solange nicht Rekristallisation bzw. Deformation der Gletscherkörner besser bekannt sind. (In diesem Zusammenhang machten wir die Beobachtung, daß in einigen wenigen Fällen die Ränder der Feinlagen  $S_1$ , früher als Scherklüfte bezeichnet, mit dünnen Lagen feinsten Luftblasen besetzt waren.)

Die beiden eben erörterten Wege der Entstehung schichtförmiger Luftverteilung im Eis der Gletscherzunge sind zwei Extreme, die der Wirklichkeit gewiß nicht gerecht werden können. Es sollte damit lediglich gezeigt werden, daß auch die makroskopische Luftverteilung im Eis zunächst wenig Aufschlüsse liefert.

Die Arbeiten von Vareschi [13] haben wertvolle Resultate geliefert, doch wäre es sehr wünschenswert, eine einfachere Methode zu finden, mit der man ehemalige Firnhorizonte im Zungeneis (wo solche überhaupt vorhanden) feststellen kann. Möglicherweise wäre hiezu die Verfolgung der Luftblasenschichtung in einem Längsprofil geeignet.

### **Die Anordnung von Bändern in einem Profil quer über den Gletschern**

In Anbetracht der in den vorhergehenden Kapiteln gezogenen Schlüsse über die Entstehung der Bänderung erschien es wünschenswert, diese in einem Querprofil über den schutfreien Teil des Gletschers zu vermessen. Die Lage des Profils ist in Abb. 1 eingezeichnet. Die Endpunkte sowie ein Kontrollpunkt in der Mitte wurden durch Rückwärts-einschnitte festgehalten. Die dazwischenliegenden Punkte wurden durch Einweisen und Bandmessung festgelegt. Ihr Abstand betrug 20 bis 40 m. Die Gesamtlänge des Profils beträgt rund 700 m.

Gemessen wurde an jeder Stelle das Streichen und Fallen der Feinbänderung. Gleichzeitig wurden alle „Risse“ vermessen, die sichtlich nicht zu dem System der Feinbänderung gehörten [6, 13]. Daß es sich tatsächlich um klaffende Risse (wenige Millimeter) gehandelt hat, konnte nur bei einigen festgestellt werden. Da eine nähere Untersuchung dieser

Gebilde nicht jedesmal vorgenommen wurde, könnte es sich bei manchen der so kartierten „Bänder“ auch um rillenartig eingetiefte Spuren von Blaubändern gehandelt haben.

Die Messung des Fallens der Feinbänderung war unter einigen Schwierigkeiten mit dem Geologenkompaß möglich. Der Einfallswinkel der Rißflächen erschien fast durchwegs vertikal, doch war eine Messung hier ohne Bloßlegung der Fläche unmöglich.

In Abb. 13 ist das Fallen und Streichen der Feinbänderung entlang unserem Profil dargestellt. Vom Gletscherufer ausgehend, sieht man zunächst ein zur Gletscherbewegung nahezu paralleles Streichen der Feinbänder bei relativ steilem Einfallswinkel ( $60^\circ$ ). Gegen die Mitte zu dreht die Streichrichtung, bis sie kurz vor Erreichen der „Firnnaht“<sup>2</sup> fast senkrecht zur Hauptachse des Gletschers liegt. Das Fallen beträgt hier  $45^\circ$ . Von hier schwenkt das Streichen rasch um  $90^\circ$  und steht in unmittelbarer Umgebung der Firnnaht parallel zu dieser bei ungefähr vertikalem Einfallswinkel. Dieser Verlauf wiederholt sich jenseits der Firnnaht in ganz ähnlicher Weise. Der minimale Fallwinkel erreicht in 500 m Entfernung vom Gletscherufer wieder etwa  $40^\circ$ . Diese Verteilung des Streichens und Fallens kann einer zweifachen Löffelform der Feinbänder verglichen werden.

Am Ort unseres Lagers hatten wir aus dem Gefügebild der dort entnommenen Proben auf eine Scherbewegung entlang der Feinbänderung (Feinlagen  $S_1$ ) geschlossen und später vermutet, daß diese in Beziehung mit der Firnschichtung steht. Es ist nun die Frage, ob sich die Vermutung bei Betrachtung des Querprofils Abb. 13 aufrechterhalten läßt.

Vergleicht man die von Vareschi [13] im Zungengebiet des Aletschgletschers gefundenen Einfallswinkel seiner Ogiven bzw. Jahresschichten (wenige Grad gegen die Horizontale), so erscheint das von uns beobachtete Fallen der Feinbänderung von  $40$  bis  $50^\circ$  an den Spitzen der beiden

<sup>2</sup> Die Firnnaht ist ein der Pasterze eigentümlicher Streifen von fast unverfestigtem Firn, welcher von einer Mulde unterhalb der Steilstufe auf der Höhe des Großen Burgstalls entspringt und etwa parallel zur Hauptstromachse des Gletschers bis fast zum Zungenende zu verfolgen ist. Instruktive Bilder der Firnnaht veröffentlichte u. a. Paschinger [4]. Die in dieser Arbeit gegebene Erklärung der Entstehung der Firnnaht (oder „Firnmoräne“) kann allerdings nicht befriedigen und soll a. a. O. näher diskutiert werden.



Bögen sehr steil. Doch kann ein direkter Vergleich zwischen zwei morphologisch so verschiedenen Gletschern nicht gezogen werden.

Setzt man voraus, daß Vareschis Deutung seiner Beobachtungen (Ogiven = Jahresschichten) den Tatsachen entspricht, dann wäre eine gewisse Parallelität der Ogiven mit der Feinbänderung zu erwarten, d. h. in unserem Fall müßte links und rechts der Firnnaht je ein System von Ogivenbögen mit dem zugehörigen, randlichen „Pflugfurcheneis“ zu beobachten sein. Leider war es während der Zeit unseres Aufenthaltes am Gletscher nicht möglich, Ogivensysteme mit Sicherheit festzustellen.

Nach den von Vareschi u. a. gegebenen Bildern dieses „Pflugfurcheneises“ zu urteilen, ist dieses identisch mit der von uns als Feinbänderung bezeichneten Form. Das Profil Abb. 13 zeigt, daß diese unter günstigen Bedingungen einwandfrei und zusammenhängend über den ganzen Gletscher verfolgt werden kann und daß daher das „Pflugfurcheneis“ durchaus keine auf bestimmte Zonen (etwa die Ränder von Ogivensystemen) beschränkte Form ist. Es erscheint daher nicht vorteilhaft, diese spezielle Bezeichnung beizubehalten.

Wenn die Feinbänderung Trägerin von Relativbewegungen war oder ist, dann kann man erwarten, daß sie in bestimmten Teilen des Gletschers (Randzonen) eben besonders gut entwickelt ist.

Falls die Feinbänderung tatsächlich von ursprünglich oberflächenparallelen Horizonten herrührt, könnte ihre Anordnung entlang dem Profil Abb. 13 leicht auf folgende Art erklärt werden.

Die beiden Haupt-Nährgebiete des hier behandelten Gletscherteiles sind der Rifffirn und der Schneewinkelfirn, — beiderseits des zentralen Johannisberges angeordnet (Abb. 1). Der direkt vom Nordostabhang des Johannisberges herabströmende Gletscher wird vermutlich hinter den anderen beiden Teilströmen an Mächtigkeit zurückstehen. Es ist nun denkbar, daß entlang einer Konvergenzlinie, welche durch die starke Verengung des Gletscherquerschnitts bei den beiden Burgställen hervorgerufen wird, die Schichtflächen in der Tiefe des zusammenströmenden Eises aufgestellt werden. Daß es hiebei zu keiner sichtbaren Aufwölbung der Oberfläche kommt, kann eine Folge der in dieser Gegend rasch zunehmenden talauswärts gerichteten Komponente der Fließgeschwindigkeit sein, welche die vertikal gerichtete bei weitem überwiegt. Nach

dem Ausschmelzen der so verformten Schichten weiter unten auf der Zunge wäre dann die beobachtete Form eines zweifachen Löffels zu erwarten.

Es wäre jedoch verfrüht, hieraus weitere Schlüsse ziehen zu wollen, solange noch keine in allen Punkten einwandfreie Erklärung der Entstehung der Feinbänderung vorliegt.

Der Verlauf der „Risse“ entlang unserem Profil (Abb. 14) ist wesentlich unübersichtlicher als der der Feinbänderung. Von einer löffelförmigen Anordnung (wie sie von Philipp [6] für die gleichen Formen beschrieben wurde) ist wenig zu bemerken. Auch ein richtungsmäßiger Zusammenhang mit der Feinbänderung scheint nicht mit Sicherheit anzugeben.

Da es uns, wie erwähnt, nicht möglich war, bei jeder Messung die wirkliche Natur des beobachteten „Risses“ zu prüfen, ist es durchaus denkbar, daß eine geringe Zahl von nicht unter diesen Begriff fallenden Oberflächenphänomenen (Blaubänder, wie z. B. verheilte Spalten) mitgemessen wurden. Das Profil Abb. 14 stellt daher kein ganz einheitliches Beobachtungsmaterial dar.

Trotzdem läßt die Anordnung der Risse eine gewisse Kohärenz innerhalb einzelner Systeme erkennen. Es ist ohne weiteres möglich, solche auszusondern, die teils zur Firnnaht, teils zur Lage des Geschwindigkeitsmaximums (sofern ein mittleres Maximum hier überhaupt repräsentativ ist) symmetrisch liegen. Doch erschiene eine solche Auswahl als allzu willkürlich, solange nicht mehr Messungen dieser Art vorliegen. Es sollen daher lediglich einige Andeutungen gegeben werden.

Auffällig ist zunächst das mit  $\times$  bezeichnete System. Wenn es sich hier tatsächlich um Risse, d. h. um Arten einer Differentialbewegung handelt, bei der wenigstens eine geringe Zugkomponente herrscht, dann ist diese Anordnung der Richtungen schwer zu verstehen, da sie jeweils nahezu senkrecht auf den maximalen Bewegungsdruck stehen. Entsprechend dem früher Gesagten erscheint es daher nicht ausgeschlossen, daß es sich hier um Spuren andersartiger Bänder handelt, die nicht zu dem eigentlichen System der Risse gehören. Doch muß dies zunächst eine nicht weiter begründbare Vermutung bleiben.

Betrachtet man die übrigen, eher parallel zur Bewegungsrichtung liegenden Risse, dann erscheint es möglich, ein System auszusondern, welches deutlich symmetrisch zum Geschwindigkeitsmaximum liegt (mit  $\triangle$  bezeichnet).

Auch ein zur Firnnaht symmetrisch liegendes System (mit  $\bigcirc$  bezeichnet) kann ausgesondert werden.

Ohne den Versuch einer Deutung dieses Profils unternehmen zu wollen, soll hier lediglich bemerkt werden, daß ein zum Geschwindigkeitsmaximum symmetrisch liegendes System von Rissen vermutlich durch Spannungen, welche senkrecht auf das Geschwindigkeitsprofil stehen, erklärt werden kann. Der Riß hätte dann den Charakter einer lotrecht im Gletscher stehenden Scherfläche. Wenn das Eis an der betreffenden Stelle nur einem geringen Zug (etwa durch Unregelmäßigkeiten in der Oberflächenform) unterliegt, könnte ein leichtes Klaffen die Folge sein, — wie an manchen Stellen ja auch beobachtet wurde.

Außerordentlich erschwerend bei diesen Überlegungen ist auch hier das Problem der Beständigkeit solcher Erscheinungen an der Gletscheroberfläche.

Im übrigen wäre es möglich, aus dem genauen Studium der früher beschriebenen Verschleppungen Aufschlüsse über das Ausmaß der Relativbewegungen an solchen Rissen zu gewinnen.

Trotz der geringen, in der vorliegenden Arbeit erzielten Ergebnisse ist zu hoffen, daß diese Art der Untersuchung zusammen mit geeignet angelegten geodätischen Messungen zu allgemeineren Resultaten führen wird.

Es ist uns eine angenehme Pflicht, der Österreichischen Akademie der Wissenschaften sowie dem Sonnblickverein für ihre finanzielle Hilfe zu danken. Auch die Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien unterstützte uns in sehr entgegenkommender Weise durch die Beistellung von Instrumenten. Die Österreichische Tauernkraftwerke A.G. übernahm den Transport unseres umfangreichen Gepäcks von Zell am See zum Glocknerhaus und zurück, wofür auch an dieser Stelle besonders gedankt sei. Weiter danken wir Herrn Prof. Dr. W. Schwarzacher, der Akademischen Sektion des Österreichischen Alpenvereins und ihrem Hüttenwart, Herrn Oberbaurat Dipl.-Ing. Hinterberger, der Großglockner-Hochalpenstraße-A.G., sowie dem Niederösterreichischen Höhlenverband für die Hilfe, welche sie unserer Arbeit gewährten.

**Literaturverzeichnis**

- [1] Bader, H.: Introduction to Ice Petrofabrics. Journ. Geol. 59, 6, 1951.
- [2] Nye, J. F.: The Mechanics of Glacier Flow. Journ. Glaciol. 2, 12, 1952.
- [3] Paschinger, V.: Pasterzenstudien. „Carinthia II“, XI. Sonderheft, 1948.
- [4] Paschinger, V.: Die Firnmoräne der Pasterze. Z. f. Gletscherk. u. Glazialgeol. I, 1948.
- [5] Perutz, F. M., and G. Seligman: A crystallographic investigation of glacier structure and the mechanism of glacier flow. Proc. Roy. Soc., A, 950, 172, 1939.
- [6] Philipp, H.: Gletscheruntersuchungen in den Ostalpen. Z. f. Gletscherk. XX, 1932.
- [7] Rigsby, G. P.: Crystal Fabric Studies on Emmons Glacier, Mount Rainer, Washington. Journ. Geol. 59, 6, 1951.
- [8] Sander, B.: Glazialgeologie und Gefügekunde. Z. f. Gletscherk. XXII, 1935.
- [9] Sander, B.: Einführung in die Gefügekunde der geologischen Körper. Springer, Wien 1950.
- [10] Sauberer, F., und F. Ruttner: Die Strahlungsverhältnisse der Binnengewässer. Probl. d. Kosm. Physik, XXI, 1941.
- [11] Seligman, G.: The Growth of the Glacier Crystal. Journ. Glaciol. 1, 5, 1949.
- [12] Tyndall, J.: Die Gletscher der Alpen. Braunschweig 1898.
- [13] Vareschi, V.: Die pollenanalytische Untersuchung der Gletscherbewegung. Veröff. Geobot. Inst. Rübel, Zürich, 19, 1942.