

Zeitschrift: Schweizerische mineralogische und petrographische Mitteilungen = Bulletin suisse de minéralogie et pétrographie
Band: 47 (1967)
Heft: 2

Artikel: Modellversuche zur Fließregelung in Graniten. Beiträge zur Tektonik von Fließgefügen III
Autor: Nickel, E. / Kock, H. / Nungässer, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-36960>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 27.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Modellversuche zur Fließregelung in Graniten

(Beiträge zur Tektonik von Fließgefügen III)*)

Von *E. Nickel*, *H. Kock* und *W. Nungässer* (Fribourg)**)

Mit 51 Figuren und 1 Tabelle im Text

Abstract

The distinctly aligned components — very often parallel to the external limits — of many granite-complexes lead to the opinion, that their fabric in most cases has been formed after the emplacement. Typical granites are here defined as displaying a combination of flow layers and lineation in a dome structure.

Lineation of such plutonic bodies has been called „Streckung“ (linear stretching) by Cloos, who thought it to be a texture due to the fluid phase of granite.

In order to understand the significance of dome structures and lineations, experiments have been made with model substances. Textures of fluid phases in granite must be distinguished from lineation in B and from textures in volcanic rocks.

Flow of highly viscous fluids (glucose $\eta = 10^4$ P) has been produced in cylindrical containers (15 l) by a hydraulic press (one way experiment) or by a screw conveyer (circular experiment).

Intrusion experiments into places of larger cross-section show that anisometric particles will be arranged in a planar way. This texture will remain, if the distance of intrusion is short. Special conditions of flow are produced which are typical for granite plutons.

Flow alignment in volcanic rocks (parallel arrangement of small rods in the direction of flow) result from high velocities and are combined with the breakdown of intrusion-textures. A certain Reynolds-number value can be given and reproduced by experiment, where anisometric particles rotate into positions parallel to flow-lines. For granites with dome-structures such values of velocity cannot be assumed. Strong lineation can be produced also below this given value by unequal retrograde movement within limiting walls leading to a change of intrusion-texture to a texture of broadening fluid.

*) Gedruckt mit Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds.

**) Institut für Mineralogie und Petrographie der Universität Freiburg/Schweiz.

Independent of intrusion-texture, flow-textures in granite may result from inhomogenities which divide viscous masses and cause different velocities of flow (secondary flow textures). Granites with vertical flow of „Schlieren“ are a special type of intrusion. Structures intermediate between dome-structures and secondary flow-structures may be experimentally reproduced.

As a special case of a-lineation flow of highly charged suspensions of rods (comparable to squeezed anorthosites) will be discussed. Also experiments of intrusions interrupted by turbulent phases will be commented on, and stratifications of media of different viscosity and the significance of convection are considered.

Zusammenfassung

Viele Granitmassive zeigen eine so strenge Komponentenregelung, die zudem häufig noch dem Gefüge des Rahmens parallel geht, dass man geneigt ist, post-intrusive Texturbildung (Amplatzgefüge) für wahrscheinlicher (d. h. auch häufiger verwirklicht) zu halten als Fliessregelung (Einströmgefüge). Als *Granite mit typischem Parallelgefüge* sollen solche bezeichnet werden, die in einem Kuppelbau planare Texturen mit Lineation verbinden.

Die Lineation solcher Plutone wird in der Granittektonik „Streckung“ genannt und in ihrer Beziehung zum Kluftsystem des erstarrten Gesteins besprochen. Dennoch hat H. Cloos, der den Namen schuf, daran festgehalten, dass die Streckung eine *Fliessregelung* abbildet.

Daher wurde von uns durch Einstrom- und Deformationsexperimente an Modellen zu klären versucht, wie der Kuppelbau zu verstehen ist und welche Bedeutung Lineationen haben. Granitische Fliessregelung ist zu unterscheiden von blossen Deformationsgefügen mit B-Lineation, aber auch von der Fliessregelung in Vulkaniten.

Die Strömungsvorgänge werden an hochviskosen Stoffen (Glucose $\eta = 10^4 P$) in zylindrischen Behältern bis zu 15 l Inhalt erzeugt, und zwar durch eine hydraulische Presse (Einwegversuche) oder durch eine Schneckenpumpe (Ringanlage).

Einströmversuche unter Querschnittsverbreiterung (Quelldehnung) zeigen, dass anisometrische Teilchen vollständig planar geregelt werden und in dieser Regelung fixiert bleiben, solange die Steigstrecke kurz ist. In diesen Fällen schafft das Ineinandergreifen von Quelldehnung und Scheitelgleitung spezielle Strömungsverhältnisse, die für Granitplutone typisch sind.

Vulkanische Fliesslinienregelung (Parallelstellung von Stäbchen in Fliessrichtung) erfolgt bei hohen Geschwindigkeiten und ist gleichbedeutend mit dem Auflösen des Quellkuppelbaus. Es lässt sich eine Reynoldszahl angeben, von der ab — bei gegebenen Versuchsbedingungen — anisometrische Teilchen innerhalb der Versuchsstrecke deutliche Rotationen ausführen, um sich fliesslinienparallel zu stellen. Für Granite mit Kuppelbau sind aber solche Geschwindigkeiten nicht anzunehmen. Strenge Lineation lässt sich aber auch weit unterhalb der genannten Reynoldszahl erzeugen, wenn nämlich die allseitige Quelldehnung im Zylinder entartet zu einer Querdehnung in einem unrunder Gefäss: es entsteht ein Druckentlastungsfluss durch ungleich zurückweichende Wände.

Unabhängig von „Kuppelbau mit Streckung“ kann in Graniten Fliessregelung auch dann entstehen, wenn Inhomogenitäten im Magma auftreten, welche die

viskose Masse zerteilen und damit ein ungleich schnelles Fließen in ihr erzeugen („sekundäre Fließregelung“). Granite mit vertikalem Schlierenfluss stellen also einen speziellen Intrusionstyp dar. Die sich dadurch ergebenden Stockwerkbeziehungen werden erörtert. — Übergänge zwischen Kuppelregelung und sekundärer Fließregelung sind experimentell erzeugbar.

Als Sonderfall wird die a-Regelung beim Strömen von Suspensionen hoher Teilchenbelastung (Typ abgequetschter Anorthosite) diskutiert. Ferner erfolgen Versuche zur Zwischenschaltung turbulenter Phasen bei der Intrusion sowie über das Schichtungsphänomen unterschiedlich viskoser Massen und die Bedeutung der Konvektion.

Inhaltsverzeichnis

Vorbemerkungen	402
Definitionen einiger in dieser Arbeit verwendeter Begriffe.	403
I. Das petrologische Problem: Die Platznahme von Magmen	405
II. Die rheologischen Bedingungen	407
a) Das Fließverhalten viskoser Substanzen	408
b) Die Teilchenregelung	411
c) Übertragung auf den geologischen Fall	413
d) Die Dimensionierung des Modells	416
III. Die Strömungsanlage	418
a) Die verwendeten Flüssigkeiten	418
b) Die Versuchsaapparaturen	420
c) Markierung der Fließvorgänge, Kanalisierung der Glucose	424
IV. Die Phänomene des Einströmens	429
a) Das Strömungsprofil im Einwegversuch	429
b) Scherung und Regelung im Einwegversuch	433
c) Konvektion und Sedimentation	442
V. Von der Quelldehnung zur Fließlinienregelung	445
VI. Texturierung durch Inhomogenität	452
a) Zerteilung und Kanalisierung im Pluton	452
b) Injektion und Intrusion	456
c) Turbulente Phasen	460
VII. Die Überschreitung des Geltungsbereiches Newtonschen Fließens	464
VIII. Lineation in Foliation	470
a) Der granitische Fließliniendom	471
b) Die „Streckung“ (Cloos) im Strömungsversuch	476
c) Die Abhängigkeit vom tektonischen Stockwerk	483
IX. Zwischen Fließregelung und Tektonoblastese	489
X. Literatur	493

Vorbemerkungen

Der eine von uns beschäftigt sich seit langem mit den Strukturen von Graniten und Dioriten und hat in seinem Institut versucht, experimentelle Hinweise für die Entstehung dieser Strukturen zu finden.

Im deutschen Schrifttum spricht man von „Textur“, wenn die durch die Mineralanordnung erzeugte Architektur des Gesteins gemeint ist (z. B. Paralleltextrur), während sich „Struktur“ auf den Einzelverband der Mineralkörner bezieht (z. B. porphyrische Struktur). Letzterer interessiert in unserem Zusammenhange nicht. Wir verwenden den Ausdruck „Struktur“ für den Bau des Gesamtkörpers. — In dieser Arbeit geht es um Kornformregelungen (Texturen) in granitischen Plutonen und um die Beziehung der Gefüge zur Gesamtstruktur.

Nach dem Bau einer hydraulischen Presse mit Einströmzylinder für hochviskose Flüssigkeiten (mit J. Dudler) und den ersten Versuchen (mit H. Leiteritz) war im Rahmen der Arbeit „Einström- und Amplatzgefüge von Graniten“ (NICKEL 1963) über die Zielsetzung und den damaligen Stand referiert worden. Später wurde auch die Ringanlage in Betrieb genommen. Zusammen mit J. v. Raumer haben wir ständig auch die feldgeologischen Gesichtspunkte diskutiert. Unserem Präparator, Herrn J. Charriere, danke ich für seinen unermüdlichen Einsatz bei der Vervollkommnung der Apparaturen und für die sachkundige Betreuung des Labors.

Der Schweizerische Nationalfonds finanzierte zum grössten Teil das Vorhaben und verpflichtet uns zu grossem Dank. Durch ein Stipendium der Fritz-Thyssen-Stiftung konnte die Mitarbeit des einen von uns gesichert werden. Ebenso zu danken ist dem Hochschulrat der Universität Freiburg für die Hilfe, die wir zum allgemeinen Ausbau des Labors nötig hatten.

Wie weit man den Aufwand der über Jahre gehenden Untersuchungen als gerechtfertigt ansehen kann, wird die Zukunft lehren. Wir glauben, dass wir durch die von uns gesammelten Erfahrungen in die Lage versetzt sind, bestimmte geologische Phänomene klarer zu beurteilen. Eigene Experimente waren deshalb notwendig, weil die aus der Hydromechanik und Rheologie bekannten Ergebnisse auf unsere komplexe Fragestellung nur Teilantworten geben und auf die Empirie verweisen. Die geologischen Verhältnisse liegen ja abseits klar umrissener, isoliert behandelbarer Einzelphänomene. Will man also mehr Sicherheit für geologische Interpretationen, so darf man sich nicht scheuen, Modellexperimente auch dort anzusetzen, wo sich die verschiedenen beteiligten Faktoren *nicht*

isoliert untersuchen lassen. Gerade hier die empirische Basis zu verbreitern und so zu neuen quantifizierenden Versuchen Anlass zu geben, ist das Anliegen dieser Arbeit.

Unsere Versuche beziehen sich auf die Fliessphase der Magmenintrusion. Dies ist freilich nur die *eine* Seite des Gesamtproblems. Denn die Phase des Weiterwachstums der Kristalle im tektonischen Spannungsfeld bedarf einer zusätzlichen Behandlung, die sich allerdings auf die Phänomene der vorhergehenden Fliessphase stützen muss.

Was die Weiterwachstumsphase betrifft, so zeigen unsere orientierenden Versuche zur viskoelastischen Verspannung und zur Polykristallisation, dass noch eine Reihe spezieller chemischer Vorarbeiten notwendig sind, ehe man (nach Kenntnis geeigneter Substanzen) übersieht, welche physikochemische Möglichkeiten für ein brauchbares Modell zur Verfügung stehen.

Während uns Laven im Naturexperiment das rheologische Verhalten unmittelbar vor Augen führen, bleibt uns der analoge Vorgang an Plutoniten verborgen. Das Modell-Experiment muss sich von vornherein mit stark verminderten Ähnlichkeiten behelfen. Es haben sich daher die Experimentatoren (wie Cloos, Oertel, Ramberg, Riedel u. a.) immer berechtigt gefühlt, mit einer vom geologischen Material stark verschiedenen Materie zu arbeiten, mit Tonen, Paraffinen, Gelatine usw. Im Gegensatz hierzu wollten wir für das Studium der Fliessphase die rheologische Ähnlichkeit von Modell und geologischem Körper durch *Art und Betrag* der Viskosität gesichert wissen. Demnach musste die Versuchssubstanz eine Flüssigkeit mit Newtonschen Eigenschaften sein, und die Versuchsanlage war so zu dimensionieren, dass nach dem Prinzip der physikalischen Ähnlichkeit für Magmafluss und Modellströmung gleiche Reynoldszahlen gelten.

Experimente mit hochviskosen Substanzen sind, besonders bei relativ grossen Flüssigkeitsvolumina, langwierig und in ihrem Verlauf schlecht übersehbar. Man ist darauf angewiesen, „gutartige“ Stoffe zu finden und unerwünschte Nebeneffekte auszuschalten. Die meisten hochviskosen Stoffe sind undurchsichtig bzw. nur durchscheinend, viele korrodieren die Apparate. Einige schon früher erwähnte Voraussetzungen in den Experimenten (NICKEL 1963) sind des Zusammenhanges wegen in dieser Arbeit noch einmal genannt.

Definitionen einiger in dieser Arbeit verwendeter Begriffe

Einwegversuch. Einpressen von Flüssigkeit in vertikal stehende Rohre (einige cm \varnothing) oder Zylinder (ca. 20 cm \varnothing) von unten her; Beendigung des Fliessens während der Füllungsphase.

Umströmversuch (in der Ringanlage). Durchleiten von Flüssigkeit durch die gleichen Rohre oder Zylinder unter Abführung der Flüssigkeit am oberen Zylinderende.

Quelldehnung. Vorgang des laminaren Strömens viskoser Flüssigkeiten bei Querschnittserweiterung, wenn also die Flüssigkeit aus einem (engen) Rohr in einen (weiten) Zylinder übertritt.

Querdehnung heisst der gleiche Vorgang, wenn das Einstromen nicht in einen Zylinder, sondern in einen unrunder Behälter erfolgt.

Quellkuppel wird die durch Quelldehnung erzeugte, mit Schlieren oder Teilchen markierte Struktur genannt.

Querkuppel heisst die entsprechende Bildung bei Querdehnung.

Steigkuppeln heissen die mit fortgehender Strömung sich von der Einstromöffnung entfernenden Vorzeichnungen, die sich aus Quellkuppeln entwickeln.

Scheitelgleitung ist das radiale Auseinanderfliessen der obersten Flüssigkeitsschicht gegen die Zylinderwand (quer zur Anstiegsrichtung). Die vom Scheitel der Steigkuppel an den Rand gewanderte Flüssigkeit bleibt gegen die ständig weitersteigende Flüssigkeitssäule zurück: relatives randliches Absinken.

Zonen im Einwegversuch. Beim Anstieg im Zylinder muss also unterschieden werden:

- a) die Quellstrecke (Bereich der Quellkuppelbildung);
- b) die Steigstrecke (oberhalb des Bereiches der Quellkuppelbildung);
- c) der Bereich der Scheitelgleitung (nahe dem Meniskus der Flüssigkeit).

Der in der Strömungsmechanik übliche Begriff der „Anlaufstrecke“ kann bei unseren Versuchen nicht benutzt werden.

Scherungsschlieren. Jede echte Schliere stellt als Inhomogenitätsbereich eine mechanisch wirksame Vorzeichnung in der viskosen Flüssigkeit dar. Jedoch kann man für die Versuche unterscheiden zwischen „Indikatorschlieren“ (Hauptzweck: blosse Markierung von Strukturen) und eigentlichen „Scherungsschlieren“ (in ihrer Bedeutung als Gleitelement).

Unstetig-scherendes Fliessen (PHILIPP 1936). Bei laminarem, stationärem Fluss Newtonscher Flüssigkeiten sollte das Zergleiten im Geschwindigkeitsgefälle kontinuierlich erfolgen. Gleichwohl beobachtet man unter besonderen Umständen auch ein stufenweises periodisch wiederholtes Abscheren von Flüssigkeitsschichten so, dass mit blossen Auge sichtbare Inhomogenitäten auftreten.

Lineation. Auftreten einer eindimensionalen Textur.

Foliation. Auftreten einer zweidimensionalen (planaren) Textur.

Wo zur Unterscheidung notwendig, wird noch benutzt:

Linearregelung für die Anordnung von Festkörperchen gemäss der Lineation.

Planarregelung für die Anordnung von Festkörperchen gemäss der Foliation.

Fliesslinienregelung. Anordnung von stengeligen Festkörpern in Richtung der Fliesslinien (= tektonische Richtung a).

Streckung (CLOOS). Lineation bzw. Foliation in Granitkuppeln. Unseren Versuchen zugänglich ist nur der als Fliesslinienregelung beschreibbare Anteil der „Streckung“: nämlich ein Druckentlastungsfluss parallel der längeren Achse von Querkuppeln.

Die Streckung nach der *langen* Achse der Kuppel, von uns „Typ Sierra Nevada“ genannt (die Bezeichnung „Typ Passauer Wald“ — nach CLOOS — ist vom

Objekt her nicht zutreffend), gehört eindeutiger zur Fliessphase als die Streckung nach der *kurzen* Achse („Typ Strehlen“). Denn beim letztgenannten Typ ist die elastische Phase (in welcher Schubspannungen auch ohne andauernde Verformungen aufrechterhalten werden) stärker an der Texturprägung beteiligt.

Teilchen-Rotation. Die zur Erreichung der Gleichgewichtslage notwendige Drehung der einzelnen anisometrischen Festkörper in der Strömung, entsprechend dem Geschwindigkeitsgradienten der das Teilchen umfassenden Fliesslinien.

Als Streckungsrotation (gefügekundlich) könnte man den Schwankungsbereich in der Orientierung stengeliger Teilchen bezeichnen, wenn sich (bei Fliesslinienregelung durch Querdehnung) statt eines Maximums in α im Gefügediagramm ein B-Gürtel einstellt.

Kanalisation. Zerteilung homogener viskoser Flüssigkeiten und Erzeugung nebeneinanderliegender, zu Säulen deformierter Steigkuppeln.

Sekundäre Fliessregelung wird (im Gegensatz zum Kuppelbau) jene Regelung genannt, die in kanalisierten Systemen auftritt: Fliesslinienregelung auf den als Gleitzonen fungierenden „internen Wänden“, bzw. Schnittkanten der Teilkuppeln.

Eine Parallelstellung anisometrischer Körner in Fliessrichtung entsteht auch in Suspensionen, die durch höheren Festkörperanteil versteift sind (immobilisierte Suspensionen).

Texturgrenzwert. Angabe der Reynoldszahl, bei welcher in Rohrströmungen die zum Versuch verwendeten stengeligen Festkörper (innerhalb der Versuchsstrecke) eine deutliche Fliesslinienregelung erfahren.

I. DAS PETROLOGISCHE PROBLEM: DIE PLATZNAHME VON MAGMEN

Der Mechanismus der Platznahme von Plutonen ist erschliessbar aus der Formgebung des Plutons und der Textur des erstarrten Gesteins. Voraussetzung hierfür ist allerdings, dass man dem kristallisierenden Magma gewisse Eigenschaften zuschreibt.

Grundsätzlich ist das Einströmen des Magmas von seiner Kristallisation zu unterscheiden. Beide Vorgänge können sich zeitlich überschneiden. Sie hängen auch ursächlich voneinander ab, da ja das Eindringen der Schmelze in höhere Schichten der Erdkruste zur Abkühlung und damit zur Kristallisation führt.

Für den Modellversuch wird man zunächst davon ausgehen, dass während des Einströmens von Magma nur wenig Kristalle ausgefallen sind. Es liegt dann ein Strömen vor, bei dem Teilchen ebenso wie Schlieren nur als Anzeiger für die texturgebenden Bewegungen fungieren. Stärkere Kristallisation während des Einströmens stellt eine Komplikation des Falles dar; den Grenzfall bilden immobilisierte Suspensionen (s. S. 464).

Dass es möglich sein muss, von der Textur unmittelbar auf die Fliessphase zu schliessen, entspricht ganz der ursprünglichen Auffassung,

wonach Lineationen in magmatischen Gesteinen die Fliesslinien abbilden. Daran hat auch H. Cloos festgehalten, als er die „Granittektonik“ systematisierte. Unabhängig davon haben aber die Bearbeiter von metamorphen Gefügen dargelegt, dass Lineationen, bezogen auf ein Deformationsachsenkreuz, eine andere Bedeutung haben können als die Fixierung von Fliesslinien.

Mit Recht wird darauf hingewiesen, dass auch in Gesteinen mit „eindeutigem Fliessgefüge“ zwei richtungsunterschiedene Parallelelemente gleichzeitig auftreten, die sich mit dem einfachen Fliessvorgang nicht ohne weiteres erklären lassen. Als Beispiel diene die Textur in dem Granit von Algajola/Nordwest-Korsika (Fig. 1). Das Bild zeigt straffe

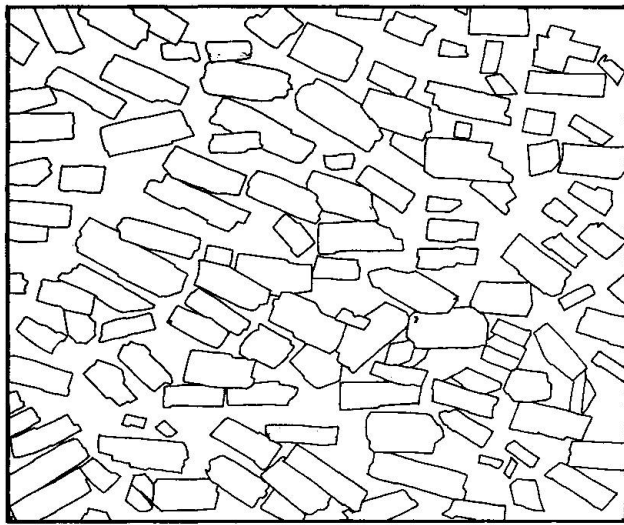


Fig. 1. Kalifeldspate in Granit von Algajola, Abart des varistischen Hauptgranites von Westkorsika; Felsenküste 4 km östlich von Calvi, Bildbreite 40 cm.

Paralleltexur in einem zweifellos „echten“ Intrusivgestein, das hier durch Kalifeldspatreichtum eine fast syenitische Ausbildung hat. Zwischen den grossen, ca. 4 cm langen Kalifeldspaten liegt Quarz mit kleineren Feldspaten und Biotit. Abgesehen von der Hauptlineation (im Bild schräg von links oben nach rechts unten) existiert noch eine Regelung nach einer zweiten Richtung (im Bilde annähernd horizontal, also von links nach rechts). Wenn man, nach den geologischen Gegebenheiten zu urteilen, das Gefüge als Fluidaltexur ansehen muss und sich beide Richtungen gleichzeitig gebildet haben, dann ergeben sich sofort Fragen nach dem Mechanismus solcher komplexer Fliessregelung bzw. nach einer möglichen Interferenz von Fliessen und Scheren.

Man könnte zunächst daran denken, in Modellversuchen ganz allgemein das Fliessen nachzuahmen. Hier zeigt sich aber doch, dass die unterschiedlichen Viskositäten der Magmen zu deutlich verschiedenen Regelungsvorgängen Anlass geben.

Basaltische Schmelzen

Es sind die am wenigsten viskosen Gesteinsschmelzen. Solche Schmelzen werden sich bei der Intrusion durch vorhandene Schwächezonen leicht beweglich hindurchfressen. Bei einer Viskosität von $10^4 P$ würde in einem Schlot von 100 m Durchmesser der Umschlag zur Turbulenz erfolgen, wenn die Fliessgeschwindigkeit ca. 8 m/sec beträgt (kritische Reynoldszahl zu 2000 angenommen). Sofern Intrusionen eine höhere als diese Grenzgeschwindigkeit entwickeln, würde jedoch nicht diese Strömungsphase abgebildet sein, sondern eine langsamere, nicht-turbulente Spätphase. Solche Verhältnisse führen uns in den subvulkanischen bis vulkanischen Bereich.

Aber auch dort, wo das basische Magma in der Tiefe erstarrt, liefern uns die (gabbroiden) Plutone nicht Beispiele eindeutiger Fliessregelung, da sich dem Einströmen gravitative Prozesse überlagern. Die schüsselartigen Schichtungen in basischen Plutonen sind eher als Amplatzgefüge zu bezeichnen. — Es bleibt hier noch ein Spezialproblem: nämlich wie in solchen Fällen die Flächen gleicher Abkühlung bzw. gleicher Viskosität liegen; ob sie parallel dem trogförmigen Innenbau oder aber konzentrisch, parallel dem Plutonumriss, verlaufen.

Granitische Schmelzen

Diese sind hochviskos, von der Grössenordnung $10^6 P$ und höher. Die Platznahme solcher Massen unterscheidet sich vom basaltischen Fluss: im Gegensatz zu diesem wird die saure Schmelze weniger Schwächezonen aufblättern und sich einen Ausweg suchen, sondern mehr einheitlich schiebend und aktiv drängend vorankommen. In solchen einheitlich geregelten Gesteinen ist offenbar der Einströmungsvorgang weitgehend konserviert. Gravitative Prozesse können keine grosse Rolle gespielt haben, um so weniger, als die Dichten von Schmelze und Kristallen nicht sehr verschieden sind. Je viskoser die Substanz, um so mehr wird die Textur durch Fliessen und nicht durch Gravitation bestimmt.

Bei einer Viskosität von $10^6 P$ würde (analog gerechnet wie beim Basalt) die Turbulenz bei einer Fliessgeschwindigkeit grösser als 800 m/sec (!) einsetzen. Für Granitschmelzen ist Turbulenz unwahrscheinlich¹⁾.

So bedarf also der Granit einer speziellen rheologischen Behandlung, die sowohl von jener der Vulkanite abweicht, als auch von jener, die für basische Plutone angewandt werden müsste. Ehe man verallgemeinert, sind diese Unterschiede zu berücksichtigen. Hochviskoses, laminares Fliessen vorausgesetzt, verbleiben die folgenden, mit unseren Modellversuchen fassbaren Fragen:

¹⁾ Bei einem nicht geregelten Gestein ist es unmöglich zu unterscheiden, ob das (zeitlich frühere) Strömen laminar oder turbulent gewesen war. Da nun die Feststellung vorangegangener Turbulenz in der Regel nicht möglich ist, sollte man sich von vorneherein auf Untersuchungen von Laminargefügen einstellen. Bei Graniten (eher noch als bei Basalt) dürfte die Ausscheidung von Kristallen in einem Stadium erfolgen, da mögliche turbulente Vor- und Zwischenphasen bereits beendet sind. (Vgl. auch Kap. VIc.)

1. Welcher Mechanismus schafft die weittragenden Kuppeln und welcher Vorgang bewirkt die Streckung?
2. Wie gut bleiben in hochviskosen Medien Texturen erhalten? Sind Einstömungs- und Amplatzgefüge unterscheidbar?
3. Welche Rolle spielen Inhomogenitäten bei der Texturbildung?
4. Wie ändern sich die Vorgänge beim Übergang zu Suspensionen mit grossem Festkörperanteil?
5. Lässt sich der Unterschied zwischen vulkanischer und plutonischer Fließlinienregelung begrifflich fassen?

Wir denken also bei unseren rheologischen Versuchen an Granitmassive mit einer sich gegen die Teufe zu verengenden Wurzel, sei es, dass diese Stöcke während einer Orogenese als aktivierte oder reaktivierte Massen in höhere Niveaus abgepresst wurden, sei es, dass sie als spätorogene Körper in einen sich weitenden Rahmen hineingefüllt wurden.

Es scheiden daher zunächst jene Fälle aus, in denen der Granit nur die oberste Schicht eines in situ differenzierten Magmas darstellt, das nach unten zu in die „unendliche Teufe“ hinabreicht. Hingegen beziehen sich die Versuche durchaus auch auf Migmatitbeulen, und zwar von *dem* Moment an, wo durch die Anatexis eine zusammenhängende flüssige Phase entwickelt worden ist und sich eine Kuppel gegen das Hangende wölbt: Solche Beulen sind ja nichts anderes als Anfangsstadien „normaler Granite“.

Granitische Schmelzen liegen an der äussersten Grenze der von Gesteinsschmelzen verwirklichten kontinuierlichen Viskositätsskala. Hieran muss man denken, wenn man wissen will, ob die Versuchsergebnisse nur für Granitschmelzen gelten oder — und in welchem Umfange — *allgemeine* Hinweise für Magmenintrusion geben.

II. DIE RHEOLOGISCHEN BEDINGUNGEN

a) Das Fließverhalten viskoser Substanzen

Bei eindimensionaler (stationärer) Strömung ist das Produkt aus Stromfadenquerschnitt (F) und Lineargeschwindigkeit (w) konstant, gleichbleibende Dichte (ρ) vorausgesetzt. Die in Strömungsrichtung wirkenden Kräfte setzen sich zusammen aus dem statischen Druck (Druckmessung an dem mit der Strömung mitgeführten Gerät) und dem dyna-

mischen Druck (Druck, der der Strömungsgeschwindigkeit entspricht). In der vereinfachten Formel:

$$p \text{ (stat.)} + p \text{ (dyn.)} = P + \gamma \frac{\bar{w}^2}{2g}$$

ist die Ortshöhe noch unberücksichtigt, was für Vertikalströmungen in geologischen Körpern zu beachten wäre. Auch das Fließen in gekrümmten Kanälen (Krümmern) sowie das Auseinanderfließen (bei einer „Quelle“) lassen sich rechnerisch fassen, doch wird man (bei der schlechten Definierbarkeit des Leitungssystems im geologischen Körper sowie der Inhomogenität der Schmelzflüsse) die Ähnlichkeit im Modell von der Empirie her einzurichten versuchen.

Da beim Strömen realer Flüssigkeiten die innere Reibung überwunden werden muss, bedarf es einer Schubspannung. Das Verhältnis der Schubspannung zum Geschwindigkeitsgradienten ist die in Poise gemessene, stark temperaturabhängige (dynamische) Viskosität $\eta_T [g \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1}]$. Das Geschwindigkeitsprofil des laminaren Flusses ist parabolisch²⁾.

Turbulenz entsteht, wenn die Zähigkeit (Reibungskraft) nicht mehr in der Lage ist, in der strömenden Flüssigkeit kleinere Störungen (durch Trägheitskräfte bestimmt) auszugleichen. Entsprechend den geologischen Umständen (Rauigkeit und Unregelmässigkeit der Wand, Profilwechsel,

²⁾ Stellt man sich die Flüssigkeit durch zwei planparallele Platten begrenzt vor und wird die eine Platte gegen die andere verschoben, so zergleitet die Flüssigkeit längs Schichten, deren jede bei gegebenem Abstand y von der Platte eine Geschwindigkeit w erhält; bei $y=0$ ist auch $w=0$. Nimmt man statt zweier Platten ein Rohr (Radius r , Länge l), so werden statt der Flüssigkeitsschichten konzentrische Strömungsröhren betrachtet, wobei gilt: $w=0$ an der Rohrwand, $w=\max.$ in der Rohrachse.

Das Verhältnis von Schubspannung $\tau [dyn \cdot cm^{-2}]$ zum Geschwindigkeitsgradienten $G = dw/dy [cm \cdot sec^{-1}/cm]$ ergibt die Viskosität $\eta_T [dyn \cdot cm^{-2} \cdot sec = g \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1}]$.

Die Schubspannung τ (Kraft pro Flächeneinheit) ist also $\tau = \eta \cdot dw/dy$. Im Rohr ergibt sich für die Schubspannung bei einem Abstand z von der Rohrmitte die Gleichung:

$$\tau = \eta \frac{dw}{dz} 2 \pi z l = - \pi z^2 \Delta P$$

(Reibungskraft entgegengesetzt der Druckkraft), wobei ΔP der Druckabfall pro Rohrlänge l ist. Hieraus ergibt sich durch Integration (zwischen $z=0$ und $z=r$) die übliche Formel für das Geschwindigkeitsprofil, das laut $w = \frac{\Delta P}{4 \eta l} (r^2 - z^2)$ parabolisch ist; analog werden die Formeln für Durchflussmenge, Druckabfall usw. abgeleitet.

Schlierigkeit) ist die Störanfälligkeit des laminaren Flusses gross; der Umschlagpunkt zur Turbulenz (kritische Reynoldszahl Re_k) muss also niedrig angesetzt werden.

Die Reynoldszahl (Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskräften) für Rohre ist $Re = 2r \cdot w \cdot \rho / \eta$, und der kritische Wert liegt etwa bei $Re_k = 2000$. Für alle vorgenannten (Newtonschen) Flüssigkeiten hat die Zähigkeit den Charakter einer Stoffkonstanten ($\eta = \tau / G$). Vielfach ändert sich aber die Viskosität in Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsgefälle ($\eta^* = \frac{d\tau}{dG}$): die Fliesskurve $\tau = f(G)$ ist keine Gerade mehr.

Entweder sinkt die Viskosität bei schnellerem Strömen (Strukturviskosität, Thixotropie) oder aber sie steigt an (Fliessverfestigung, Rheopexie). Ein Beispiel für Rheopexie liefern Polyvinylalkohole in Wasser, die nach erfolgter Fliessverfestigung erst wieder durch Erhitzen in den Ausgangszustand zurückkehren (S. PETER, 1964).

Schliesslich ist bei manchen Newtonschen wie nicht Newtonschen Flüssigkeiten ein Schwellenwert der Schubspannung notwendig, damit sie zu fliessen beginnen (Bingham'sche Körper); andere wiederum zergleiten (infolge einer nicht ausgelöschten Vorgeschichte) ohne eine Schubspannung (Ostwald'sche Körper).

Diese Besonderheiten verstehen sich, wenn man die Newtonsche Flüssigkeit und den Hookeschen festen Körper als Grenzfälle ansieht³⁾. Bei Granitschmelzen, die nach Durchlaufen der Fliessphase in eine komplizierte halbplastische Phase eintreten, wird dieser Zusammenhang wichtig.

³⁾ Bei Newtonschen Flüssigkeiten wird angenommen, dass Schubspannungen (Tangentialdrücke) sofort zusammenbrechen, wenn sie nicht durch stete Verformung aufrechterhalten werden. Ihnen gegenüber stehen die Festkörper, in denen Schubspannungen erhalten bleiben.

Nicht Newtonsche Flüssigkeiten haben Eigenschaften zwischen beiden Grenzfällen, also denen des

Hookeschen Elastizitätsgesetzes $P = \epsilon \cdot \xi$

(Schubspannung = Scherelastizität mal Schubdeformation)

und des

Newtonschen Viskositätsgesetzes $P = \eta \cdot d\xi/dt$

(Schubspannung = Viskosität mal Scherelastizität pro Zeit).

Solche Flüssigkeiten benötigen eine endliche Zeit, bis die Tangentialdrücke zusammenbrechen (Maxwell'sche Relaxation).

Flüssigkeiten mit verzögerter Entspannung (endlicher Ausbreitungsgeschwindigkeit der Tangentialstörungen) entwickeln anstelle des parabolischen Geschwindigkeitsprofils ein an den Flanken steileres, in Rohrmitte flacheres Profil. Betr. Ausdehnung des Begriffs der Laminarität auf viskoelastische Stoffe siehe PHILIPPOFF (1936).

Suspensionen und Schäume haben eine höhere Viskosität als die Flüssigkeit allein. Bei einer „genügend kleinen“ Konzentration von (beliebig grossen) Kugeln steigt die Viskosität nach der Formel:

$$\eta \text{ (rel.)} = \frac{\eta \text{ (Gesamtsuspension)}}{\eta \text{ (Flüssigkeit)}} = 1 + 2,5 \left(\frac{\text{Teilchenvolumen}}{\text{Gesamtvolumen}} \right).$$

Auf Grund dieser Formel hat R. Roscoe (1952) auch Annäherungsformeln für konzentriertere Suspensionen gegeben, wobei sich für höhere Festkörperkonzentrationen (etwa 50 Vol-Anteile) je nach dem Modellansatz Viskositätserhöhungen um etwa das Zehnfache ergeben. C. van der Poel (1958) findet eine Übereinstimmung von Formel und Experiment bis zu 60% Festkörperanteil. Bei dichter Kugelpackung, also etwa 73% Festkörperanteil, müsste sich eine Immobilisierung der Suspension ergeben.

Sind die suspendierten Kugeln nicht Festkörper, sondern Gasblasen, so erfolgt die Viskositätserhöhung nach:

$$\eta_{\text{Susp.}} = \eta_0 (1 + \varphi).$$

Dies kann aber nur gelten, wenn solche Schäume Wandhaftung zeigen. Sobald Gleitphänomene auftreten, werden Schäume zu grösseren FlieSSgeschwindigkeiten veranlasst. — Die FlieSSkurven von Schäumen zeigen vielfach Nicht-Newtonsches Verhalten.

b) Die Teilchenregelung

Wo in einer strömenden viskosen Flüssigkeit benachbarte FlieSSlinien unterschiedliche Geschwindigkeit haben, müssen anisometrische Schwebekörper ihre Lage zu den FlieSSlinien solange verändern, bis die Tangentialkräfte verschwinden, bzw. eine Gleichgewichtslage erreicht ist. Unter solchen Umständen kann man erwarten, dass sich Stäbchen mit der Längsachse parallel den FlieSSlinien legen, Scheiben sich quer zur Strömung stellen oder ihre Ebene parallel den FlieSSlinien legen. Quader ordnen sich symmetriekonform dem in der Flüssigkeit geltenden Spannungsellipsoid. G. B. Jeffery (1922) hat die Orientierungseffekte ellipsoidischer Körper mathematisch behandelt.

Die Regelungen im konkreten Falle hängen aber von den Versuchsbedingungen ab, weshalb die zahlreichen, jeweils auf eine bestimmte Frage abgestellten Versuche des rheologischen Schrifttums schlecht übertragbar sind; vgl. auch E. Guth (1936). Vieles gilt — abgesehen von kapillaren Dimensionen und von Teilchen im μ -Bereich — nur für gering konzentrierte Suspensionen; bei Hochkonzentraten bis zu Haufwerken (= Fest-

körpermengen mit Zwischenlösung) muss man mit Nicht-Newtonschem Verhalten rechnen (W. BATEL 1956).

WARD und WHITMORE (1950) fanden, dass die Viskositätserhöhung durch Teilchenzugabe sogar bei Kugeln unterschiedlich sein kann. Sie ist weniger gross, wenn der betreffende Volumenanteil nicht durch Kugeln einer Grösse, sondern durch eine Serie verschieden grosser Kugeln erreicht wird. Bis zu 30 Vol.-Anteile verbleibt Newtonsches Verhalten. Ausserdem ist das Phänomen abhängig von der Glattheit der Kugeloberflächen. Geht man von Kugeln zu Stäbchen als Festkörper über, so werden die Verhältnisse kompliziert, da hier infolge Parallelstellung beim Fliessen auch die Art des Messgerätes unterschiedliche effektive Viskosität angibt (EIRICH und BUNZL 1936). Die Regelungsgüte solcher Suspensionen hängt von der Fliessgeschwindigkeit ab, und für jedes Achsenverhältnis gibt es eine Fliessgeschwindigkeit, bei der optimale Regelung eintritt. Derartige Phänomene dienen ihrerseits als Modell für das Verhalten bestimmter Kolloide (M. JOLLY 1952).

Wenigstens das Ausrichten von Stäbchen längs der Fliessfäden scheint unproblematisch zu sein. Einen Sonderfall bilden die Regelungen nahe der Rohrwand: dort stellen sich, wie gelegentlich in der Literatur erwähnt (und im eigenen Experiment bestätigt), anisometrische Partikeln mit ihrer Längsachse quer zur Strömung, offenbar unter Strömungsbedingungen, bei denen im zentralen Teil des Rohres Fliesslinienregelung nur undeutlich ausgeprägt ist. In solchen Fällen zeigt also ein Längsschnitt durch das Rohr an beiden Flanken querstehende Partikel, im zentralen Teil unregelmäßig vorantreibende Partikel.

Die Regelung von scheibenförmigen Körpern ist komplexer: Bei den Untersuchungen von AL. MÜLLER (1936) stellten sich Scheibchen nicht quer zum Strömen, sondern so, dass die Scheibchenebene in den Fliessfäden lag; zugleich rotierten die Scheibchen um den Fliessfaden, der durch die Scheibenmitte geht. Unter anderen Bedingungen, z. B. in den Versuchen von GOLDSMITH und MASON (1962), stellen sich Scheibchen quer zur Strömung. Die gleichen Autoren haben zusammen mit A. KARNIS (1963) auch den Effekt bestätigt, wonach bei genügender Teilchengrösse und Geschwindigkeit die Festkörper (Scheibchen, Kugeln usw.) gegen die Rohrmitte driften und in einer bestimmten Distanz ihre Gleichgewichtsposition erhalten⁴).

⁴) So ist es bei Newtonschen Flüssigkeiten. Bei viskoelastischen Stoffen können die Teilchen bis zur Rohrmitte wandern. Polymer-Kristallisation (von Polypropylen) in strömenden Rohren beginnt ebenfalls in der scherspannungsfreien zentralen Zone des Rohres (VINOGRADOW 1964).

Die allgemeine Tendenz eines Wanderns der Teilchen weg von der Wand hatten schon AL. MÜLLER (1936), dann u. a. T. V. STARKEY (1956) beschrieben: die grösseren Teilchen verschieben sich am schnellsten seitlich; vgl. auch T. V. STARKEY (1962), bzw. MAUDE und WHITMORE (1956); SEGRÉ und SILBERBERG (1962) erläutern das Einstellen der Kugeln in einer ringförmigen Zone symmetrisch zur Rohrachse: es ergibt sich eine Teilchenanhäufung bei 0,6 des Rohrradius. Neben Wärmefluss, Konvektion und den durch den Wandabstand bedingten Keimbildungsverhältnissen (vgl. H. G. F. WINKLER 1948/1949) könnte dieser Effekt ein Grund für ungleichmässige Kristallgrössen in Gängen sein, sofern man dort stationäres Fliessen voraussetzen darf.

c) Übertragung auf den geologischen Fall

Nach allen Autoren, die sich mit der Frage beschäftigen, haben silikatische Schmelzen Newtonsche Eigenschaften; vgl. z. B. EULER und WINKLER (1957).

SHAW (1965) hat gezeigt, dass für eine granitische bis granodioritische Schmelze, die mehr als 1—2 Gew.-% H_2O enthält, die Viskosität kleiner ist als $10^8 P$ und dass die Viskosität auch bei ca. 10 Gew.-% H_2O nicht tiefer sinkt als bis $10^6 P$. Die von diesen Flüssigkeiten erzeugten Drucke steigen mit dem H_2O -Gehalt von ± 0 auf 4 Kilobar (bei 10 % H_2O). Die Temperaturen — errechnet aus den Messungen von BOWEN und TUTTLE (Zusammensetzung des ternären Minimums) — variieren von 900 bis $650^\circ C$, so dass man also mit einem Mittelwert von $10^{6,5} P$ für 6 % H_2O ($T = 700^\circ C$) rechnen kann.

SHAW hat ferner dargelegt, dass auch die Anwesenheit anderer Oxide die Viskosität nicht wesentlich ändert, bzw. sich gegenläufige Effekte kompensieren, solange man sich auf granitisch-dioritische Magmen beschränkt. Ebensowenig ist eine grössere Druckabhängigkeit der Viskosität in der Schmelze zu erwarten, solange nicht Gasentbindung grundsätzlich andere Voraussetzungen mit sich bringt.

Die Viskositätserhöhungen durch Festkörperanteile im Magma spielen solange keine Rolle, als bei einer Verschiebung der Viskosität von $10^6 P$ auf $10^7 P$ der Bereich saurer Magmen nicht verlassen wird. Liegen anisometrische Teilchen vor, dann steigt allerdings die Viskosität schneller an als bei gleichem Volumenanteil von Kugeln. Die Immobilisierung von Suspensionen hohen Festkörperanteils ist geologisch bedeutsam, siehe S. 464.

Gasblasen erhöhen zwar die Viskosität; sind solche Schäume aber

strukturviskos, dann würde mit steigender Fliessgeschwindigkeit die Viskosität sinken. Für den geologischen Fall scheinen die Grössenanordnungen nicht übersehbar.

Die Dichte einer Granitschmelze dürfte zwischen 2,3 und 2,7 liegen. Kalifeldspat ($\rho=2,6$) kann also gegebenenfalls aufsteigen, Plagioklase werden in der Schwebe bleiben. Bei grösserer Teilchenzahl hindern die absinkenden Teilchen einander. 30 Vol.-% Festkörper sollen (nach SHAW) die Absinkbeträge bereits um den Faktor 10, 60 Vol.-% um den Faktor 100 verringern⁵⁾. Umstritten ist, ob mit dem Absinken ein Regeln der Teilchen verbunden ist. Nach McNOWEN und MALEIKA (s. bei SHAW) soll eine solche Regelung erst ausserhalb des Stokesschen Gültigkeitsbereiches erfolgen.

Die erhaltenen Texturen in den Granitkuppeln sind, wenn man sie sich in der Fliessphase entstanden denkt, ein Hinweis auf fehlende gravitative Prozesse. Dies legt den Schluss nahe, dass die Viskosität zur Zeit der Texturbildung eher noch grösser als $\eta = 10^6$ bis $10^8 P$ war (der physikalische Zustand solcher höchstviskoser Substrate wäre zu diskutieren!), oder aber die Abkühlung sehr schnell erfolgt ist. Es zeigen aber gerade die grossen Granitplutone, also jene mit *langen* Abkühlungszeiten, die beste Kuppelbildung.

Für eine Abschätzung der Gesamteffekte wäre noch daran zu denken, dass nicht nur Strömung und Gravitation bestimmend sein können, sondern sich auch Konvektion einstellen muss. Wenn sich solche Vorgänge in den Randbereichen des Plutons einstellen, wird es zur einfachen Zirkulation kommen. Da aber auch gegen das Dach des Plutons ein Temperaturgefälle besteht, mithin eine höher viskose, spezifisch schwerere Flüssigkeit einer spezifisch leichteren und weniger zähen Flüssigkeit auflastet, kann es zu stärkeren Störungen des Strömungsablaufs auch im zentralen Teil des Plutons kommen. Die gegenseitige Beeinflussung ist schwer über-

⁵⁾ In dem bei Gesteinsschmelzen vorliegenden Viskositätsbereich folgt die Sedimentation dem Stokesschen Gesetz. SHAW hat für eine Schmelze von $\rho=2,3$ und $\eta=10^6 P$ die Absinkgeschwindigkeiten für verschieden grosse Teilchen berechnet. Vgl. auch LEWIS, GILLILAND und BAUER (1949). So würden Teilchen von $\rho=2,6$ bzw. 2,7 (Kalifeldspat bzw. Plagioklas), bei einem Äquivalent-Kugeldurchmesser von 1 cm, im Jahr 5 bzw. 8 m absinken, bei doppelter Grösse ($d=2$ cm) entsprechend 20 bzw. etwa 30 m im Jahr. Da nun die Abkühlungszeit einer km-dicken Platte zwischen kaltem Nebengestein in der Grössenordnung von 10^5 Jahren liegen müsste (LARSEN, JAEGER) wäre mit grossen Beträgen zu rechnen. Hier liegt ein Problem hinsichtlich der Konservierung von Einströmgefügen! Bei analogen Rechnungen im Zähigkeitsbereich der Basaltschmelzen ($\eta=10^3 P$) — vgl. H. HESS (1960) — ergibt sich für 2 cm grosse Plagioklase ein Absinken von 2000 m pro Jahr!

sehbar. Für den Fall einer so einfachen Flüssigkeit wie Wasser ist experimentell untersucht, wie sich das Strömungsprofil durch Kühlen oder Heizen der Wände verändert (SCHEELE und HANRATTY 1962).

Die grosse Variabilität der Einflüsse auf ein abkühlendes Magma vermag aber nicht darüber hinwegzutäuschen, dass in der Natur die granitischen Plutone einander vergleichbar und relativ einfach gebaut sind.

Nach diesen prinzipiellen Betrachtungen bleibt experimentell zu untersuchen übrig, ob in der Tat durch einfache Einströmbedingungen bereits die charakteristischen Züge eines Granitplutons zu erzeugen sind. Darunter verstehen wir die Paralleltexur der Kristalle und die Anordnung der Schlieren: beide Elemente in gegenseitiger Abhängigkeit einer Querdehnung (CLOOS) und eingefügt in einen Kuppelbau.

Es wird also weniger darum gehen, neue Phänomene zu finden, als die Einflussgrösse der Phänomene festzustellen. Erst wenn sich herausstellen würde, dass sich die Texturen nicht aus überschaubaren Einströmbedingungen erklären und experimentell wiederholen lassen, wird man die auf das Einstromen *folgende* Phase der Magmenerstarrung für die Texturen verantwortlich machen.

Auf Grund der bereits zitierten rheologischen Publikationen könnte man meinen, eine gesonderte Behandlung des *hochviskosen* Fließens wäre unnötig, da sich ja — innerhalb des Newtonschen Bereiches — allein durch Veränderung der Viskosität keine prinzipiellen Eigenschaftsänderungen einstellen können. Doch befinden wir uns, wenn Ähnlichkeit mit Granitintrusionen hergestellt werden soll, abseits der stationären Verhältnisse; hier aber sind hochviskose Fließvorgänge durchaus von niederviskosem Fluss verschieden. — Das „Programm“ in Kap. I (S. 408) kann man daher wie folgt präzisieren: Es ist empirisch zu klären,

- a) wie sich langsam strömende hochviskose Flüssigkeiten bei Querschnittsverbreiterung und kurzer Steighöhe verhalten;
- b) wie sich Dehnungen bei unterschiedlicher Homogenität auswirken;
- c) wie Scherungsvorgänge sichtbar gemacht werden können;
- d) welche Teilchenregelung sich bei runden und unrunder Kuppeln ergibt;
- e) inwieweit „Streckung“ im CLOOSSchen Sinne ein Fließphänomen ist;
- f) unter welchen Bedingungen sich Teilkuppeln bilden;
- g) welche Persistenz einmal erzeugte Texturen beim weiteren Magmenanstieg haben;
- h) wie verschieden viskose Systeme miteinander in Wechselwirkung treten;
- i) wie sich viskoelastische Flüssigkeiten verhalten;
- k) wie sich die an Teilchen stark angereicherten Suspensionen verhalten.

Hierfür benötigt man Apparaturen mit grossvolumigen Versuchsstrecken und langsamwirkenden Antrieben hoher Belastbarkeit.

d) Die Dimensionierung des Modells

Über eine dimensionsrichtige Übertragung der Parameter geologischer Körper in die Grössenordnung des Modells haben sich schon KOENIGSBERGER und MORATH (1913) geäussert; später wurde das Problem ausführlich von K. HUBBERT (1937) dargestellt.

Wir haben es, wie schon S. 403 betont, für notwendig erachtet, bei der Übertragung geologischer Fliessvorgänge ins Modell die gleiche Fliessart (also Newtonsches Fliessen) anzuwenden. Dies gibt uns die Möglichkeit, die mechanische Ähnlichkeit mittels der Reynoldszahl herzustellen. Gehen wir von den in der Tabelle S. 417 genannten Daten für die geologischen Verhältnisse aus, so erhalten wir Re -Werte von etwa 0,08 für den Granitfluss. Ein in der gleichen Grössenordnung liegender Wert muss im Modellversuch erhalten bleiben⁶⁾. Da nun im Modell die Werte für die Geschwindigkeit, die Dichte und die apparativen Dimensionen wenig variabel sind, muss zur Erzielung der Ähnlichkeit die Zähigkeit angepasst werden.

Wir sind von folgender Überlegung ausgegangen: Grosse Intrusionen werden sehr langsam erfolgen, kleinere Massen können schneller aufsteigen. Rechnet man für einen Kanal von 100 m Durchmesser eine Geschwindigkeit von 3 cm/sec, so möge ein Körper von 1000 m Durchmesser nur 0,3 cm/sec ansteigen. Behält man diese Abhängigkeit bei, so ist das Produkt $w \cdot 2r$ jeweils $3 \cdot 10^4$. Nimmt man nun als mittleren Dichte-Wert einer Gesteinsschmelze $\rho = 2,5$ an, so ergibt sich bei einer Viskosität von $10^6 P$ eine Reynoldszahl von 0,075.

In der Tabelle sind nun noch einige Faktoren verändert, um die zugehörige Veränderung der Reynoldszahl zu zeigen. Man erkennt, dass eine Variabilität der Modellparameter zwischen (Re) 0,0003 und 0,3 bereits einen sehr grossen Toleranzbereich umfasst.

Benutzt man eine Modellflüssigkeit einer Dichte von ca. 1,45 und behält die Geschwindigkeit von 3 cm/sec im Versuch bei, so errechnet sich für einen Rohrdurchmesser von 20 cm die Viskosität zu $1,16 \cdot 10^3$, sofern man $Re = 0,075$ für die Ähnlichkeit zugrunde legt. Da nun Granite eine Zähigkeit zwischen 10^6 und $10^7 P$ haben, wird man bei gegebenen geo-

⁶⁾ In der Tabelle ist noch zusätzlich angegeben „Basaltfluss“ und „Basalt im Modell“. Hier handelt es sich nur um eine Veranschaulichung der *Grössenordnung der Parameter* (daher wurde auch die gleiche „mittlere Dichte“ von 2,5 benutzt), und zwar bei Fliessbedingungen ähnlich denen der granitischen Schmelzen. Unter nicht-plutonischen Bedingungen sind ja die Fliessgeschwindigkeiten solcher Schmelzen höher. — Man sieht aber jedenfalls, dass wir schon mit Re -Zahlen von 7,5 den hochviskosen Bereich im Modell verlassen. Die sehr kleinen Fliessgeschwindigkeiten unserer Versuche sind also auf den Vergleich mit *Graniten* abgestellt.

metrischen Dimensionen der Apparatur sehr gut mit einer Modellflüssigkeit arbeiten, die eine Zähigkeit von $10^4 P$ hat und sich durch Erwärmen oder Verdünnen leicht auf eine Zähigkeit von $10^3 P$ verändern lässt.

Für das Experiment stellt eine Viskosität von ca. $10^4 P$ etwa die

Tabelle 1. Vergleichszahlen zur Reduzierung der Parameter (aufgerundet)

	Rohr- durch- messer $2r$ [cm]	Fließ- geschwin- digkeit w [cm/sec]	Dichte der Flüssigkeit ρ [g/cm ³]	Viskosi- tät η [g/cm·sec]	Reynolds- zahl Re
Granit- fluss	10^4	30	2,5	10^7	$7,5 \cdot 10^{-2}$
	10^4	3	2,5	10^6	$7,5 \cdot 10^{-2}$
	10^4	0,3	2,5	10^7	$7,5 \cdot 10^{-4}$
	10^4	0,3	2,5	10^6	$7,5 \cdot 10^{-3}$
Basalt- fluss	10^4	30	2,5	10^4	$7,5 \cdot 10$
	10^4	3	2,5	10^4	7,5
	10^4	3	2,5	10^3	$7,5 \cdot 10$
„Granit“ im Modell	20	15,5	1,4	$6 \cdot 10^3$	$7,5 \cdot 10^{-2}$
	20	3	1,4	$\sim 10^3$	$7,5 \cdot 10^{-2}$
„Basalt“ im Modell	20	3	1,4	12	7,5
	20	30	1,4	116	7,5
	20	30	1,4	12	$7,5 \cdot 10$
<i>Modellparameter (für Granitfluss):</i>					
	20	0,1—10	1,4	$10^4 - 10^3$	$3 \cdot 10^{-4}$ $- 3 \cdot 10^{-1}$
<i>Durchflussmenge:</i>					
	($2r$)	(w)	Länge l [cm]	(η)	Menge Q [cm ³ /sec]
Granit- fluss	10^4	3	10^6	10^6	$2,4 \cdot 18^8$
Modell- flüssigkeit	20	3	10^2	10^4	935
$Re = \frac{2r \cdot w \cdot \rho}{\eta} \quad w = \frac{Q}{\pi \cdot r^2} \quad Q = \frac{\pi \cdot \Delta P \cdot r^4}{8 \eta l}$					

obere Grenze dar, bis zu der man mit normalem, apparativem Aufwand noch rationell arbeiten kann, wenn der Fliessvorgang und die damit verbundenen Effekte direkt beobachtet werden sollen. Andererseits ist die hohe Zähigkeit notwendig, damit während der Versuchsdauer die gebildeten Strukturen erhalten bleiben und auch nach Aufhören der Strömungsvorgänge keine Entregelungen auftreten.

Da die Strukturen in Granitmassiven kleinerer Dimensionen durchaus mit denen grösserer Dimensionen vergleichbar sind (z. B. kleinere Gewölbe in grösseren), besteht für die mechanische Ähnlichkeit, mithin für die Wahl der Viskosität eine gewisse Freiheit, sofern im Versuch „hohe Viskosität“ aufrechterhalten ist. (Dies gilt allerdings nur, solange man im reinviskosen Bereich bleibt und keine elastischen Anteile hat.)

Ebensowenig braucht man hinsichtlich des zeitlichen Ablaufs der Experimente im Vergleich zu den langdauernden Vorgängen in der Natur (Einströmen, Kristallisieren) Bedenken zu haben, solange es sich um reine Strömungsvorgänge handelt und die mechanische Ähnlichkeit gewahrt wird.

Auf der Tabelle sind noch die Durchflussmengen eingetragen. Für einen geologischen Kanal, also ein Rohr mit $d = 100 \text{ m}$ (10^4 cm) ist bei 3 cm/sec die Durchflussmenge $Q = 2,4 \cdot 10^8 \cdot \text{cm}^3/\text{sec}$; die Füllung des Kanals würde knapp 4 Tage dauern. Im reduzierten Modell dauert der Vorgang — bei ca. einem Liter pro sec Durchflussmenge — wenige Minuten.

III. DIE STRÖMUNGSANLAGE

Die Anlage ist gebaut für Flüssigkeiten bis ca. $10^5 P$, die bei Betriebsdrucken bis zu 4 kg/cm^2 in einem Temperaturbereich von 0° bis 70°C strömen. Das maximale Flüssigkeitsvolumen der kompletten Apparatur beträgt ca. 30 l. In den Flüssigkeiten werden Inhomogenitäten erzeugt, Festkörperchen suspendiert oder auch verschiedene viskose Substanzen ineinander gedrückt.

a) Die verwendeten Substanzen

Glukose. Zur Beobachtung der Schlieren, sowie der suspendierten Teilchen, muss die Substanz transparent sein, ausserdem darf sie weder die Apparatur noch die Messgeräte korrodieren. Gute Löslichkeit in Wasser ist zur Reinigung der Apparatur wünschenswert. Als eine preiswerte und jederzeit erhältliche Substanz, die allen Anforderungen entspricht, wurde

die handelsübliche Glucose (85% Trockenrückstand) gefunden. Sie wird durch Hydrolyse von Stärke gewonnen und enthält ausser dem Monosaccharid Dextrose noch Di- und Oligosaccharide. In dieser Form ist sie eine wasserklare hochviskose Flüssigkeit ($\eta = 10^4 P$) rein Newtonschen Verhaltens. Die Temperaturabhängigkeit der Viskosität zeigt Fig. 2. Die Viskosität der Glucose lässt sich durch Verdünnen mit Wasser variieren, einfacher jedoch und ohne Materialverlust durch Erwärmen. Die Fließkurven sind in Fig. 3 eingetragen. Über die charakteristischen „Scherungsschlieren“ in der Glucose s. S. 434.

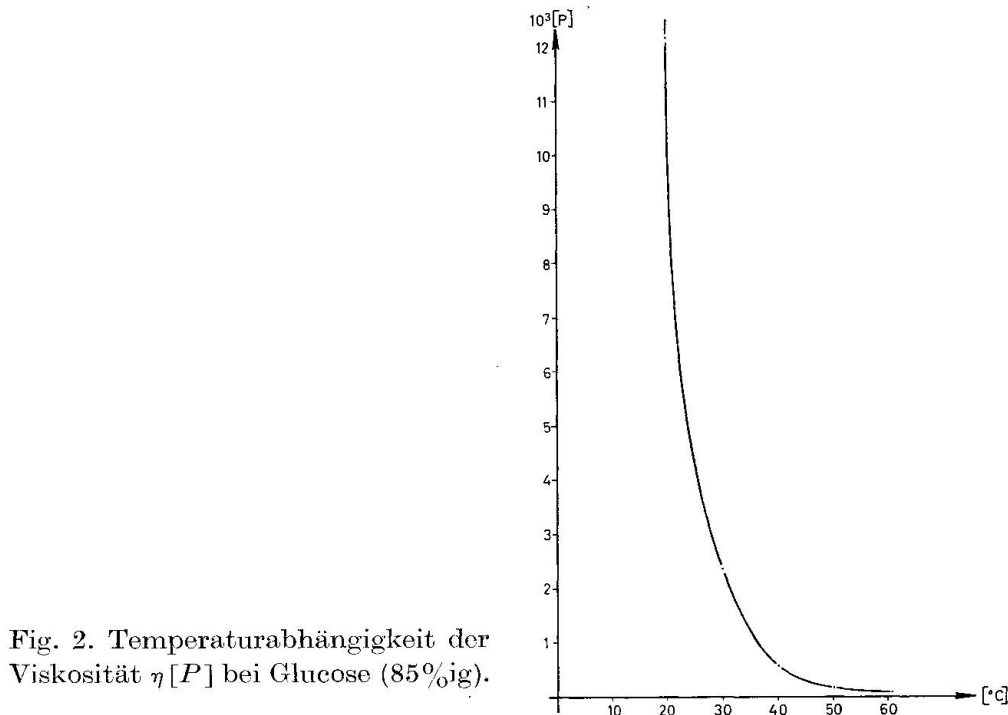


Fig. 2. Temperaturabhängigkeit der Viskosität $\eta [P]$ bei Glucose (85%ig).

Gelatine. Die Lösungen zeigen Thixotropie, also nicht-Newtonsches Fließen. Für unsere Zwecke wurde Gelatine als Gel (1—2%ige Lösung) oder auch als Sol (ca. $\frac{1}{2}\%$) verwendet. Vgl. auch S. 466.

Weitere Substanzen waren probeweise eingesetzt. Die in den rheologischen Eigenschaften interessante *Tylose* erhält man nicht genügend transparent. Ähnliches gilt für verschiedene *Leime* des Handels (wie z. B. Perfax).

Rohagit (Fa. Röhm & Haas) ist in wässriger Lösung zwar genügend transparent, die Herstellung einer neutralreagierenden Lösung jedoch etwas umständlich.

Die Fließkurven von Tylose sowie Rohagit (5% und 10%) sind in die

Fig. 3 eingetragen, zusammen mit den Fließkurven für Glucose bei verschiedenen Temperaturen.

Getrennt davon wurde mit Versuchen zur *Polykristallisation* begonnen. Mit diesen Substanzen möchten wir — im Gegensatz zu den reinen Strömungsversuchen — die Regelungsvorgänge bei fortschreitender Kristalli-

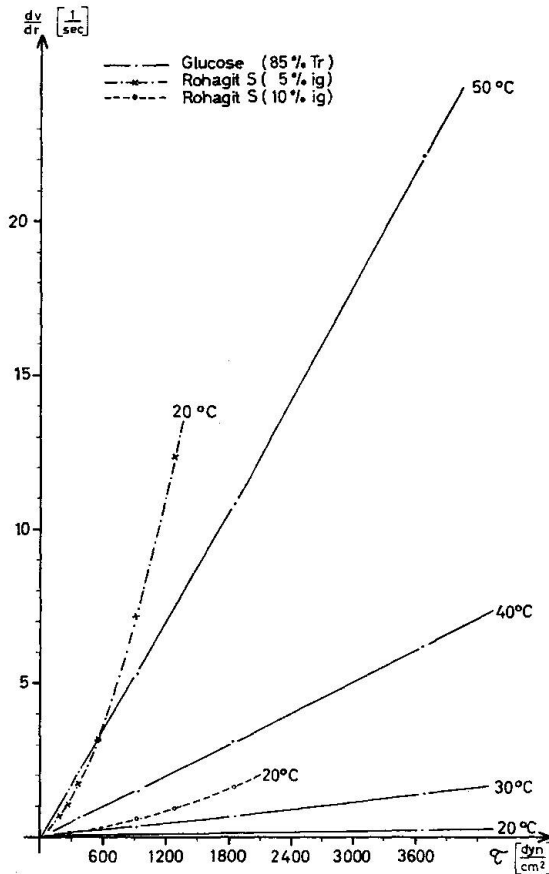


Fig. 3. Fließkurven für zwei Rohagit-Lösungen (5%ig und 10%ig) im Vergleich zur (reinviskosen) Glucose.

Die Kurvenkrümmung bei Rohagit zeigt das Ausmass der Viskoelastizität. Von Schubspannungen ab 600 [dyn/cm²] ist — im gleichen Viskositätsbereich — die Divergenz zwischen der reinviskosen Glucose und den viskoelastischen Substanzen stark.

sation, bzw. die Regelung von geologischen Amplatzgefügen nachahmen. Die apparative Gestaltung solcher Vorgänge verlangt andere Gesichtspunkte; hier stehen wir noch in den Anfängen.

Die Messungen mit der Haake-Viskosaage sind bei genauer Einhaltung der Vorschriften mit einer Unsicherheit von $\pm 0,5\%$ behaftet. Durch Benutzung der Sondermesskörper erhält das Gerät die Eigenschaften eines Absolutviskosimeters. Man kann also auch die — letztlich allein verbindlichen — Fließkurven darstellen.

b) Die Versuchsaapparaturen

Bei Verwendung hochviskoser Flüssigkeiten muss man, um Fehlschlüsse infolge von Wandphänomenen zu vermeiden, in der Versuchs-

strecke genügend grosse Durchmesser verwenden. Wir benutzten eine Einweganlage und eine Ringanlage, deren Prinzip in Fig. 4 dargestellt ist. Zusätzlich wurden an einer Kleinapparatur (nach dem Prinzip der Einweganlage) Vorversuche unternommen.

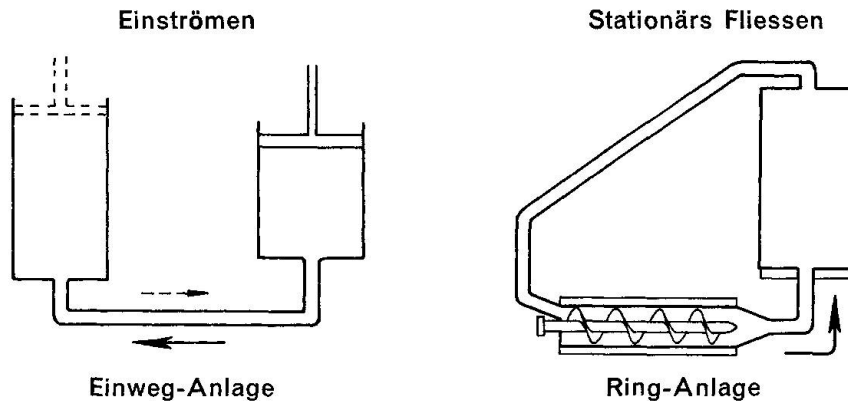


Fig. 4. Schema der Versuchsanordnung an der Einweg- und Ringanlage. Der hydraulisch betriebene Kolben (rechts) der Einweganlage erzeugt die Flüssigkeitsbewegung. Nach dem Versuch drückt ein Hilfskolben die Flüssigkeit aus dem Beobachtungskolben in die Ausgangsposition zurück. Bei der Ringanlage erfolgt der Antrieb durch eine Schnecke, vgl. Fig. 5. Hier kann die Fließrichtung durch Umkehren der Schraubendrehung geändert werden.

Einweganlage. Bei dieser drückt eine handbetriebene hydraulische Presse einen Kolben in einen Stahlzylinder (20 cm \varnothing ; 30 cm hoch) und befördert die eingefüllte Flüssigkeit durch eine 1,5-zöllige Leitung aus Gummischlauch (und Pyrexrohrstücken zur Beobachtung der Strömung) sowie Metallteilen in verschiedenen kombinierbare Acrylglaszylinder (20 cm \varnothing ; maximale Höhe 1 m). In ein Dexiongerüst montiert und mittels Flaschenzug aufgehängt, bleibt der Zylinder für Versuchsvariationen frei zugänglich.

Normalerweise strömt das Medium durch eine konzentrische Öffnung der Bodenplatte in den Plexiglaszylinder ein. Anstelle der Deckplatte kann ein Hilfskolben angewandt werden. Mit dessen Hilfe wird auch bei Serienversuchen die Flüssigkeit direkt in den Ausgangszylinder zurückgedrückt. Für Kombinationszwecke befinden sich unter dem Druck- sowie Einströmzylinder Hähne, T-Stücke etc. mit Schnellschraubverschlüssen, wie dies bei den Sonderelementen erläutert wird.

Innen auf dem Boden des Zylinders können verschieden spitze konische Einsätze angebracht werden, um die Profilerweiterung beim Einströmen unterschiedlich zu gestalten. Ein 10 cm hoher Plexiglasstutzen erlaubt zudem die Beobachtung des Einströmvorganges noch *vor* der Quer-

schnittsverbreiterung. Als verschiebbare Deckel des Einströmzylinders wurden auch aus Gips geformte und mit Araldit lackierte Einsätze verwendet, die die verschiedenen Formen des Plutondaches nachahmen sollten.

Ringanlage. Sie dient zur Herstellung stationären Flusses. Bei ihr werden die gleichen Zylinder, wie soeben beschrieben, als Beobachtungsstrecke verwandt, aber die Strömung wird in einem geschlossenen Kreislauf geführt. Hierzu dient eine (nach unseren Plänen von der Fa. Esen in Neuss/Rhld. hergestellte) Schneckenpumpe.

Während bei Pumpen vom Typ der Membran-, Kreisel- und Kolbenpumpen in einem Arbeitstakt oder kontinuierlich ein Unterdruck mechanisch erzeugt wird, so dass der Atmosphärendruck das Fördergut in die Zuleitung der Pumpe drückt, wird in dem abgeschlossenen System unserer Ringanlage das Fließen der hochviskosen Substanz durch eine Schnecke in Gang gebracht. Schnellaufende Typen wie die der Moineau- (Moyno-) Pumpe scheiden aus, weil bei uns die Fließgeschwindigkeit bis zu niedrigen Beträgen geregelt werden muss. Die verwendete Schnecke besitzt die Leistungsreserven, um auch bei zusätzlichem Widerstand im Leitungssystem (Viskositätserrhöhung, Querschnittsveränderung etc.) den gewünschten Strömungszustand aufrecht zu erhalten. Dabei werden die relativ grossen, suspendierten Teilchen innerhalb des Schneckentrogos praktisch zerstörungsfrei transportiert. Über die Zweckmässigkeit des Einsatzes von Schneckenpumpen vgl. ULLMANN I (3. Aufl. 1951, S. 83).

In unserem Falle treibt ein Drehstrommotor von 1,1 kW (920 Upm) die aus rostfreiem Stahl gebaute Schnecke an; ihre Drehzahl kann mit Hilfe einer Kombination von Untersetzungs- und regelbarem PIV-Getriebe zwischen 20—117 Upm verändert werden. Zu- und Abführleitungen sind wie bei der Einweganlage variierbar. Das Schneckengehäuse wie auch der Metallboden des Beobachtungszylinders sind doppelwandig zum Zwecke einer Durchflussheizung oder Kühlung. Mittels Thermostat oder Kryostat kann die Anlage relativ schnell temperiert werden. Heizwickelungen an den Metallteilen sowie Styropor-Formstücke zur Isolierung an den Gummitteilen unterstützen die Temperaturkonstanz.

Eine im Zylinder vorhandene Teilchenkonfiguration der Suspension wird bei der Zirkulation in der Ringanlage aufgelöst: Eine möglichst kompakt injizierte Teilchenwolke ist nach 3 Umläufen über das ganze Leitungssystem verteilt. Die Verschiebung der Teilchen gegeneinander erfolgt längs des ganzen Leitungssystems; die Verschiebungen beim Durchlauf durch die Schnecke sind demgegenüber relativ klein.

Im Bedarfsfalle können Einweg- und Ringanlage gekoppelt werden, so dass kombinierte Versuche möglich sind, vgl. Fig. 5.

Sonderelemente als Ergänzung zur Hauptapparatur zeigt die Fig. 6,

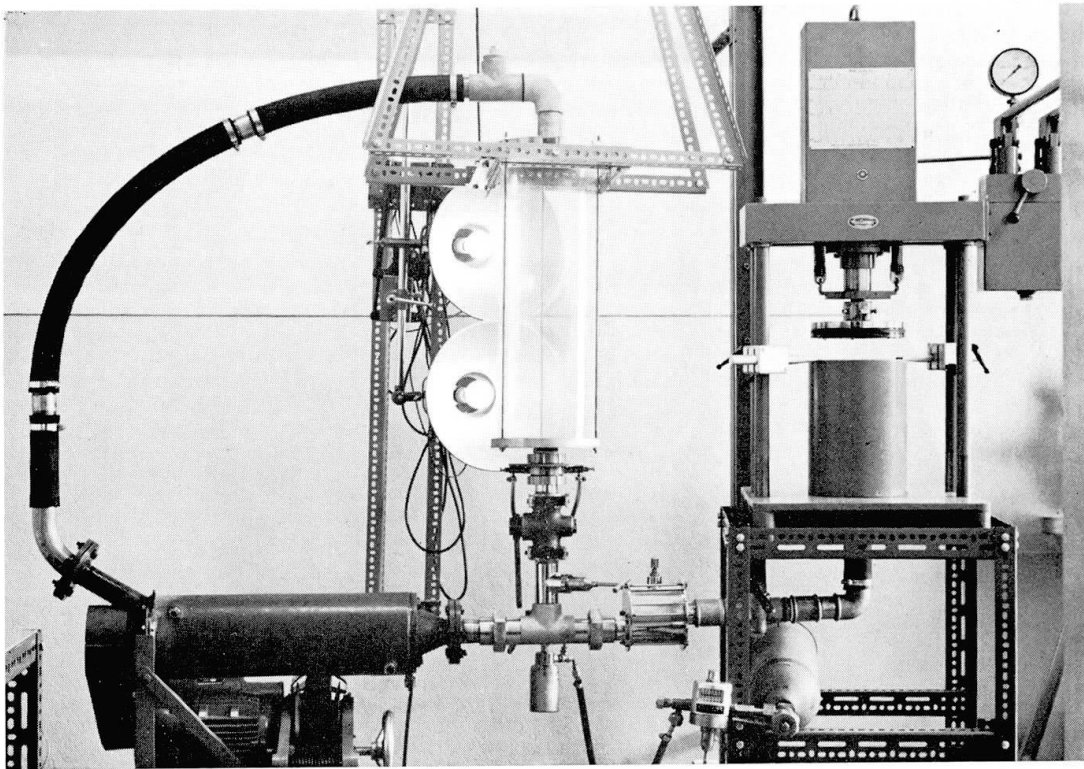


Fig. 5. Einweg- und Ringanlage kombiniert, vgl. Fig. 4. Der Zylinder hängt in einem Gerüst, das durch einen Flaschenzug mit einer Laufkatze (oberhalb des Bildausschnittes) verbunden ist. Der Streuschirm vor den Lampen ist weggelassen, ebenso fehlen die Kühl- und Heizungszusatzteile. Die Sonderelemente unterhalb des Versuchszylinders beschreibt Fig. 6.

wo auch die Funktionsweise der Hilfsapparate beschrieben ist. Störende grössere Blasen werden durch die *Luftfalle* entfernt. Die Zugabe einer zweiten Flüssigkeit während des Versuches erfolgte durch erneutes Füllen des Eindruckzylinders und nachfolgendes Eindrücken, evtl. unter Kombination von Einweg- und Ringanlage. Kleine Flüssigkeitsmengen zur Schlierenindikation werden durch den *Pressluftinjektor* in die strömende Flüssigkeit eingeleitet. Festkörper werden in die strömende Flüssigkeit mittels des *Hohlkolbeninjektors* eingeführt.

Die Rückgewinnung von Teilchen erfolgt mittels einer *Siebplatte* mit zentralem Loch. Die Platte liegt während des Strömens auf dem Zylinderboden und das Loch gibt der Strömung freien Durchgang. Durch einen in das Loch der Siebplatte eingeführten zentralen Fangstab kann die Platte im Zylinder hochgezogen werden und sammelt hierbei die in der Zylinderfüllung enthaltenen Teilchen.

Für die Versuche zur Querdehnung (Kap. VIII) wurden — durch

festen Unterlagen stabilisierte — *Glaswannen* gebaut und mittels der üblichen, 1,5-zölligen Kupplungen an die Pumpen angeschlossen.

Dokumentation. Die Strömungsversuche wurden mit einer Arca-Swiss 6×9 aufgenommen (SW-Rollfilm 14 DIN). Die Lichtquelle (Elektronenblitz) befindet sich hinter einem Streuschirm, der den Zylinder von hinten beleuchtet. Andere Lichtführungen haben sich nicht bewährt. Der Streuschirm trägt äquidistante schwarze Streifen, deren Kontrast die Schlieren deutlicher hervortreten lässt. Die Aufnahme der Teilchenregelung in zylindrischen Gefäßen stößt auf Schwierigkeiten, weshalb hier die zusätzliche Zeichnung der dreidimensionalen Orientierungen notwendig ist.

c) Markierung der Fliessvorgänge, Kanalisierung der Glucose

Die Markierung des Fließens erfolgt entweder durch Inhomogenitäten (Schlieren, Blasen) oder durch Zugabe von Festkörpern. Je reicher die Flüssigkeiten mit Festkörpern beschickt werden, um so mehr ähnelt der Aspekt den Gesteinen, für die sie Modell stehen. Vgl. Fig. 7, die links Einbettung von Festkörpern in Newtonsche Flüssigkeit, rechts Einbettung in viskoelastische Flüssigkeit zeigt.

Gut sichtbare *Schlieren* entstehen bereits durch zufällige Verunreinigungen, z. B. Ölsuren, oder willkürlich durch Zugabe von Gleitmedien

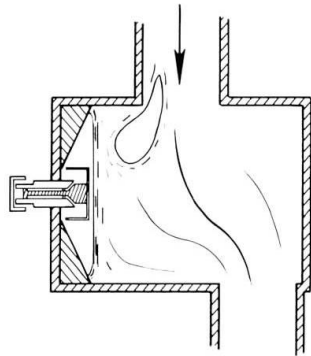
Fig. 6. Leitungsknie mit Sonderelementen.

Fig. 6a zeigt die unterhalb des Zylinders angebrachten Sonderelemente, deren einzelne Funktionen in den Skizzen der Fig. 6b erläutert sind:

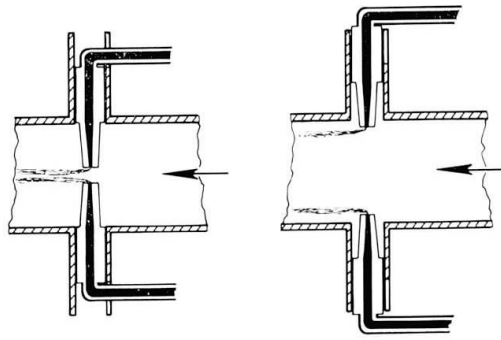
1. Die Luftfalle dient zur Entfernung von unerwünschten Luftblasen. An der horizontalliegenden kurzen Stahltrommel von doppeltem Leitungsquerschnitt sind Ein- und Austrittsöffnung auf den Deckeln gegeneinander versetzt. Die Substanz tritt in die höher gelegene Öffnung ein. Vorhandene Luftblasen senken den Flüssigkeitsmeniskus, worauf der im Scheitel angebrachte Schwimmer sich ebenfalls senkt und die Luft durch das geöffnete Ventil entweicht.
2. Mit dem Hohlkolbeninjektor werden Festkörperchen in die Strömung hineingedrückt. Es lassen sich bis zu 25 Stäbchen auf einmal einschieben.
3. Mittels Pressluftinjektor (Sperrventil) werden schliereerzeugende oder färbende Flüssigkeiten sowie Luftblasen eingedrückt. Zwei gegenständig montierte Düsen können in ihrer Distanz zur Rohrmitte verändert werden, damit man sowohl randnahe wie zentrale Partien des Strömungsflusses beschicken kann.

Hinter dem Leitungsknie liegen Behälter für Farbflüssigkeit, mit Pressluftzuleitung, darüber nicht sichtbar Dreiweghahn (für wahlweise Pressluft- oder Flüssigkeitseinspritzung) und Sperrventil; ein Hohlstutzen zum Temperieren des Zylinderbodens kann unter dem Boden montiert werden.

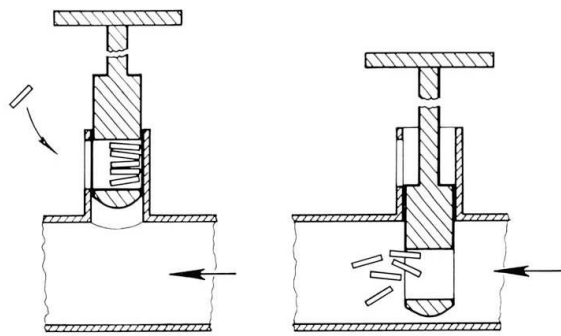
Leitungselemente
mit Sonderfunktionen



Luftfalle



Pressluft-Injektor



Hohlkolben-Injektor

Fig. 6b.

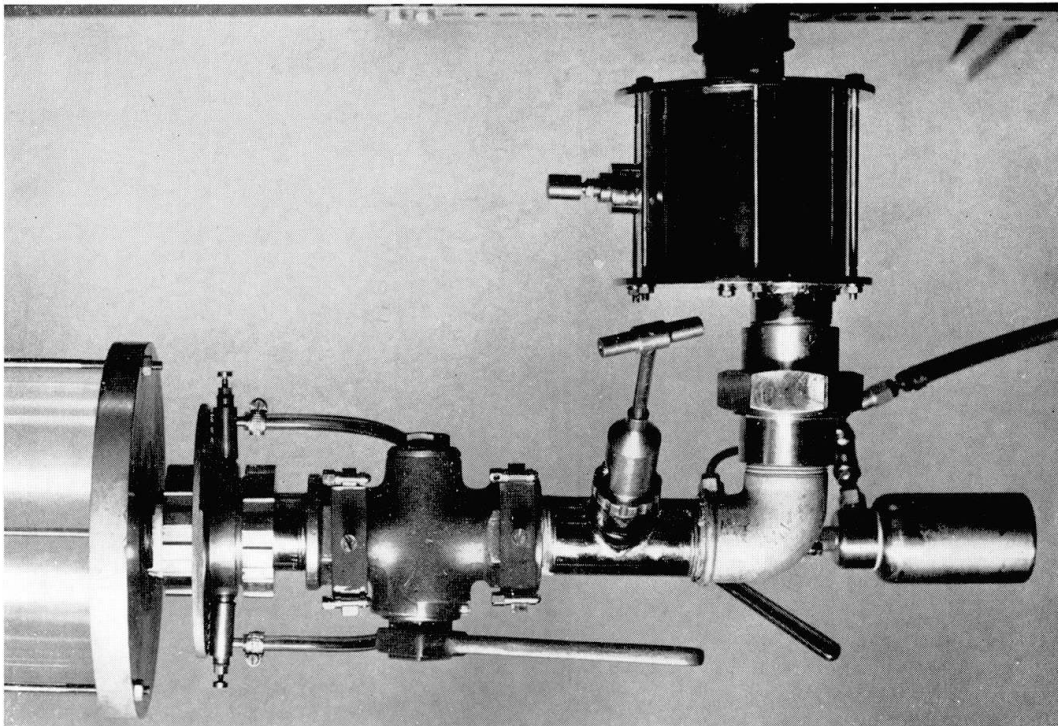


Fig. 6a.

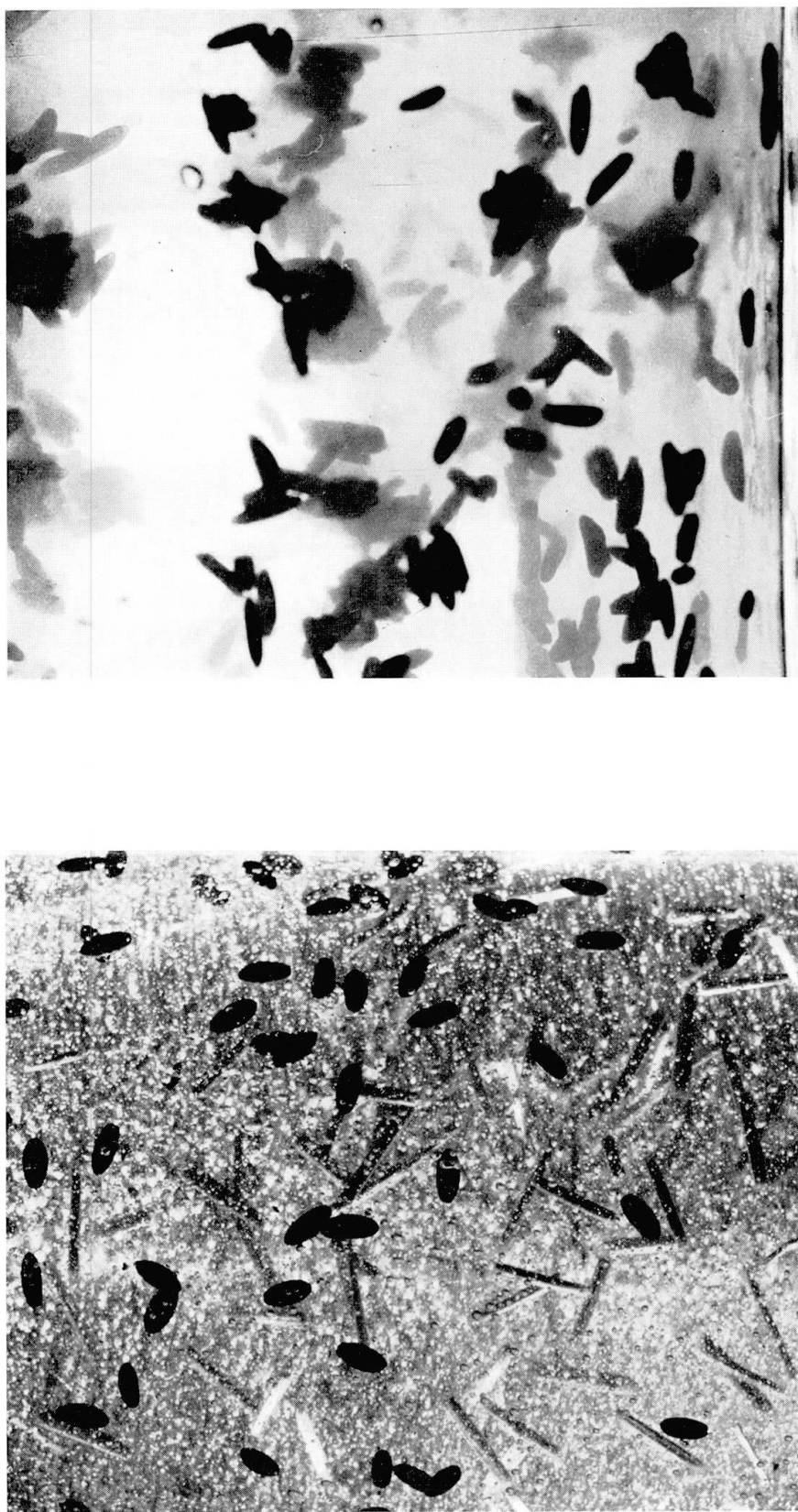


Fig. 7. „Modellgesteine“ des rheologischen Experiments.

Links ein „magmatisches Gefüge“; Dattelkerne und Holzstäbchen als unterschiedlich schwere und verschieden anisometrische Festkörper in blasenreicher Glucose. Man erkennt eine schwache Bogenstruktur durch den Einstromvorgang (von unten her).
 — Rechts ein „metamorphes Gefüge“; Reiskörner schichtig in Gelatinegel, durch seitlichen Druck leicht geschert.

(bei Glucose z. B. Wasser). Für einzelne Versuche ist Kaliumpermanganat als Farbindikator brauchbar, weil sich die Lösung langsam wieder entfärbt, ohne dass durch die Oxidation die Glucose merklich verändert wird. Ein beständiger Farbstoff ist das indifferente rote Neucoccin. Wärmeschlieren sind mit den Heizvorrichtungen leicht herzustellen.

Kleine isolierte Luftbläschen markieren ebenfalls den Schlierenbau. Ihr Auftrieb ist bei der grossen inneren Reibung der Flüssigkeit unbedeutend. Über ihre Verwendung als Anzeiger des Spannungszustandes der Flüssigkeit ist bereits früher (NICKEL, 1963) berichtet worden.

Als anisometrische *Festkörperchen* wurden verschieden gefärbte kleine Buchenholzzyylinder (15 mm lang, 3 mm dick), für Sedimentationszwecke auch analoge Leichtmetall- und Glaskörper benutzt. Praktisch auftriebsfrei sind Reiskörner in verdünnter Glucose. Der sog. Langreis bildet Körner bis 8 mm Länge und 1,5—2 mm Dicke. Er weicht in konzentrierter Glucose sehr langsam auf, wird in der Schnecke kaum zerdrückt und lässt sich leicht entfernen.

Der Auftrieb dichteverschiedener Festkörper wirkt sich in unseren kurzzeitigen Versuchen mit hochviskoser Flüssigkeit nicht aus. Vergleicht man den Anstieg der Flüssigkeit (Steigen des Meniskus) mit dem Anstieg von Festkörpern in ihr, so muss wegen des parabolischen Geschwindigkeitsprofils und der Scheitelgleitung (s. S. 433) die Geschwindigkeit der (im zentralen Teil des Rohres aufsteigenden) Festkörper grösser sein als der Flüssigkeitsanstieg. Es überlagern sich hier (abgesehen von Geschwindigkeitsunterschieden, die sich aus der verschiedenen Position der Teilchen relativ zur Strömungsmitte ergeben) mehrere Einflüsse, und der Gesamtvorgang ist bestimmt durch Strömungsgeschwindigkeit, Viskosität, Scheitelgleitung und Auftrieb. Auch wirkt sich in der Einweganlage der nicht ganz gleichmässig fahrbare Vorschub aus. Fig. 8 zeigt an zwei verschieden konzentrierten Glucosen die effektiven Differenzen der Steiggeschwindigkeiten. Es wurde der Vorschub mittels der hydraulischen Handpresse einmal möglichst langsam (minimaler Hub), sodann möglichst schnell (maximaler Hub) vorgenommen. Die betr. Schubgeschwindigkeiten sind auf den beiden Ordinatenstäben eingetragen; die Verbindung der Messpunkte zwischen den beiden Ordinatenstäben durch eine gerade Linie ist willkürlich.

Kanäle mit *nachgebenden Wänden* werden für modellgerechte Versuche von Intrusionen benötigt. Wenn man zwei verschieden viskose Flüssigkeiten nacheinander in die Versuchsanlage eindrückt, so durchsteigt die spezifisch leichtere die andere ohne Durchmischung und überschichtet sich ihr mit scharfer Grenze; es verbleibt lediglich eine, in Fig. 9 mit

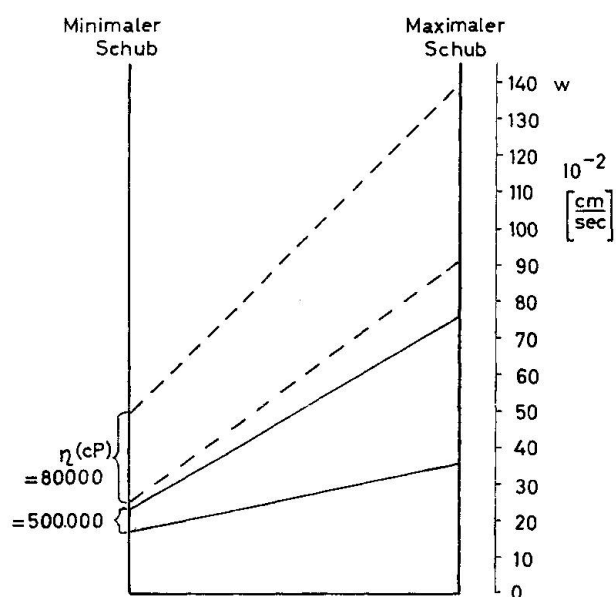


Fig. 8. Geschwindigkeitsverhältnisse zwischen Flüssigkeitsanstieg und Teilchenanstieg ($\cong w_{max}$ des Geschwindigkeitsprofils) in der Einweganlage, demonstriert an zwei unterschiedlich viskosen Glucosen. Auf der linken Ordinate sind die Geschwindigkeiten bei minimalem Hub, auf der rechten Ordinate die bei maximalem Hub eingetragen.

Gestricheltes Linienpaar: verdünnte Glucose ($\rho = 1,405$); ausgezogenes Linienpaar: \pm unverdünnte Glucose ($\rho = 1,425$). Die obere Linie jedes Linienpaares gibt die Geschwindigkeit des aufsteigenden Buchenholzstäbchens ($\rho = 0,7$) an, die untere den Anstieg der Flüssigkeit selber (= Steigen des Meniskus); Messstrecke 30 cm.

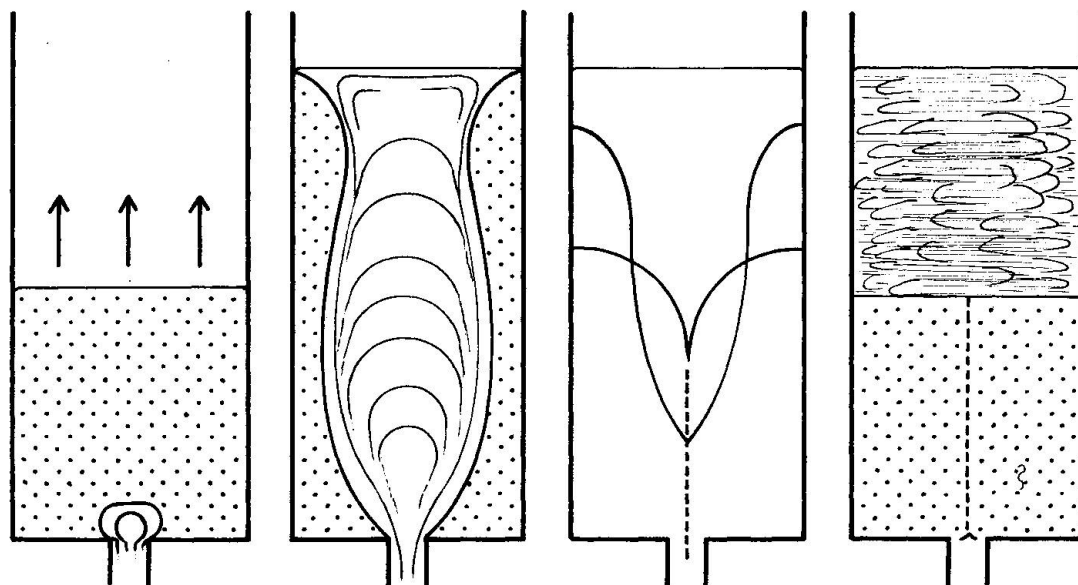


Fig. 9. Übersichtung von verdünnter Glucose über konzentrierte Glucose (letztetere mit Punktsignatur). Die dünnere, weniger viskose Glucose wird durch die schon im Behälter befindliche hindurchgedrückt, wobei sich zunächst eine „Vase“ bildet, die sich vom Boden abhebt und verbreitert, bis die beiden Flüssigkeiten scharf übereinander liegen. Es verbleibt in der spezifisch schweren Glucose ein kaum sichtbarer, zentraler Schlierenfaden (gestrichelt gezeichnet) zurück: „Vorkanalisation“ für Intrusionsversuche.

gestrichelter Linie angedeutete Restschliere, die als „elastischer Kanal“ für erneute Intrusionen benutzt werden kann. Das genannte Phänomen ersetzt uns apparative Konstruktionen, durch die der Durchmesser des Magmenschlotes dem jeweiligen Druck angepasst wird (Kap. VIb).

IV. DIE PHÄNOMENE DES EINSTRÖMENS

a) Das Strömungsprofil im Einwegversuch

Die Geschwindigkeitsverteilung in Newtonschen Flüssigkeiten bei Rohrströmung ist parabolisch (s. S. 409). Die zur Erzeugung einer bestimmten (mittleren) Fließgeschwindigkeit \bar{w} ($= \frac{w_{max}}{2}$) notwendige Druckdifferenz ist der Viskosität proportional:

$$\bar{w} = \frac{\Delta P \cdot r^2}{8 \eta l} \quad (r = \text{Rohrradius, } l = \text{Länge}).$$

Betrachtet man also Strömungen gleicher Geschwindigkeit, so ist das Strömungsprofil unabhängig von der Viskosität. Das Strömungsverhalten gleichschnell fließender basaltischer und granitischer Schmelzen wäre also identisch. Doch werden in der Natur bei vergleichbaren äusseren Kräften die Geschwindigkeiten in der Granitschmelze stets kleiner sein, was die unterschiedliche Intrusionsweise der beiden Schmelzen erklärt.

Aus der Gleichung ergeben sich unmittelbar die geologisch interessierenden Verhältnisse, etwa, dass (bei gegebener Zähigkeit und konstanter Geschwindigkeit) die notwendige Druckdifferenz abnimmt, sobald sich der Einströmräum erweitert usw.

Die Geschwindigkeit der einzelnen Stromfäden im Abstände z von der Rohrachse ergibt sich — vgl. S. 409, Fussnote, letzte Gleichung — zu:

$$w_z = \frac{2 \bar{w}}{r^2} (r^2 - z^2).$$

In Fig. 10 ist die Form der Geschwindigkeitsparabel an einem Beispiel — Rohrdurchmesser 20 cm — vorgeführt.

Nun ist die Anwendung der genannten Gesetzmässigkeiten im geologischen Falle dadurch beeinträchtigt, dass zwischen dem Anfangsort der Strömungen und der Oberfläche der vorangetriebenen Schmelze eine zu kurze Steigstrecke liegt. Es ist daher notwendig, die Phänomene des von uns als „Einwegversuch“ bezeichneten Experimentes einzeln darzustellen. Zur Markierung des Strömungsprofils sowie der Schereffekte dienen neben Schlieren auch die Luftblasen, deren während des Strömens sich ständig ändernde Form die Spannungszustände ablesen lässt.

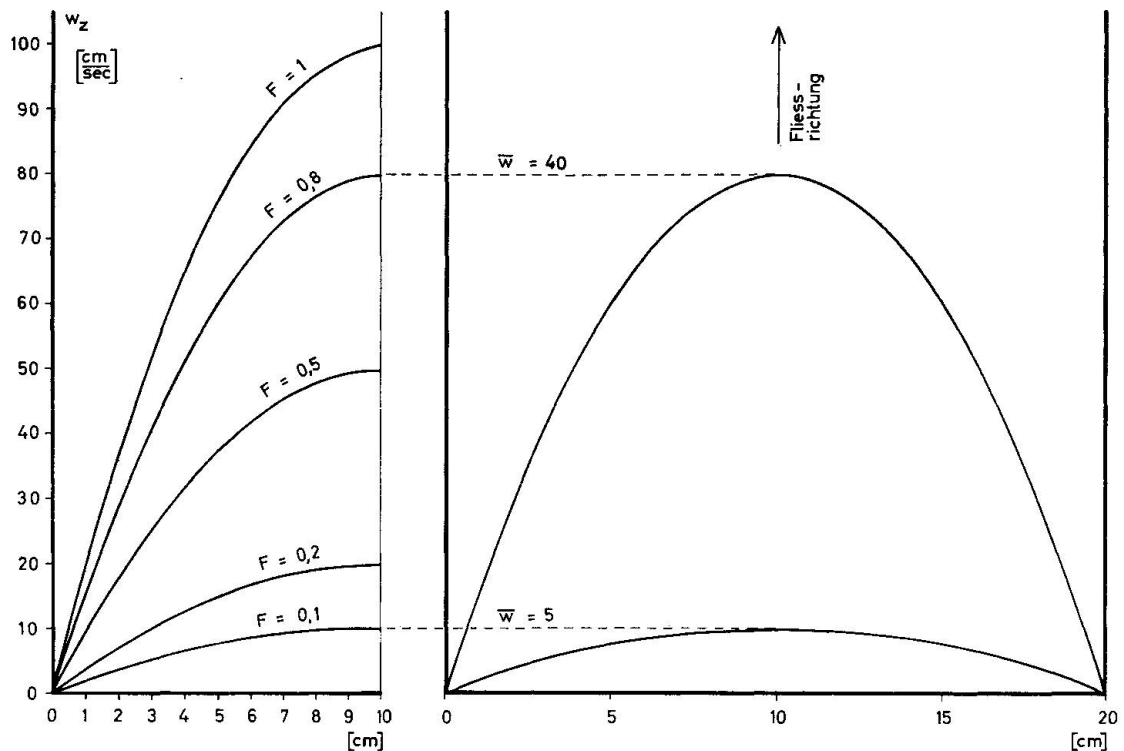


Fig. 10. Geschwindigkeitsprofile für Rohrströmungen (Rohrdurchmesser $2r = 20$ cm) und mittlere Geschwindigkeiten \bar{w} von 5 bis 50 cm/sec.

Die Formel (S. 429) vereinfacht sich zu $w_z = 2\bar{w}/100 (100 - z^2)$ oder $w_z = F(100 - z^2)$, und es ergeben sich für $F = 0,1$ bis $1,0$ die gezeichneten Parabeln ($z = 0$, bei w_{max} ; $z = r$, bei $w = 0$) der linken Zeichnung, die für das Rohr gemäß der rechten Zeichnung zum Geschwindigkeitsprofil ergänzt werden müssen.

Wir betrachten eine vertikale Rohrströmung, die durch eine Quellung von unten eingeleitet wird, d. h. die Flüssigkeit tritt aus einem engen Zuleitungsrohr in ein weites Rohr (im folgenden Zylinder genannt) ein. Während des Versuches bleibt der Meniskus der ansteigenden Flüssigkeiten jeweils noch in endlicher Entfernung von der Einströmöffnung. Es sind die folgenden Phasen zu unterscheiden, Fig. 11:

a) Beim Übertritt vom (Leitungs-) Rohr in den (Beobachtungs-) Zylinder verbreitert sich die Flüssigkeit, um das neue Profil zu füllen. Höhe und Form des *Einstosspfropfens* hängen von der Viskosität ab. In unserem Falle entsteht eine Extrusionsbeule, wie Fig. 12 zeigt.

b) Die allseitige Verbreiterung erzeugt ein sich mit fortgehender Strömung stets erneuerndes System von Dehnungskuppeln, von uns *Quellkuppeln* genannt. Ihre Gestalt ist von der Form des Überganges zwischen engem Rohr und weitem Zylinder abhängig. Schliesst die Basisplatte des Zylinders direkt an das Rohr an, dann entsteht nach Auffüllung mit der Flüssigkeit ein toter Winkel, der die weitere Strömung nicht mehr beeinflusst. Man kann daher den Übergang zwischen Rohr und Zylinder durch konische Einsätze kontinuierlich gestalten (Fig. 13).

Fig. 11. Schema der Einwegversuche. Oberhalb des Quellbereichs schliesst sich der Steigbereich an. Während sich bei stationärer Strömung der Meniskus der Flüssigkeit in grosser Entfernung vom Quellbereich befinden würde, ist er in unserem Falle so nahe, dass die Steigkuppeln schon vor der Ausbildung strömungsparalleler „Schlierenzylinder“ in den Scheitelbereich geraten.

Je weiter Scheitelbereich und Quellbereich auseinanderücken, um so mehr würden sich die *Verhältnisse der normalen Rohrströmung* einstellen, deren *Eigentümlichkeiten sich allein auf die Steigstrecke beziehen* und die Anwendung der Hagen-Poiseuilleschen Gleichung erlauben. Dies ist in unserem Versuch nicht der Fall; Quellung, Aufsteigen und Scheitelgleitung sind im Modellversuch für Granit-intrusion *gleichwertige Elemente*.

Zwischen zwei Kuppeln im Quellbereich (unten), wie im Steigbereich (darüber) sind die Fliesslinien eingetragen. Die Formdifferenz je zweier benachbarter Kuppeln (gleicher Zeitdifferenz) ergibt das Geschwindigkeitsprofil.

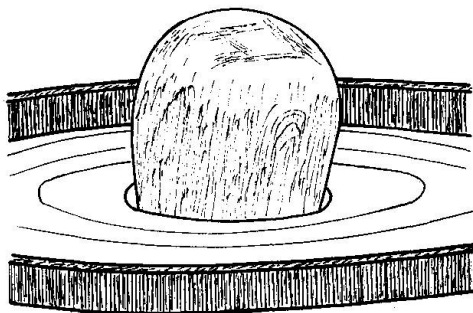
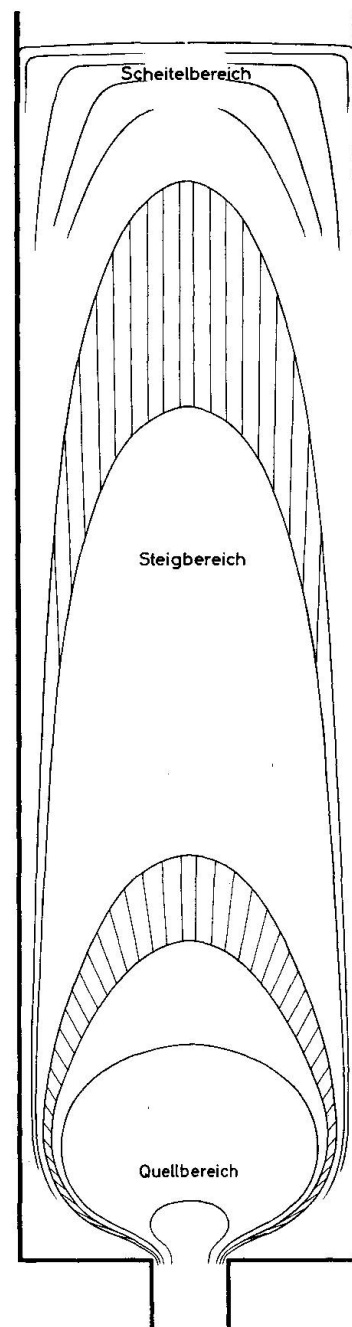


Fig. 12. Extrusionsbeule beim Einwegversuch, gebildet von Glucose ($\eta = 10^4 P$), die sich bis 10 cm über der 4 cm breiten Öffnung der Zylinderbasisplatte erhebt. Man beachte die vertikale Riefung des Pfropfens.

c) Liegt der Meniskus noch im Bereich der Quellkuppeln, so schliesst sich unmittelbar das unter f) genannte Phänomen an; diesen Fall wird Fig. 14 illustrieren. Hingegen wollen wir für die jetzige Betrachtung annehmen, dass die Flüssigkeitsoberfläche schon über die doppelte Höhe der Quellkuppeln hinausgestiegen ist.

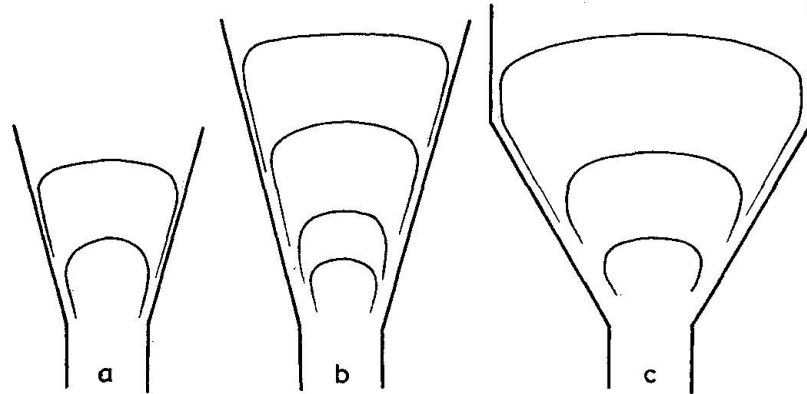


Fig. 13. Gestalt der Quellkuppeln in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel konischer Einsätze am Übergang vom Rohr zum Zylinder. Bei ebenem Zylinderboden bildet die Flüssigkeit selbst einen flach konischen Totbereich zwischen Rohrmündung und Zylinderwand.

d) In diesem Falle liegt oberhalb des Quellbereichs jene Strecke der Strömung, wo die seitliche Bewegung der Flüssigkeit aufgehört hat und die Quellkuppeln gemäss dem laminaren Fluss eine ausschliesslich vertikale Verschiebung erfahren. Wir nennen die in diesen Bereich eingetretenen nun *Steigkuppeln*. Entsprechend dem parabolischen Geschwindigkeitsprofil Newtonschen Fließens werden die Steigkuppeln während des Aufstiegens mehr und mehr in Fließrichtung gedehnt. Aus der Formdifferenz zweier Steigkuppeln, gemessen durch die Länge der Fließlinien zwischen zwei Steigkuppeln, lässt sich das Geschwindigkeitsprofil ablesen.

e) Je höher die Flüssigkeit angestiegen ist, um so mehr sind also die am Quellort erzeugten Kuppeln — in Abhängigkeit von der Fließgeschwindigkeit — in Strömungsrichtung gestreckt und damit zu Paraboloiden mit fast zylindrischen Wänden geworden.

f) An der Stirn der senkrecht aufsteigenden Strömung, d. h. am Meniskus und unterhalb von diesem, erfolgt, da ja die flache Flüssigkeitsoberfläche das parabolische Strömungsprofil „abschneidet“, eine Querströmung. Das relative Zurückbleiben in der Randzone lässt sich durch Farbmarkierungen deutlich machen (s. z. B. Fig. 21), es tritt eine Tendenz zur Einwicklung der randlich zurückbleibenden Flüssigkeit durch die ansteigende zentrale Strömung auf. Den Gesamtvorgang haben wir *Scheitelgleitung* genannt.

Wenn wir die Form von Granitplutonen betrachten, so zeigt sich, dass *keine selbständige Steigstrecke* entsteht, da sich Quellbereich und Scheitelbereich überlappen. In diesem Sinne ist also der Modellversuch zu führen! Je höher die Viskosität, um so mehr greifen bei sonst gleichen Bedingungen Quell- und Scheitelbereich ineinander und es entstehen die

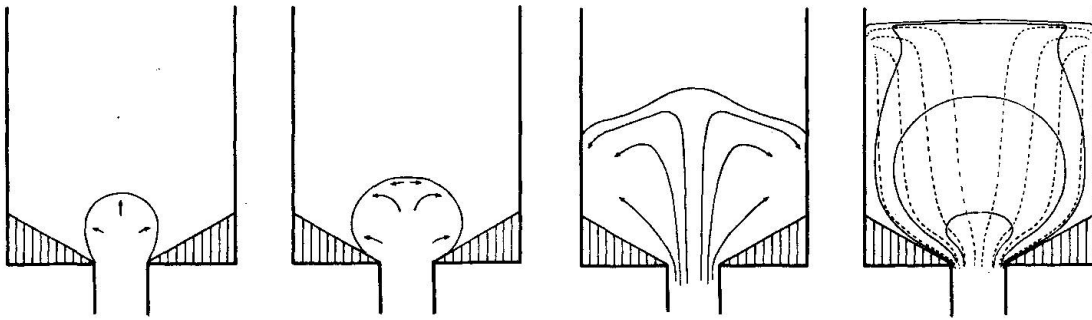


Fig. 14. Einwegversuch im Stadium des Ineinandergreifens von Quellbereich und Scheitelgleitungsbereich. Eine eigentliche Steigstrecke hat sich nicht ausgebildet, die Fließlinien (punktiert in der rechten Zeichnung) verlaufen nicht rohrparallel. Typischer Strömungsendzustand von Granitplutonen. Sichtbarmachung der Effekte im Versuch wie im geologischen Körper durch Schlierenbildung und Regelung anisometrischer Festkörper.

in Fig. 14 gezeichneten Verhältnisse. Hierbei unterscheiden sich also hochviskose Systeme deutlich von niederviskosen. Durch den Schlierenbau und die Anordnung von anisometrischen Teilchen ist die Gesamtstruktur des Systems sichtbar zu machen.

b) Scherung und Regelung im Einwegversuch

Wie beschrieben, müssen die Fliesstexturen im Granitmassiv aus den Besonderheiten des Einwegversuches *bei kurzer Steigstrecke* verstanden werden; mit der Verbreiterung des Strömungsquerschnittes beim Übergang vom Rohr in den Zylinder ist eine Verflachung des Geschwindigkeitsprofils verbunden, und die Platznahme ist schon während der Entwicklung der Quellperiode zu Ende.

Die Grundversuche seien wie folgt zusammengefasst:

1. Blasen in der Flüssigkeit

Die deformationsanzeigenden Bläschen sind, wie schon bei NICKEL (1963) beschrieben, im Zuleitungsrohr in Strömungsrichtung verzerrt, mit ihrer Längsachse leicht gegen die Strommitte geneigt, entsprechend der steilen Flanke des Strömungsprofils. Ehe sich die Bläschen im breiten Zylinder querdehnen, müssen sie beim Übertritt vom Rohr in den Zylinder eine annähernd kugelige Gestalt annehmen. Dieser Übergang wird sehr schnell durchlaufen und nun bilden sich konkav-konvexe Linsen aus. Mit weiterem Anstieg erhalten die Blasen ihre Kugelgestalt wieder, vgl. Fig. 2 und 3 (in NICKEL, 1936) und hier auf S. 446, Fig. 23 rechts.

2. Schlierenbau

Die Quell- und Steigkuppeln markieren sich auch in der zusatzfreien, also homogenen Glucose durch Schlieren. Dieser mit dem Spannungsfeld korrespondierende Kuppelbau ist auf Scherungen, die mit dem blossen Auge sichtbar sind, zurückzuführen.

Die Glucose entwickelt nämlich ganz allgemein bei Scherung, etwa erzeugt durch Bewegung eines Stabes in der ruhenden Flüssigkeit oder bei vorsichtigem Überschieben über einen gradkantigen Überlauf, alternierende Dichtestreifen. Diese Lichtbrechungsschlieren sind relativ stabil und lassen über längere Zeit erkennen, wo Stauchungen oder Zerrungen in der Flüssigkeit existent waren. Daher gelingt es, bei vorsichtiger Führung des „Einwegversuches“, oberhalb der Eintrittsöffnung ein System rhythmischer Scherungsschlieren sichtbar machen, die in den Zylinder kuppelartig hineinwachsen.

Die Sichtbarkeit der Scherungskuppeln wird durch Inhomogenitäten

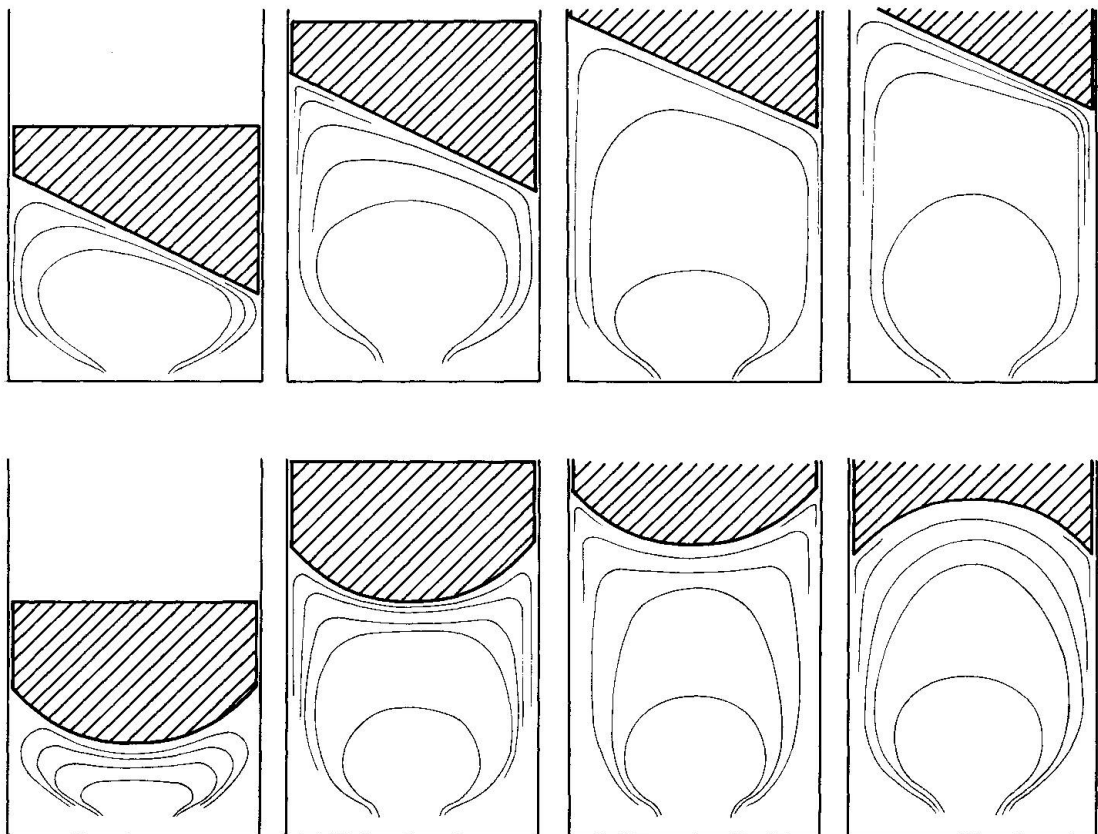


Fig. 15. Form der Quellkuppeln bei unterschiedlich profilierter Decke. Es passen sich die Kuppeln sehr genau dem schräg auflastenden oder konvex bzw. konkav geformten Deckel an. Im weiteren Abstand vom Deckel sind aber Quell- und Steigkuppeln ungestört entwickelt.



Fig. 16. Einwegversuch, Glucose mit Reiskörnern; *eine* Schlierenkuppel markiert. Zwei Phasen des gleichen Versuchs: rechts ist die Schlierenkuppel angestiegen und schlanker geworden. Die Reiskörner liegen zwar mit den Längsachsen in den Dehnungskuppeln, aber ohne Ausbildung einer Lineation, weshalb der Durchblick durch das konzentrische System von Dehnungskuppeln eine isotrope Lagenverteilung vortäuscht.

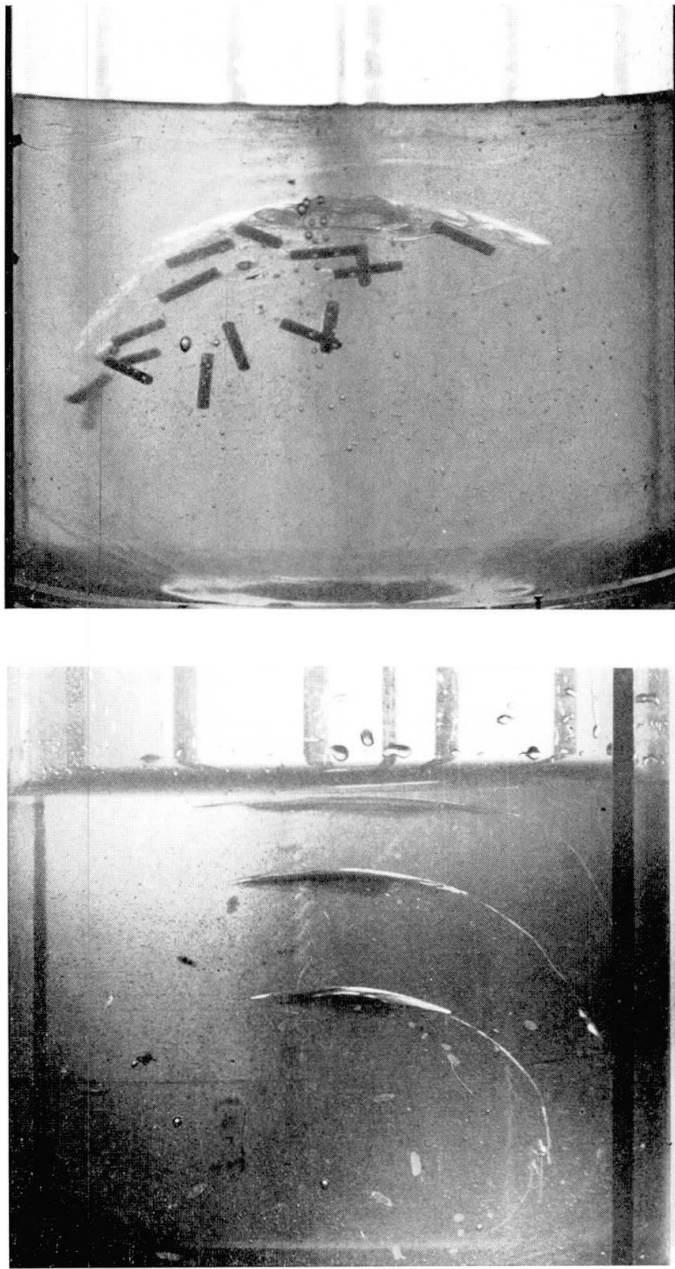


Fig. 17. Quellkuppelbau und Teilchenregelung.

Oben: Holzstäbchen mit verdünnter Glucose injiziert ergibt planare, lineationslose Anordnung in der Quellkuppel.

Unten: dreimalige Injektion (Luft - Wasser) erzeugt scharf begrenzte Schlierenkuppel.

und Farbzusätze verstärkt. Scherungen spielen sich bevorzugt an Inhomogenitätsgrenzen ab; hier werden die Spannungen zum Verschwinden gebracht, und es entsteht ein im Sinne von H. PHILIPP (1936) unstetig-laminarer Fluss.

Das konzentrische System von Kuppeln, wie es im Versuch auftritt, besteht also teils aus reinen Scherungsschlieren (der Glucose), teils aus „Inhomogenitätsschlieren“. Es bildet sich in ununterbrochener Folge an der Einströmöffnung, steigt auf und gerät nach kurzer Steigstrecke in

den Bereich der Scheitelgleitung, wo sich die schon schlanker gewordenen Kuppeln erneut deformieren.

Statt den Versuch mit freiem Flüssigkeitsspiegel durchzuführen, kann man die Flüssigkeit gegen einen auflastenden Stempel drücken lassen. Bringt man unter dem Stempel Profile an, um die Variationsmöglichkeiten des Plutondaches nachzuahmen, so deformieren sich die Kuppeln gemäss Fig. 15.

Wenn man den Kuppelbau durch Eindrücken von Fremdkörpern oder Umrühren stört, so wird dieser, sofern das Einströmen weitergeht, also bei fortdauerndem Quellen und Aufsteigen, relativ schnell wieder regeneriert.

3. Teilchen in der Flüssigkeit⁷⁾

Beschickt man die Glucose mit Reiskörnern, so ordnen sich die Körner symmetriekonform den Quell- und Steigkuppeln. Allerdings ist, wie Fig. 16 zeigt, der Anblick quer durch den Zylinder nicht sehr aufschlussreich. Man erkennt zwar das Ansteigen der Quellkuppeln; um aber die Anordnung der Reiskörner im Kuppelbau zu sehen, muss der summierende Eindruck quer durch die vielen Kuppeln ersetzt werden durch die Betrachtung einzelner Kuppeln. Hierzu dient Fig. 17, wo man sieht, wie die anisometrischen Festkörper planar in der Kuppel liegen, jedoch ohne Vorzugsrichtung ihrer Längserstreckung.

Man kann nun den Weg der einzelnen Festkörper während des Einströmens verfolgen. Hierbei zeigt sich, dass die mit einem raschen Schub vom Rohr in den Zylinder übertretenden Körper (Holzstäbchen oder Reiskörner) je nach ihrer zufälligen Lage verschieden schnell in die Kuppelfläche einrotieren. Teilchen, die von vorneherein quer zur Strömung lagen, verbleiben in dieser Position. Die anderen überschlagen sich ein oder zweimal, ehe sie, planar eingeregelt, zur Ruhe kommen. — Die Phänomene werden dort komplizierter, wo sich Auftrieb bemerkbar macht.

Fig. 18 beschreibt den Weg von drei Teilchen im Quellbereich. — Um den Übergang vom Rohr in den Zylinder beobachten zu können, haben wir einen gläsernen Stutzen auf die Eintrittsöffnung gesetzt, wie Fig. 19 zeigt.

⁷⁾ Bei allen halbschematischen Zeichnungen sind die Grössenverhältnisse zwischen Zylinder und Teilchen dem Darstellungszweck angepasst und die Teilchen meist relativ zu gross gezeichnet. Ebenso sind der Deutlichkeit halber die Längsachsen der Körner in die Zeichenebene gelegt, wo dies ohne Missverständnisse möglich war.

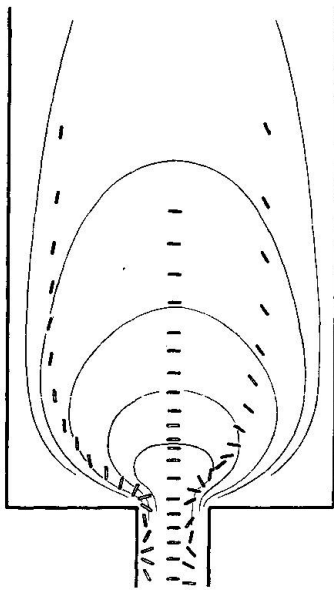


Fig. 18. Aufstiegsweg von drei Reiskörnern in strömender Glucose. Die Skizze soll die Einregelung der Reiskörner zeigen. Man beachte, dass in dieser Skizze die 5 übereinander gezeichneten Kurven die gleiche Kuppel, aber zu verschiedenen Zeiten darstellen.

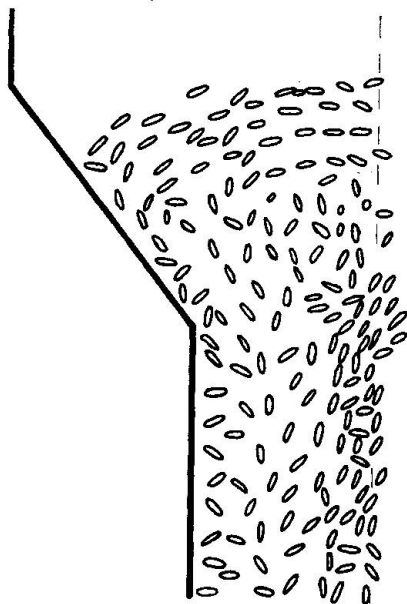


Fig. 19. Übergang vom Rohr in den Zylinder, beobachtet im gläsernen Stutzen. Gezeichnet ist das *halbe* Profil. Man erkennt Anreicherung der Körner im zentralen Teil des Rohres; ebenso ist die Tendenz der Teilchen deutlich, sich am Rande mehr oder weniger senkrecht zur Rohrwand zu stellen. Zwischen Mitte und Rand rotieren die Teilchen im Stutzen, bei Betonung fließlinienparalleler Ausrichtung. Beim Eintritt in den Konus wird diese Anordnung umgebaut in die Kuppelstruktur.

Im Rohr, genügend weit entfernt von der Einmündung in den Zylinder, stehen fast alle Körner stromlinienparallel, also parallel der Rohrachse, bzw. sind — das gilt für Körner am Rande — leicht gegen die Mitte geneigt. Im Stutzen, den Fig. 19 abbildet, ist die S. 412 beschriebene Konzentrationserhöhung in Rohrmitte sehr deutlich; am Rande stehen auffällig viele Körner ungefähr senkrecht auf der Wand. Zwischen Randzone und zentralem „Pfropf“ rotieren die Teilchen.

Da beim Übertritt in den Zylinder eine grössere Anzahl von Körnern fließlinienparallel in den Quellbereich hineinstösst, um sich dort planar

der Kuppel anzupassen, ist auf den unteren Quellkuppeln eine Bevorzugung der *radialen* Stellung der Reiskörner vorhanden: die Körner stellen sich also *in* der Kuppelfläche so, dass die lange Achse von der Rohrmitte gegen die Rohrwand zeigt. Das weitere Ansteigen im Quellbereich verwischt dann diesen Effekt wieder, und während der ganzen Versuchsstrecke bleibt die lineationslose Planarregelung der Körner in den Kuppelschalen erhalten.

Zusammenfassend müssen wir feststellen:

a) Im Quellbereich werden praktisch alle Teilchen zu einer planaren Anordnung auf den Scherungskuppeln veranlasst. Je grösser die Quellverbreiterung ist (Verhältnis von Rohr- zu Zylinderquerschnitt), um so besser ist die Regelung.

b) Bei sehr breiten Behältern werden die Quellkuppeln im zentralen Teil praktisch flach. Da unterhalb der Steigstrecke noch keine Entartung der Quellkuppeln zu (den zunehmend spitzer werdenden) Steigkuppeln stattfindet, liegen die Kuppelschalen mit praktisch gleicher Krümmung übereinander; die in die einzelnen Kuppeln eingeregelten Körner bilden also in ihrer Gesamtheit eine echte Paralleltexur.

c) Im unteren Teil der Quellkuppeln können noch Regelungseffekte auftreten, die durch die Vorregelung im Zufuhrkanal bedingt sind, z. B. radiale Stellung von länglichen Körnern.

d) Bei Ausfall einer eigenständigen Steigstrecke schliesst sich sofort der Scheitelbereich an, wo die Flüssigkeit seitlich abfließt. Bei dieser Drift tritt (im Gegensatz zum Effekt in Nähe des Eintritts) eine Bevorzugung der tangentiellen Stellung der Körner ein; dieser „Eimereffekt“ wurde schon früher (NICKEL, 1963) erwähnt.

Die vorgenannten Elemente des Einströmvorganges sind es, die wir auf Grund der Geometrie von Granitplutonen für die Modell-Übertragung benötigen. Fig. 20 und Fig. 21 sollen diese Überlegungen noch einmal demonstrieren: In Fig. 20 (Mitte) ist die Regelung für eine Proportion Rohr : Zylinder = 1 : 5 gezeichnet. Bei noch grösserer Querschnittsdifferenz würden im zentralen Teil die Kuppeln flach und fast eben entwickelt sein. — Fig. 21 zeigt einen Versuch, bei dem wir die Kuppelbildung und die Scheitelgleitung zugleich sichtbar gemacht haben.

Überblicken wir die Eigenheiten des Einwegversuches und vergleichen wir mit dem geologischen Fall des Einströmens, so ergeben sich also die folgenden Schlüsse:

1. Die Texturverteilung in einem Granitpluton ist dem Strömungsbild hochviskoser Flüssigkeiten vergleichbar, wenn die Quellzone *ohne stationäre Steigstrecke* in den Scheitelbereich übergeht.

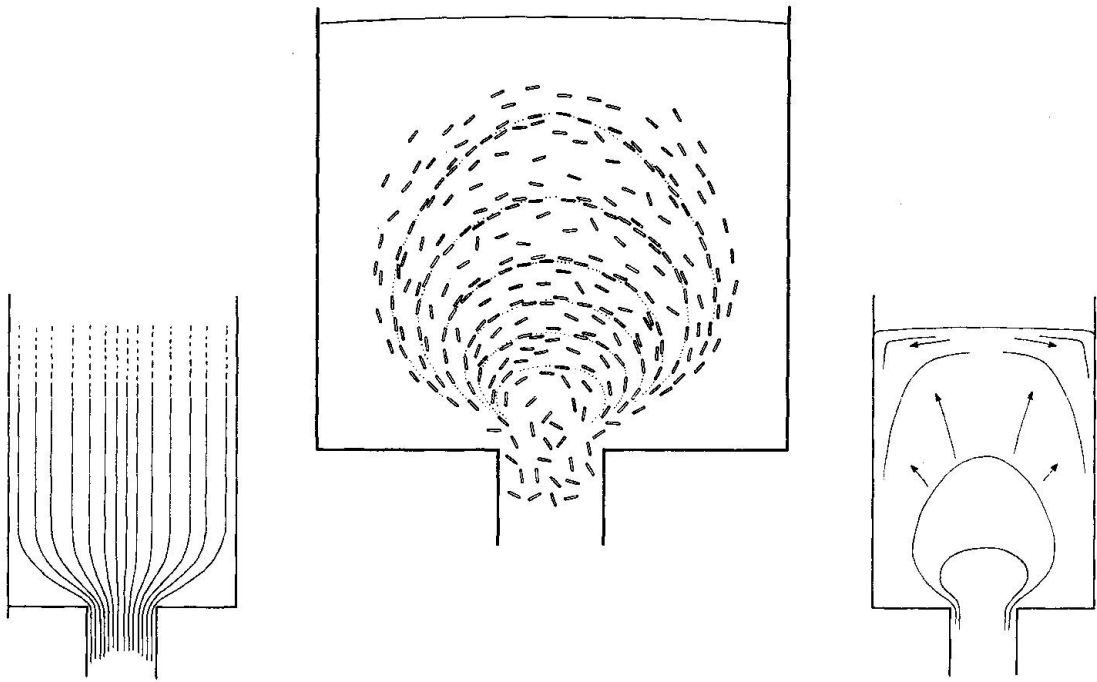


Fig. 20. Darstellung der Planarregelung im Quellbereich (mittleres Bild). Durch Punkte sind Schlierenkuppeln angedeutet. An solchen Makroschlieren gleitet die sich querdehnende Flüssigkeit bevorzugt, weshalb hier die Regelung der Festkörper besser ist als abseits der Schlieren. Die linke Skizze zeigt, wie die Fliessfäden liegen würden, wenn sich eine genügend lange Steigstrecke anschliesst; dieser Zustand ist im Quellbereich nicht vorhanden; die wahren Verhältnisse entsprechen der rechten Skizze: schräger Anstieg der Fliesslinien und seitliches Abgleiten der Substanz im Scheitelbereich.

2. Der durch Querschnittsverbreiterung der viskosen Flüssigkeit entstandene Kuppelbau entspricht dem Kuppelbau der Granitmassive. Alle Vorzeichnungen folgen den Scherungsflächen = Kuppelflächen der Flüssigkeit.

3. Insbesondere sind es die Schlieren (Eigenschlieren, Fremdschlieren), die das System der konzentrischen Kuppelschalen abzeichnen.

4. Bei kurzem Anstieg sind die Kuppeln im zentralen Teil flach bis eben. Die Fliesslinien schneiden diese Gewölbefflächen \pm senkrecht. In dem Gewölbe sind anisometrische Partikel planar eingeregelt.

5. Die Regelung der anisometrischen Teilchen ist in den durch Materialinhomogenitäten erzeugten „Makroschlieren“ besser als abseits dieser Schlieren. Dieser Effekt beruht auf den grösseren Gleitbeträgen in den Makroschlieren. — Die unter 3—5 genannten Phänomene entsprechen den Feldbeobachtungen in Granitmassiven.

6. Da bei der Planarregelung parallel dem Kuppelgewölbe keine Linea-



Fig. 21. Modell der Regelung in einem annähernd isometrisch gebauten Pluton: Planare Anordnung der Reiskörner in Quellkuppeln; zusätzliche Gleiteffekte vom Scheitel gegen die Peripherie. Die Scheitelgleitung ist hier sichtbar gemacht durch angelöstes Neucoccin-Pulver, dessen scheinbarer Abstieg an den Wänden bedingt ist durch das zentrale Ansteigen der quellenden Masse.

Wäre der Körper allseitig breiter und weniger hoch, eine Form, die dem geologischen Körper noch mehr entsprechen würde, so besäßen die Kuppeln eine annähernd ebene Mittelpartie, ohne Änderung der sonstigen Phänomene. Erst an unrunder Plutonen ist mit zusätzlichen Phänomenen zu rechnen (siehe VIII. Kapitel).

tion ausgebildet wird, sieht der Beobachter, wenn er quer durch die Glucose blickt, ein Bild scheinbarer Regellosigkeit.

7. Wegen des flachen Geschwindigkeitsprofils steigt innerhalb der Versuchsstrecke der Kuppelbau ohne merkliche Änderung seiner Konfiguration an: die konzentrischen Kuppelschalen bleiben untereinander \pm parallel. Auch in Granitmassiven ist die Paralleltexur leicht konvex gebo-

gen und mit \pm gleichem Krümmungsradius des Gewölbes in verschiedenen Aufschlussniveaus.

8. Am Dach tritt Scheitelgleitung auf. Beim Abschieben der Festkörper gegen den Rand werden diese in eine wandparallele Orientierung gedreht, so dass sich eine umlaufende Lineation andeutet. An Granitmassiven wäre (unter Zuhilfenahme der Lineation) zu prüfen, ob die sogenannte „Randpressung“ nicht teilweise auf ein Zurückbleiben der randlichen Substanz durch die Scheitelgleitung zurückzuführen ist.

9. Durch die Form des auflastenden Deckels werden die Kuppeln modifiziert: Sie passen sich dem Rahmen an, ohne von der Strenge der Regelung abzugehen.

10. Solange das Einströmen erfolgt, werden auch Störungen wieder ausgeglichen, so dass auch in Plutonen, die sich durch „Übersich-Brechen“ ihren Platz verschaffen, der Kuppelbau als Ganzer nicht verschwinden sollte⁸⁾.

11. Unter Quellung ist im rheologischen Sinne das Einströmen unter Querschnittsverbreiterung verstanden. Gelegentlich werden auch Migmatitbeulen als Quellschmelzen bezeichnet. Insofern solche Beulen Vorstadien echter Granitkörper sind, könnte die Frage auftauchen, wie „echtes Fliessen“ von einem anatektischen Quellungs Vorgang zu unterscheiden ist. Theoretisch sollte man die folgende Abfolge abwarten: Altgefüge \rightarrow Migmatitbeule \rightarrow partielle Entregelung \rightarrow Neuverspannung in der Fliesskuppel; vgl. auch Kap. VII.

Ein typisches Phänomen von Granitplutonen bleibt bei der bisherigen Versuchsführung unbeobachtet, nämlich die charakteristische Lineation innerhalb der Planarregelung. Es ist jedenfalls festzuhalten, dass man das Fehlen von Lineation *nicht als ein Indizium für fehlendes Fliessen* ansehen kann. — Ehe wir uns in Kap. V mit diesem Problem befassen, soll noch der mögliche Einfluss der Konvektion besprochen werden.

c) Konvektion und Sedimentation

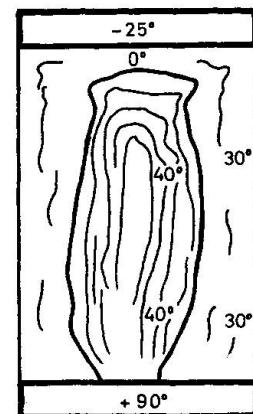
Zahlreiche Granitmassive beweisen durch ihr weitgespanntes, intaktes Schlieren- und „Streckungs“-Gewölbe, dass Konvektion keine grosse Rolle gespielt haben kann. Auch dort, wo sich beim Einströmen von Granitschmelzen das Material der Wand angepresst hat („Primärgneis-

⁸⁾ Verhindert man aber, bzw. zerstört man die Bildung einer Textur direkt beim Einquellen, so bildet sich unter gegebenen Versuchsbedingungen der Schlierenbildung nicht neu, die isotrope Lagenverteilung der Teilchen bleibt erhalten, siehe bei Kap. VI.

zone“), scheidet Konvektion aus. Doch gibt es auch Granite mit vertikal-schlrieriger Textur. Hier ist damit zu rechnen, dass an den kühlen Wänden konvektiver Abstieg erfolgt, und zwar während und nach der Einstromungsperiode. Wir haben daher in den gleichen Zylindern, die zum Fließversuch dienten, orientierende Versuche zur Konvektion und Sedimentation durchgeführt.

In Zylindern mit stehender Glucose stellt sich bei Beheizung der Bodenplatte eine zentrale Schlierenzone ein, die sehr unregelmässig geformt ist. Die Bewegung ist bei gegebenen Versuchsbedingungen (Plexiglaszylinder 100 cm hoch, \varnothing 20 cm, $\eta = 10^4 P$, Heizung der Metall-Bodenplatte im Wasserbad) gerade noch erkennbar (also ca. 1 mm/sec). Es stellt sich nach Stunden das auch in der Literatur beschriebene Umströmen ein, d. h. zentraler Anstieg, peripherer Abstieg, bis nach 24 Stunden ein allgemeiner Ausgleich und Stagnation erfolgt. Kühlung der oberen Deckplatte (auf -25°C) verbessert die Zirkulation nicht, da sich der schmale Kühlungsbereich unter dem Deckel lediglich dahingehend auswirkt, den randlichen Abstieg durch Viskositätserhöhung zu bremsen, so dass sich bald zwei konzentrische Massen von verschieden viskoser Glucose bilden, zwischen denen keine Zirkulation mehr erfolgt. Es wird eine zentrale Säule wärmerer Glucose (mit einer über die ganze Höhe gleichmässig verteilten Temperatur) innerhalb eines Mantels kühlerer und zäherer Glucose konserviert. Zwischen beiden erfolgt Wärmeaustausch offenbar überwiegend durch Wärmeleitung (Fig. 22).

Fig. 22. Konvektionsversuch mit verdünnter Glucose bei Heizung des Bodens und Kühlung des Deckels. Es bildet sich eine zentrale warme Flüssigkeitssäule aus. Der konvektive Ausgleich zwischen Hüllzone und Kernzone ist unmerklich klein. Das stagnierende System lässt sich über Tage in der gleichen Verteilung aufrechterhalten.



In diesem System der zwei unterschiedlich viskosen Flüssigkeiten haben wir verschieden geformte Festkörper aus Glas, Metall usw. sedimentieren lassen. Alle Teilchen zeigen (abgesehen von der Beschleunigung auf der Anfangsstrecke) gemäss dem Stokesschen Gesetz eine konstante Fallgeschwindigkeit über die ganze Zylinderhöhe, jedoch in Abhängigkeit

von ihrer Bahn relativ zur Zylinderachse. Die Weg-Zeit-Kurven sind Geraden gemäss der Viskosität, mit einer Falldauer zwischen 15 und 40 Minuten⁹⁾.

Interessant ist das Absinken von Teilchen an der Grenze zwischen innerer wärmerer Säule und dem äusseren, kühleren Mantel: Die Teilchen folgen nicht der Vertikale, sondern schmiegen sich der konischen Form der inneren Säule an; zentral oben angesetzt, bewegen sie sich auf einer Kurve in die Tiefe (in Bodennähe wieder zur Mitte hin).

Mit der Differenz der Dichten zwischen Flüssigkeit und Festkörper nimmt der sortierende Einfluss reiner Sedimentationsvorgänge schnell zu. Wir haben dieses Problem, das H. R. SHAW (1965) diskutiert hat, nicht weiter verfolgt; ebenso wenig auch die Abhängigkeit der Orientierungseffekte fallender Körper von der Reynoldszahl, was PETTYJOHN und CHRISTIANSEN (1948) für kubische und andere Körper studiert haben.

Für die Orientierungsphänomene muss man klar unterscheiden zwischen einer Sedimentationsregelung im homogenen Milieu oder einer Regelung in schlierigen Medien. In letzteren kommt es auch innerhalb unserer Versuchsstrecke zu Lageänderungen von absinkenden Teilchen.

Ein analoger Mechanismus führt zur Entregelung in Flüssigkeiten, sobald das Strömen aufhört: Stoppt man in der Ringanlage das Umströmen von erhitzter Glucose, so führen die Teilchen fast unmerkliche Bewegungen aus. Einige Stunden später ist ohne eigentliche Konvektion eine richtungslose Verteilung und Lageorientierung der vordem vom Einfließen her geregelten Reiskörner erreicht. Es genügen also kleine Wanderwege von \pm schwebenden Körpern, um Einströmtexturen zu verwischen.

Wo Granite eine scharfe Regelung nach dem Kuppelbau zeigen, können wir gemäss unseren Experimenten annehmen, dass gravitative Phänomene ebenso wie Konvektionsströmungen ausgeblieben sind. Damit sind wir auch der Frage enthoben, wie der Wärmeübergang erfolgt ist, denn dieser hat dann offenbar keine ausschlaggebende Bedeutung für die Textur gehabt.

⁹⁾ Die Schwerkraft, vermindert um den Auftrieb, also $K = 4/3 \cdot \pi \cdot r^3 \cdot g$ (ρ Teilchen – ρ Flüssigkeit), veranlasst ein Teilchen in viskoser Flüssigkeit bald zur Einnahme einer konstanten Geschwindigkeit v ; der Reibungswiderstand W ist nach Stokes $W = 6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot v \cdot r$ [dyn], woraus bei $K = W$ resultiert: $v = \frac{2}{9} \cdot r^2 \cdot g \cdot (\rho_2 - \rho_1) \frac{1}{\eta}$.

Grosse Teilchen fallen also wesentlich schneller als kleine; da sich die Effekte für Teilchengrösse und Dichtedifferenz überlagern, ergeben sich Probleme hinsichtlich der „Sedimentationsparagenese“, wenn Mineralien verschiedener Dichte gleichzeitig, und dann noch in mehreren Korngrössen ausfallen.

Diese Vereinfachung gilt nicht für Granite ohne Kuppelbau (gemäss Kap. VI), ebenso nicht für Gänge und Zufuhrkanäle. Hier ist für Gangfüllung und Kristallisation das Verhältnis von Wärmeleitung und Wärmetransport von Bedeutung¹⁰⁾. Über die betreffenden Unsicherheiten hat SHAW die Ergebnisse von LIDTHILL (1953) und MARTIN und COHEN (1954) diskutiert.

Wo bei unseren Versuchen in der Ringanlage warme Glucose längere Zeit durch einen Zylinder strömte, hatte sich in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit stets ein zentraler Fliesskanal gebildet, um welchen sich scharf begrenzt ein stagnierender bis zirkulierender Mantel aus kühlerer Glucose legte. D. h.: jedes Strömen bei Querschnittserweiterung erzeugt dort, wo kein Kuppelbau auftritt, in den peripheren Zonen um den Strömungskanal *Räume mit Konvektion* und entsprechender Sedimentation; im folgenden Kapitel ist ein solcher Versuch näher beschrieben.

V. VON DER QUELLDEHNUNG ZUR FLIESSLINIENREGELUNG

Wie bereits beschrieben, entstehen beim Einwegversuch keine Lineationen. Dies liegt daran, dass in Strömungen, bei denen die Quelldehnung sofort in Scheitelgleitung übergeht, Fliesslinienregelung nicht zur Auswirkung kommen kann. Es bleibt bei einer Planarregelung der anisometrischen Schwebekörper. Ist aber die Steigstrecke länger, dann dehnen sich die Kuppeln in Fliessrichtung und werden — wie S. 432 beschrieben — zu schlanken Strömungsparaboloiden. Die auf den Kuppelflächen liegenden Teilchen gewinnen dadurch eine steilere Lage. In genügendem Abstände von der die Quellkuppel erzeugenden Einströmöffnung verschwinden die Kuppelzeichnungen ganz. Verfolgt man die Teilchen, so zeigt sich, dass sie in diesem Bereiche — in Abhängigkeit von ihrer Lage zur Zylinderachse — unterschiedliche Rotationen durchführen und dass die allgemeine Tendenz besteht, zylindrische (oder ellipsoidische) Körper fliesslinienparallel zu regeln.

Beim *Einwegversuch* müsste dieser Regelungsbereich durch eine sehr

¹⁰⁾ Über die Konsequenzen für die Kristallisationsweise quer zum Gang hat man sich schon früh Gedanken gemacht. Schon 1902 hatte QUENEAU aus dem Wärmefluss abgeleitet, dass die Kristallgrösse gegen die Gangmitte zunehmen müsse. Unter anderen Gesichtspunkten (H. G. F. WINKLER, 1948) ergibt sich ein Korngrössenmaximum in einer bestimmten Distanz vom Rand. Der komplexe Füllungsmechanismus von Gängen (Mehrphasigkeit, Strömen längs Schlieren) erschwert alle Berechnungen.

lange Steigstrecke realisiert werden. Den gewünschten Effekt kann man aber auch im 1-m-langen Zylinder dadurch erzielen, dass man durch Ableitung am oberen Ende einen *Umströmversuch* in der Ringanlage durchführt.

Ehe sich der stationäre Zustand des Umströmens einstellt, entsteht eine Art Übergangsstadium von den Einwegbedingungen zu den Umströmbedingungen:

Vergleichen wir auf Fig. 23 den Zustand des Einwegversuches mit dem des Umströmversuches:

Das linke Bild zeigt den bis zum oberen Rand gefüllten Zylinder. Quell-, Steig- und Scheitelbereich sind entwickelt. Im rechten Bild wird durch Fortdauer der Strömung ein Kreislauf eingeleitet.

Bei ca. 20 Upm der Schnecke und einer Viskosität von $\eta = 10^4 P$ ergeben sich Geschwindigkeiten von ca. 0,1 cm/sec im Zylinder. Die in den Zylinder eintretende Flüssigkeit durchläuft die Stadien des Quellens und Steigens. Sobald die Flüssigkeit den Zylinder am oberen Deckel verlässt, entartet die Scheitelgleitung und es

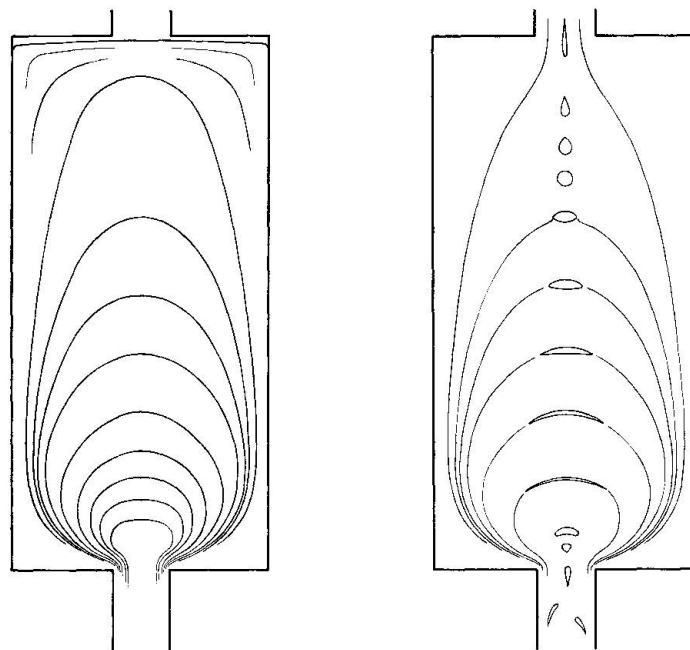


Fig. 23. Übergang vom Einwegversuch zum Umströmversuch. Im links gezeichneten Zylinder steht der Meniskus der Flüssigkeit noch unterhalb des Deckels, die drei Bereiche des Einstromens (Quellung, Steigen, Scheitelgleitung) sind entwickelt. Im rechts gezeichneten Zylinder verlässt infolge weiterer Substanzzufuhr die Flüssigkeit den Behälter am oberen Ende. Die Scheitelgleitung hört auf, es ergibt sich das übliche Strömungsbild für eine plötzliche Querschnittsverengung ohne Turbulenz. (Jedoch entsteht, je nach der Grösse der Temperaturdifferenzen zwischen Flüssigkeit und Umgebung, eine Konvektion im toten Winkel unter der Deckplatte.) Zusätzlich eingetragen sind grosse Luftblasen an Makroschlieren.

entstehen, je nach der Temperaturdifferenz zur Umgebung, verschieden grosse Konvektionsräume im toten Winkel unterhalb des Zylinderdeckels.

Die aus dem Zuleitungsrohr als schlanke Zigarren austretenden Luftblasen passen sich der inneren fast kugeligen Quellschale an, verzerren sich zu ovalen Schalen und gewinnen ca. 7 cm oberhalb des Eintritts ihre Kugelgestalt wieder. Lediglich die grossen glockenartigen Luftblasen im Scheitelbereich von Inhomogenitätskuppeln bleiben in dieser Form bis in die Nähe der Abflussöffnung. Hier werden sowohl die gleichmässig verteilten kleinen Bläschen, als auch die grossen Luftblasen aus den Kuppelschalen zu Ovaloiden deformiert und treten als schlanke Zigarren in die Ableitung ein. Die toten Winkel an den beiden Zylinderenden beeinflussen die Fließgestalt wenig.

Interessant ist nun, dass gerade beim Übergang vom Einstromen zum stationären Kreislauf die schon erwähnten, mit blossen Auge sichtbaren Scherschlieren (in der reinen Glucose!) sich besonders schön ausbilden. Sie schalten sich zwischen den durch Inhomogenitäten gebildeten Makroschlieren symmetriekonform ein und bilden ein filigranes Muster mm-breiter Zonen, das erst nach 1—1½ stündiger Zirkulation abgebaut wird, und zwar, wie Fig. 24 zeigt, von unten nach oben, ohne dass sich sonst am Strömungsbild etwas geändert hat.

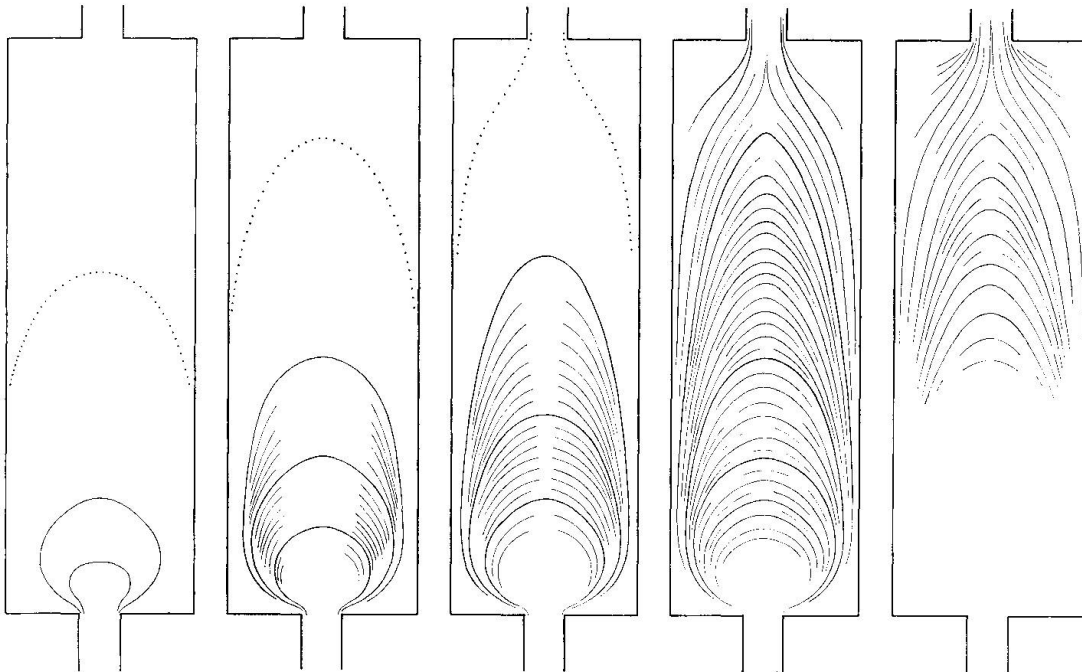


Fig. 24. Scherungsschlieren in Glucose. Es entsteht, besonders deutlich beim Übergang vom Einwegversuch zum Umströmversuch ein kuppelförmig-konzentrisches System mm-breiter, unterschiedlich lichtbrechender Flächen. In der Skizze konnten diese feinen Schlieren nur ganz grob angedeutet werden, denn von ihnen liegen in Wirklichkeit sehr viele zwischen den groben Makroschlieren.

Die linken drei Bilder zeigen Entwicklung und Anstieg des Systems. Das vierte Bild stellt den länger anhaltenden Zustand des kompletten Aufbaus dar. Das 5. Bild veranschaulicht, wie die Schlieren nach einiger Zeit von unten her verschwinden und zugleich im noch bestehenden oberen Bereich unscharf werden.

Wenn man nun, nach Beendigung aller Übergangsphänomene, die stationär strömende Flüssigkeit mit Reiskörnern beschickt¹¹, stellen sich diese im Zuleitungsrohr fließlinienparallel; beim Eintritt in den Zylinder erfolgt zunächst Planarregelung auf der Quellkuppel, sodann in der Steigstrecke eine Versteilung der Längsachsen, entsprechend der Strömungsprofildehnung. Eine eigentliche Lineation tritt aber längs der Versuchsstrecke noch nicht ein. Dies ändert sich, sobald man die Fließgeschwindigkeit erhöht. Dieser Übergang wird von uns als Grenze zwischen plutonischen und (sub)vulkanischen Fließbildungen verstanden. Er lässt sich bei unseren Versuchsbedingungen wie folgt kennzeichnen:

Erreicht die Masse eine Geschwindigkeit von etwa 1 cm/sec, so fängt der Kuppelbau an, sich aufzulösen, d. h. die Kuppeln werden in der Steigstrecke undeutlich. Nun beginnen die ansteigenden Schwebekörperchen mit deutlichen Rotationen, in Abhängigkeit von ihrer Ausgangslage und ihrer Position innerhalb des Zylinders.

Die Verfolgung der einzelnen Teilchen längs ihres Anstiegsweges zeigt, dass sich (bis auf genau horizontal liegende Körner) alle Ellipsoide steiler stellen, d. h., dass die Suspension zu einer Fließlinienregelung kommt. In unserer Versuchsanlage erfolgt diese Einstellung bei einer Reynoldszahl von 0,15, berechnet unter Einsetzen der maximalen Geschwindigkeit ($2\bar{w}$) in die Gleichung. Wir möchten diese Grösse den „*Texturgrenzwert*“ nennen, weil er bei experimentellen Arbeiten an Rohrströmungen als Kriterium für die untere Grenze der Regelung vom Typus vulkanischen Strömens gelten kann.

Wir verwenden diesen Wert also, um Regelungen vom Typ des granitischen Kuppelbaus zu unterscheiden von Fluidalregelung (in Richtung der Rohrachse). Letztere verlangt unter unseren Versuchsbedingungen eine Reynoldszahl von $\geq 0,1-0,2$. *Lineation bei erhaltenem Kuppelbau* muss demgemäss bei viel kleineren Reynoldszahlen verwirklicht sein; ihr Entstehen wird in Kap. VIII besprochen.

Als Zusammenfassung verschiedener Versuchsvarianten sei nachstehend das Strömen und die Teilchenregelung unter Bedingungen demonstriert, die den geologischen Verhältnissen angepasst sind. — Zu diesem Zwecke wurde die zur Überschreitung des Texturgrenzwertes notwendige

¹¹) Wir drücken zu diesem Zwecke eine vorbereitete Suspension ein. Diese bleibt zunächst als dicke Schliere erhalten, treibt im Zylinder (meist etwas asymmetrisch) hoch, je nachdem, wie sie durch die erste Quellkuppel seitlich abgelenkt wurde, und bleibt auch nach Verlassen des Zylinders in der Abführleitung als ein lang ausgezogener \pm kohärenter Wurm beisammen. Nach mehrfachem Umlauf ist dann homogene Verteilung erreicht.

Geschwindigkeit nicht durch erhöhten Schneckenantrieb erzeugt, sondern durch viskositätserniedrigende Erwärmung der Glucose. Da die Heizung nur an der Schnecke und an der Basisplatte des Zylinders erfolgt, kühlt die Glucose beim Durchströmen des Zylinders an dessen Aussenwänden ab; solche Temperaturgradienten quer zur Strömung sind charakteristisch für Strömung und Kristallisation in einem geologischen Gang.

Im Zylinder bildet sich die (S. 443 genannte) zentrale Schlierenzone, umgeben von einer stagnierenden Randzone. Von der Einströmöffnung her versuchen die Quellschlieren den Zentralkanal zu weiten. Je nach Regelung der Strömungsgeschwindigkeit in der Glucose kann man den Durchmesser des Zentralkanals verändern. In unserem Falle ($\bar{w} = 1 \text{ cm/sec}$ im Zylinder) hat der Zentralkanal einen Durchmesser von ca. 15 cm, die Randzone ca. 4 cm.

Fig. 25 zeigt die Bildung des Zentralkanals. Aus den Pfeilen in Seiten-

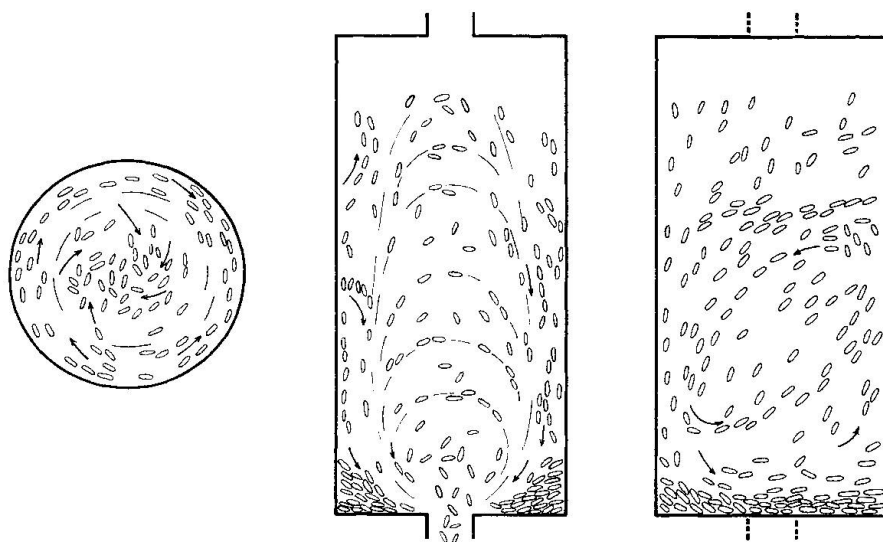


Fig. 25. Modellversuch zur Strömung und Konvektion in einem nicht querschnitt-konstanten Gang. Warme Glucose bildet nach Übertritt vom Rohr in den Zylinder einen zentralen Strömungskanal (runde Skizze: Grundriss). Kreisförmig um den Strömungskanal ist ein teilchenarmes Übergangsgebiet, anschliessend eine Randzone mit Konvektion. Die anderen beiden Skizzen bringen (links) einen Längsschnitt durch den Zylinder, (rechts) eine Seitenansicht des Zylinders: beidseitig des zentralen Kanals stellen sich lokale Strömungen ein; auf der rechten Skizze sieht man das Konvektionsfeld von aussen. — Im toten Winkel um die Einströmöffnung setzen sich die Teilchen parallel dem Rohrumfang ab.

(Es sei daran erinnert, dass in den Skizzen die Proportionen zwischen den Teilchen und dem Behälter nicht massstabgerecht sind, sondern die Teilchen zu gross wiedergegeben werden.)

und Grundriss lassen sich die Lokalströmungen ablesen, die in einer Art Drall die Stabilisierung des Zentralkanals fördern.

Es entstehen grosse Wirbel in der Mantelzone, die zu einer geordneten Sedimentation im toten Winkel des Zylinders führen, dergestalt, dass alle Längsachsen der Reiskörner tangential, also parallel dem Umriss, geregelt sind.

Die Strömung sei nun stationär, die Teilchen steigen gleichförmig im Zentralkanal an. Man beobachtet einen schnellen Übergang von der an der unteren Eintrittsöffnung vorhandenen Querdehnung (Planarregelung der Körner) zu einer scheinbar unregelmässigen Teilchenlage. Verfolgt man von hier ab die einzelnen Teilchen längs einer Beobachtungsstrecke von 40 cm, so ergeben sich folgende Rotationseffekte:

- a) genau horizontal liegende Teilchen verbleiben horizontal;
- b) genau vertikal stehende Teilchen verbleiben vertikal;
- c) Teilchen, die nicht genau horizontal liegen, stellen sich längs der Aufsteigstrecke steiler;
- d) Teilchen, die nicht genau vertikal stehen, rotieren stark, erreichen kurzfristig eine horizontale Lage, richten sich aber sofort wieder auf.

Es stellen sich also im Verlaufe des Fliessens immer mehr Teilchen fließlinienparallel¹²⁾.

Am Rande des Zentralkanals, d. h. an der Grenze gegen die zähe Grenzschicht, verhalten sich die Teilchen anders als unter a)–d) angegeben. Während die Rotationen in der Mitte des Kanals zu einer ständigen Verbesserung der Fließlinienregelung führen, rotieren an der Flanke die Teilchen ohne Verbesserung der Regelung: Bei Stillstand der Strömung (Abschalten der Schnecke) verbleibt eine unregelmässige Lage der gleichmässig verteilten Körner; Lage e) der Fig. 26.

Im einzelnen ist folgendes zu bemerken: Fast alle in Lage e) befindlichen Körner haben ihre Längsachse innerhalb der Versuchsstrecke von 40 cm einmal um 180° gedreht, manche zweimal um 180°. In der Mitte des Zentralkanals hatten nur Teilchen der Lage d) Rotationen durchgeführt, hier am Rande aber rotieren (durch Schleppung an der Viskositätsgrenze e) ohne Ausnahme *alle* Teilchen. Genau wie bei Teilchen der Lage d) wird

¹²⁾ Es finden sich auch im unteren Teil des Zylinders (also im Bereiche der noch sichtbaren Quellschichten) Reiskörner, die nicht in die Planarregelung einbezogen sind. Sie steigen in dieser Lage an, doch hat man den Eindruck, dass sie erst von da ab „frei“ rotieren, wo sich keine Schichten mehr abzeichnen.

in den Randpartien das horizontale Stadium der Kippung schneller durchlaufen als das der anderen Neigungswinkel.

Fig. 26 fasst die Regelungseffekte noch einmal zusammen. Aufgetragen sind die Drehbewegungen der Teilchen innerhalb des Zentralkanals und die permanenten Rotationen der Teilchen am Randbereich. (Wir stellten fest, dass die Durchlaufzeiten von Teilchen unterschiedlicher Lage zur Rohrachse ungefähr das parabolische Profil der Strömung bestätigen.)

Fig. 26. Teilchenregelung bei relativ hoher Geschwindigkeit laminaren Flusses ($\bar{w} = 1$ cm/sec, Re um 0,1), schematisiert auf vier Ausgangslagen (a—d) von Teilchen im Zentralbereich der Strömung (d. h. bis etwa $\frac{2}{3}$ des Strömungsquerschnittes). Getrennt davon sind die Teilchen am Rande der Strömung (äusseres Drittel des Strömungsquerschnittes) erfasst. Da sich am Rande alle Teilchen ähnlich verhalten, ist hier eine Unterteilung nach der Anfangslage unnötig. Beobachtet wird das Teilchen bei der Wanderung *von unten nach oben*. Die Ausgangslagen sind: a) horizontal, b) vertikal, c) fast horizontal, d) schräg; e) betrifft beliebige Ausgangslagen im Randbereich.

Teilchen in der Mitte				T. am Rande
(c)	(a)	(b)	(d)	(e)

Die soeben geschilderte Fließlinienregelung erfolgt unter *Auflösung* jenes Kuppelbaus, den wir (im Einwegversuch) als vergleichbar dem typischen Granitgewölbebau beschrieben haben. Beim Einwegversuch (Quellstrecke nahe der Scheitelgleitung) stand die Planarregelung schräg oder senkrecht zu den Fließlinien. Bei der soeben beschriebenen Fluidalregelung aber rotieren die Teilchen in die rohrparallelen Fließlinien der Steigstrecke ein. Die für Granite typische *Lineation in der Foliation* kann also *nicht* auf einer Regelung infolge Strömung bei höheren Reynoldszahlen beruhen. Die Reynoldszahl des Texturgrenzwertes trennt die Fluidalregelung der Gänge und Vulkanite von jener der kuppelbauenden Granite.

Aber auch innerhalb der Granite gibt es hinsichtlich der Texturentwicklung noch eine — bisher nicht besprochene — Untergruppe: Körper ohne Kuppelbau und mit unruhigem Schlierenbild. Mit ihnen beschäftigt sich das folgende Kapitel.

VI. TEXTURIERUNG DURCH INHOMOGENITÄT

In Abwandlung der Versuche über einfaches Fliessen werden nun jene Phänomene ins Experiment einbezogen, die den individuellen Charakter der einzelnen Granitmassive bestimmen. Es sind dies die Bildung von Teilsystemen durch „innere Grenzen“ (Kanalisation), das Fliessen im Grenzbereich verschieden zäher Substanzen (Injektion und Intrusion) sowie die Frage der Texturentwicklung beim Eindringen zwischen schnell nachgebenden Wänden (gegebenenfalls mit Turbulenzphasen).

a) Zerteilung und Kanalisation im Pluton

Wir fragen, welche Regelungsmöglichkeiten in Graniten auftreten, die keinen einheitlichen, weitgespannten Kuppelbau besitzen. Denn in der Natur sind zwischen dem Einkuppelbau, dem Vielkuppelbau und kuppellosen Schlierentrichtern alle Varianten vertreten. In allen vom Einkuppelbau abweichenden Fällen ist der Pluton „zerlegt“; es gelten für den rheologischen Fluss die Dimensionen des Teilgebildes.

Selbst beim grossen Sierra-Nevada-Pluton spricht E. Cloos (1936) von einem „Nebeneinander von kleinen bewegten Zentren... Alle Zentren bestehen unabhängig voneinander, teilweise nacheinander, teilweise ineinander“ (S. 422ff.). Die Teilplutone sind „fast gangförmig und verglichen mit ihrer Länge sehr schmal. Zehn oder fünfzehn km Breite ist bei einer Länge von 600 km nicht viel“ (S. 429).

Wenn die beiden Grenzfälle, nämlich einerseits das Fliessen in „durchweg eng begrenzten ‚Schloten oder Kanälen‘“ (Cloos 1936, S. 422), andererseits die Bildung weitgespannter Kuppeln keine grundsätzliche Änderung in den geologischen Phänomenen bringen, dann ist für die Reduktion der Parameter im Modellversuch ein grosser Spielraum gegeben. *Sofern hohe Zähigkeit gewahrt bleibt*, ist daher auch der Zeitfaktor nicht entscheidend und die Verwendung der unproportional grösseren Reiskörner relativ zu einem Modellpluton von nur 15 l Inhalt statthaft.

Zerteilungen oder „Kanalisationen“ lassen sich im Experiment nachahmen. So entstehen beispielsweise hinter zwei quer zur Strömung gestellten Schlitten (Fig. 27) zwei getrennte und durch Schlieren deutlich markierte, sich nach oben zuspitzende Glocken mit einer \pm glatten Scheidewand.

Zerteilt man den Flüssigkeitsstrom durch sternförmig angeordnete Streben quer zur Strömung, so entstehen oberhalb des Hindernisses — trotz der geringen Dicke der Streben — drei Teilkuppeln mit vertikalen

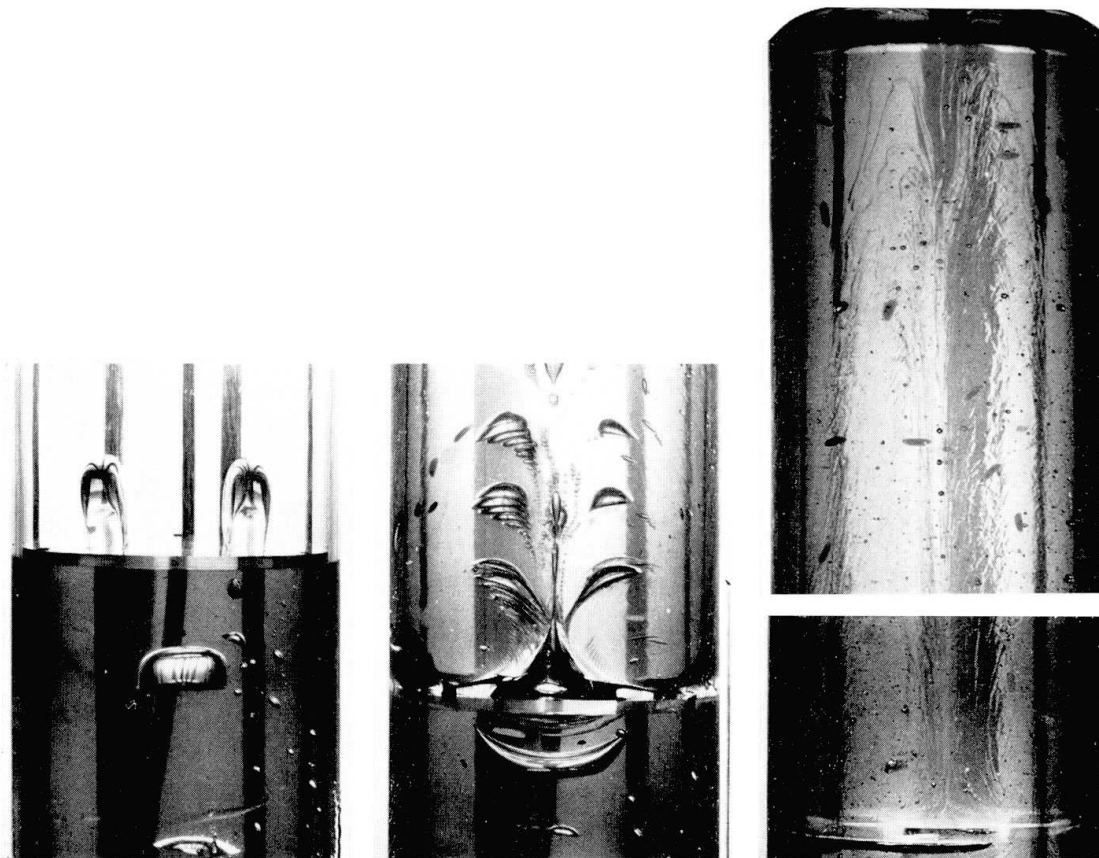


Fig. 27. „Kanalisation“ durch Doppelschlitz quer zur Strömung. Links der Beginn des Einstromens: Zwei Extrusionspfropfen nebeneinander. Im mittleren Bild sind die konzentrischen Quellschlieren durch Zugabe von Luft in Form helmartiger Blasen sichtbar gemacht. Rechtes Bild: weiterer Anstieg der separaten Kuppeln. Wegen der Länge der Flüssigkeitssäule ist das Mittelstück der Steigstrecke weggelassen.

Trennzonen und einem Mittelkanal (Fig. 28). Wegen der Steilheit der Kuppelschlieren ist auch die planare Regelung der Teilchen fast vertikal, jedoch ohne sichtbare Lineation im Inneren der Teilströmungen.

In der Grenzzone aber, also zwischen den parallel ansteigenden Kuppeln, stehen die Teilchen mit der Längsachse in Fließrichtung, besonders deutlich dort, wo sich die drei Teilkuppeln mit einer vertikalen Naht zusammenfügen und einen „eindimensionalen“ Kanal erzeugen. Von diesem Versuche her ist der Ausdruck *Kanalisation* gebildet, und zwar zur Bezeichnung einer sekundären Fließstruktur. Sekundär ist diese Bildung insofern, als nicht die Kuppelregelung zur Lineation führt, sondern die Interferenz von im Grenzfalle so engen Kuppeln, dass nur noch ein Fließen auf eindimensionalen Kanälen erfolgt. Solcher Schlierenfluss regelt also fließlinienparallel ein.

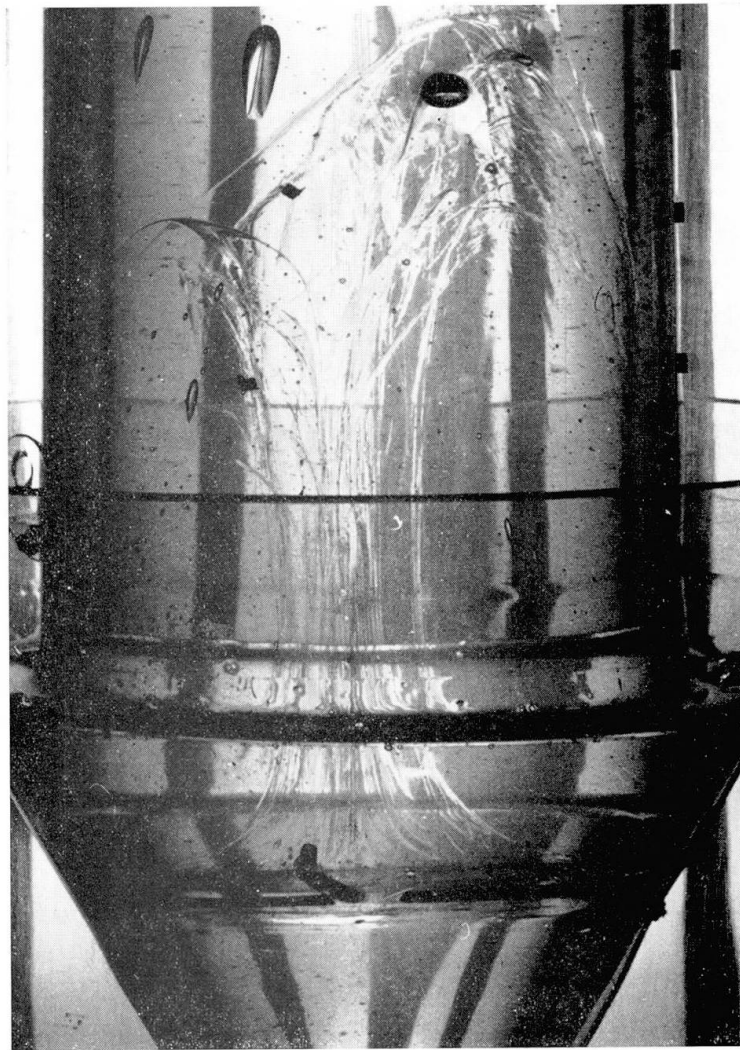


Fig. 28. Kanalisierung ansteigender Glucose durch ein sternförmiges Hindernis. Eine Plexiglasplatte mit drei radialen Streben (schwarz im Foto) sitzt senkrecht zur Strömung, konzentrisch im konischen Teil der Fließstrecke. Oberhalb des Hindernisses entwickeln sich drei Schlierenkuppeln nebeneinander. Dort wo sich die drei Kuppeln aneinanderfügen, also längs der Mittelachse des Zylinders, bildet sich ein Kanal, in welchem Teilchen fließlinienparallel ausgerichtet werden.

Hier sehen wir *eine* Möglichkeit, schon bei langsamem Strömen und ohne Rücksicht auf das Einstellen stationärer Zustände, unterhalb des „Texturgrenzwertes“ eine Fließlinienregelung zu erzielen. Allerdings wird diese Art von α -Regelung kein sehr homogenes Regelungsfeld erzeugen.

Die Trennwände bleiben länger erhalten, wenn die strömende Substanz nicht homogen ist, wenn also beispielsweise ein Gleitmedium durch Injektion oder Verunreinigung anwesend ist. Beim Einwegversuch bleibt

die Fusion der Teilkuppeln innerhalb der Versuchsstrecke ganz aus. Es werden Effekte, die sich sonst nur auf den Rand der strömenden Masse beziehen, im Inneren der Masse wirksam. Dies ist auch geologisch bedeutsam:

Wenn bei einem über-sich-brechenden Magma die in der Schmelze absinkenden Brocken gegen die Zufuhrkanäle sinken und hierbei längs der ganzen Steigstrecke physikalische Inhomogenitäten erzeugen, werden die Brocken wie ein Leitgitterwerk¹³⁾ wirken und anstelle der Kuppel die beschriebene Fließlinienregelung erzeugen. Manche Kleinkuppeln im Dach von Graniten sind möglicherweise nicht Konvektionssäulen, sondern Folgen einer Kanalisation. Da infolge der leichtflüchtigen Anteile im Magma immer mit einem schlierigen Nebeneinander verschieden viskoser Substanz gerechnet werden muss, ist es eigentlich erstaunlich, dass Grosskuppelbau überhaupt auftritt.

Anlass zu Inhomogenität und Schlierigkeit kann neben Gasentbindung und Verunreinigung des Magmas durch das Nebengestein¹⁴⁾ auch die

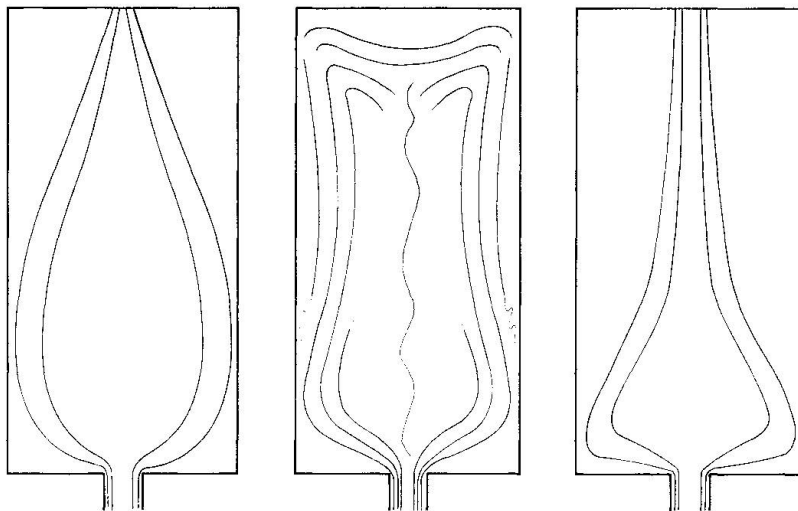


Fig. 29. Gestaltdeformationen in Systemen mit stark gleitenden Kuppelschlieren. Werden in eine strömende Glucose schubweise Spuren von Wasser injiziert, dann machen sich diese Anteile besonders dann geltend, wenn der Fließvorgang abgestoppt wird: Die Glucosezonen deformieren während des Auftriebs des Gleitmediums und es entstehen aus der ursprünglichen Fließglocke (links) trichterartige Sackungsformen oder Steilkegel.

¹³⁾ In der Strömungstechnik dienen Leitgitterwerke, z. B. Stabroste quer zur Strömungsrichtung, zur Stabilisierung und Egalisierung laminarer Strömungen.

¹⁴⁾ C. N. FENNER hat sogar eine durchgängige Foliation, allerdings in Effusivgesteinen (Katmai-Region) auf Assimilation zurückgeführt; vgl. BALK (1932, S. 468).

Differentiation selber sein. Schon ADAMS (1909) hatte bevorzugte Regelung an Viskositäts-Grenzen beschrieben, die sich durch einen Differentiationsvorgang im Magmenkörper gebildet haben.

b) Injektion und Intrusion

Mit Hilfe des Injektors an der Strömungsapparatur lassen sich noch zusätzliche Effekte erzeugen: Durch Zugabe von Flüssigkeiten oder Gasen wird die Kanalisierung verstärkt; denn die auf diese Weise erzeugten Schlieren sind wegen des grossen Viskositätsunterschiedes höchstwirksame Gleitmedien. Die Stärke der Gleitung ergibt sich daraus, dass beim Aufhören des Strömens und bei Fortdauer des „Entgasens“ die Scheiteltgleitung zu einer gravitativen Sackung wird: In Systemen mit solchen Schlieren wandern zuerst die Luftblasen, dann die Flüssigkeitsschlieren

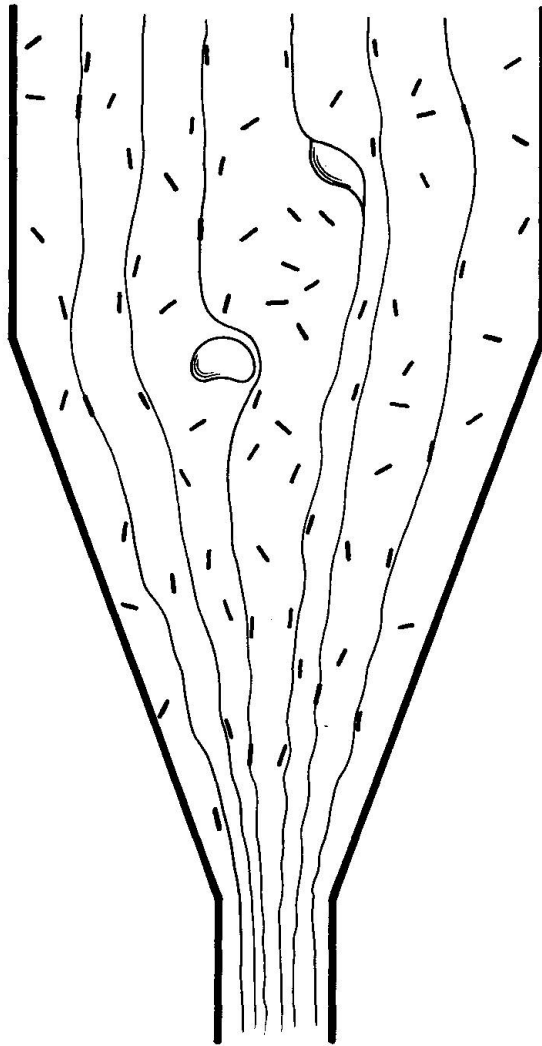


Fig. 30. Fortgeschrittene Texturstadien stark inhomogener Flüssigkeiten: Wiederholte Zugabe kleiner Anteile von Wasser (als Gleitmedium) oder auch das Durchperlen von Gasblasen haben den Kuppelbau in einem aufgerissenen Schlierenfluss verwandelt. Das unruhige Strömen erfolgt auf Gleitzonen, die sich durch aufsteigende Blasen leicht deformieren lassen. Eingestreute Teilchen lagern sich den Schlieren so an, dass ihre Längsrichtungen fliessparallel stehen. Man kann ein solches Fluidalgefüge als „sekundäre a-Regelung“ beschreiben.

nach oben, wobei sich der Scheitelbereich trichterartig deformiert und die Flanken zusammensacken. Es entstehen Gestalten, wie sie Fig. 29 zeigt.

Längere Durchgasung bzw. fortgesetzte Beschickung der Glucose mit Wasser führt zu Bildern wie Fig. 30, d. h. die Kuppeln sind ganz zugunsten schlieriger Parallelt Texturen verschwunden. Für diese sekundäre a-Regelung bedarf es nicht einmal einer Gesamtströmung; es genügen die Relativbewegungen verschieden viskoser Partien. Auch eine Abgasung, die das Strömen überdauert, könnte also zu einer pseudofluidalen Textur Anlass geben.

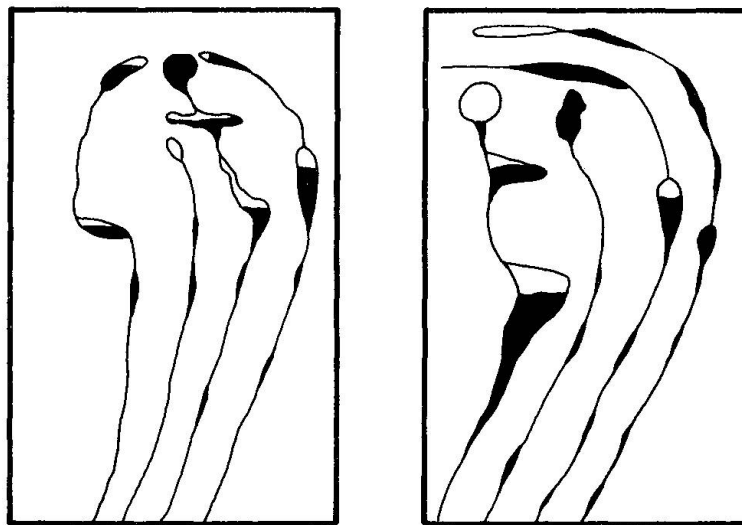


Fig. 31. Detailbilder von Phasenseparation in Luft-Wasser injizierter Glucose. Die ursprünglichen Quellschlieren waren noch weitgehend erhalten, als der Nachschub von Glucose abgestoppt wurde. Die Luftblasen (weisse Hohlräume) steigen an, fahren nach Möglichkeit den Inhomogenitäten der Kuppelstruktur nach, aber durchschneiden sie auch. Wasser (schwarz in der Zeichnung) folgt den Luftblasen. (Durch Permanganatkristalle lassen sich sowohl die primären Texturen — Kuppelbau — wie auch die Sekundärregelungen gut markieren. Trocken zugesetzte Kristalle legen sich planar in die Quellschlieren; sobald sie einen Wasserfilm vorfinden, rutschen sie längs der Kuppeln ab.)

Fig. 31 zeigt einen Absackungs-Entgasungsvorgang, bei dem die Wasserschlirren zusätzlich mit KMnO_4 -Kristallen versetzt und teilweise angefärbt sind. Die Gasblasen steigen an den von der wässrigen Schicht jeweils vorgezeichneten Trennflächen nach oben. Auf den gleichen Trennflächen seigern die noch nicht aufgelösten Permanganatkristalle nach unten ab.

So sehr die Schlieren die Tendenz zur Fließlinienregelung anisometrischer Teilchen verstärken, so schnell können sich in der Absackungs-

periode die guten Regelungen wieder verlieren. Dann bilden Knitterschlieren und kaminartige Zonen in der stagnierenden Masse das Endstadium. Diese Bildungen entsprechen ungefähr dem, was H. RAMBERG (1963) „collapse structure“ genannt hat. Noch besser wird die Ähnlichkeit der von RAMBERG beschriebenen Strukturen bei den Knitterfalten nach Turbulenzphasen (s. S. 463).

Bei den bisher besprochenen Inhomogenitäten handelt es sich um

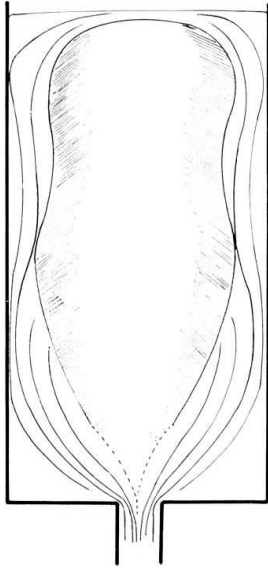


Fig. 32. Phänomene bei der Wechselwirkung zweier unterschiedlich viskoser Glucosen. Die weniger zähe, spezifisch leichtere Glucose ist im Begriff, als geschlossener Körper durch die spezifisch schwerere Glucose aufzusteigen. Es tritt zwar keine Vermischung auf: die „klebende“ Grenze zwischen beiden Glucosen veranlasst aber die aufsteigende Glucose zur Ausbildung jener feinen Scherungsschlieren, die bereits S. 447 erwähnt waren.

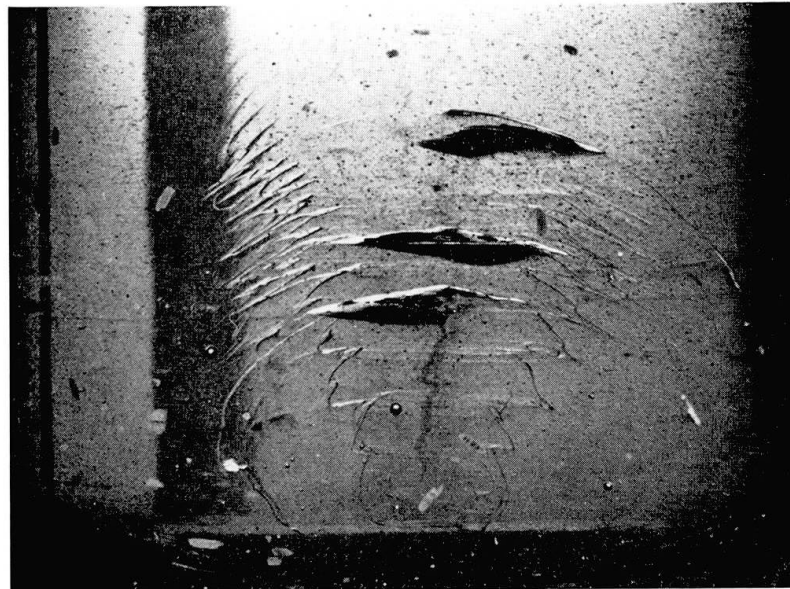


Fig. 33. Eindringen von geringer viskoser in höher viskose Glucose. Die Intrusionsmasse durchstößt hier nicht den zäheren Körper, sondern drängt, dem Kuppelbau des Wirtes nachfahrend, zur Seite und zwängt sich zwischen die einzelnen Kuppelschalen. Solche verzahnten Strukturen finden sich auch in geologischen Körpern.

kleine Anteile einer zweiten Phase zu einer relativ grossen homogenen Masse. Nun soll auch noch die Wechselwirkung zwischen *gleich* grossen Flüssigkeitsmengen verschiedener Viskosität besprochen werden.

Drückt man beim Einwegversuch eine bestimmte Menge mittelviskoser Glucose ($\eta = 10^3 P$) in den schon mit zäherer Glucose ($\eta = 10^4 P$) gefüllten Zylinder, so entsteht zunächst ein glockenförmiger Körper mit einem System von sehr zarten Scherungsschlieren zwischen den beiden Flüssigkeiten, wie in Fig. 32 dargestellt.

Die spezifisch leichtere Glucose steigt sodann weiter auf und überschichtet sich der zäheren Masse mit einer klaren Grenze; die Glocke wird hierbei, wie schon S. 428 beschrieben, vollkommen leergedrückt. Bei ungleichförmigem Vorschub oder Einschub von Gleithorizonten sind die Grenzen zwischen zwei viskositätsverschiedenen Glucosen grob gezackt. In diesem Falle entsprechen die Verzahnungsformen den Oberflächen des Kuppelbaus, Fig. 33.

Ein analoger Versuch in der Ringanlage lässt sich dadurch herstellen, dass man einen Teil der im Umlaufsystem befindlichen Glucose erhitzt und dann in die kühlere Glucose im Zylinder einströmen lässt. Die durch Erhitzen etwas flüssiger gewordene Glucose dringt kanalartig durch die Mitte des Zylinders. Stellt man nun den Fluss ab, so beginnt eine Konvektion, und nach kurzer Zeit liegen beide Phasen schichtartig übereinander. In der Glucose enthaltene Reiskörner liegen im Endeffekt ungeordnet in der Flüssigkeit.

Dieses Verhalten gibt uns die Möglichkeit, verschiedene Stadien von „Intrusionen“ zu imitieren. Einige Phasen sind in Fig. 34 skizziert. Lässt man warme, also flüssigere Glucose in die kalte, zähere eindringen, ohne dass jene die Möglichkeit hat, oben abzufließen (festes Dach des Plutons), so bildet sich zunächst eine Intrusionsbeule (I) mit internem Kuppelbau, sodann entstehen vasen- bis pilzförmige Gebilde (II \rightarrow III \rightarrow IV). Diese degenerieren, wenn man sie sich selber überlässt (IVa), d. h. die warme Glucose kühlt ab, die Dichten gleichen sich an und die Reiskörner entregeln konvektiv¹⁵⁾. — Nun kann man aber die Intrusionspilze der Stadien II bis IV dadurch wieder abbauen, dass man die dünnere Glucose von unten her absaugt: In diesem Falle wird das keulenartige Gebilde schlanker und im unteren Teil mehr zylindrisch, Übergang VI \rightarrow VII. Aus der Zeichnung VII kann man entnehmen, dass die Planartextur im

¹⁵⁾ Entregelungstendenz ist bei solchen Vermischungen *als Endresultat* immer vorhanden. Das gilt sowohl für langsame Vermischungen als auch stossartiges Eindringen der zweiten Flüssigkeit. Die Konservierung von Einstömgefügen verlangt also ein weitgehendes Ausbleiben der Konvektionsabschlussphase.

Pilzkopf deutlich ist; sie geht gegen den Stiel in eine gute Längsregelung über.

Presst man nun in die Stadien II bis IV oder auch VI erneut Glucose ein, so entsteht eine „Seele“ innerhalb des Pilzes: Bild V. Im Stiel erfolgt durch Schereffekte eine spiralförmige Diagonalstellung der Teilchen. Durch das erneute Nachdrücken von Flüssigkeit in den Pilz wird der Pilzkopf gegen das Dach gedrückt und hierbei die Planarstruktur verbessert.

c) Turbulente Phasen

Im allgemeinen werden sich granitische Intrusionen langsam, in geologisch langen Zeiträumen ihren Platz verschaffen und erstarren. Es ist aber nicht auszuschliessen, dass sich kurzfristige Phasen schnellen, ja turbulenten Fließens einschalten, wenn die gedrückten Wände plötzlich nachgeben oder eine augenblicklich nachgebende Spalte zu schneller Druckentlastung führt. Wir sahen soeben, dass der Magmennachschub

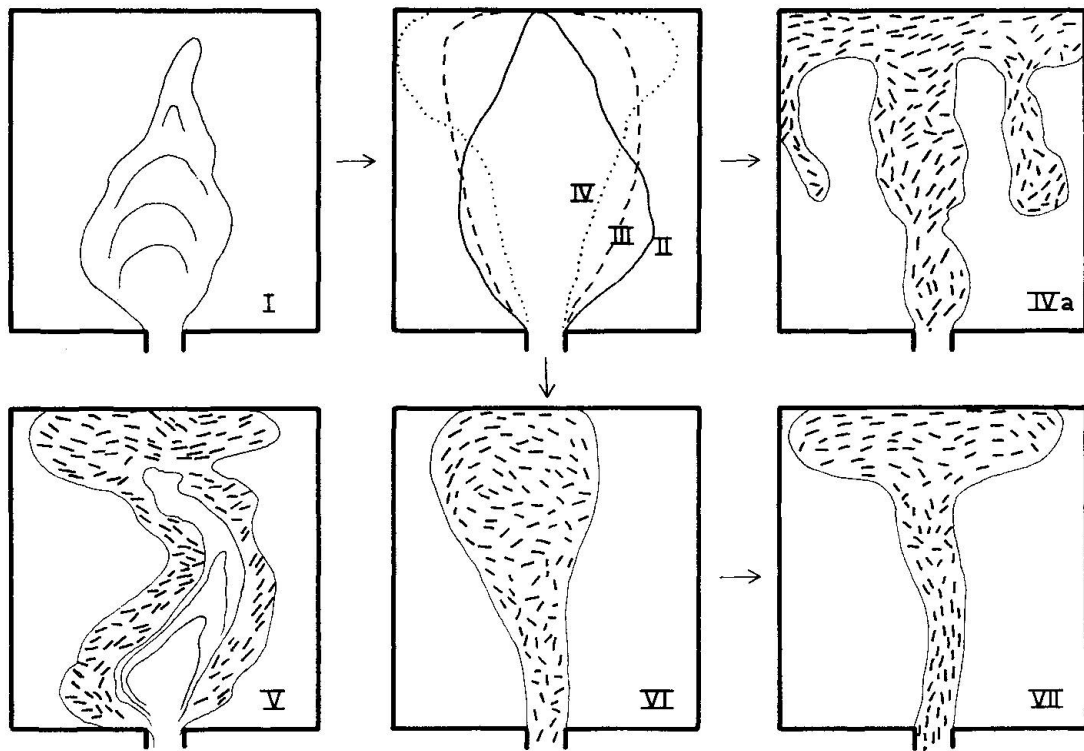


Fig. 34. „Intrusionsbilder“ bei Eindrücken von weniger viskoser (weil erwärmter) Glucose in einen Behälter mit hochviskoser kalter Glucose.

Die Intrusionsbeule I weitet sich (II → III) zu pilzförmiger Gestalt (VI). Nach Beendigung des Einpressvorganges kann durch Konvektion eine Form wie IVa entstehen. Pilze bilden sich aber nicht nur durch Einpressen, sondern auch durch Absaugen: So wird aus der Glocke oder Keule VI ein Pilz mit schmalem Saugstengel. Erneute Injektion von Glucose in den Pilz führt zu Strukturen wie Abb. V.

in eine vorgebildete Kuppel diese nicht zerstört, sondern nur verändert. Der Fig. 34 ist aber nicht zu entnehmen, wie schnell der Nachschub eingedrungen ist.

Um diese Verhältnisse im Experiment nachzuahmen, müsste man bewegliche Wände haben, die sich nach erfolgtem Einschub sofort wieder vorschieben. Nun behalten viskose Flüssigkeiten, in denen man bei den Intrusionsversuchen einen zentralen Kanal angelegt hat, eine Dichtestetigkeit in Form einer kaum sichtbaren Fadenschliere.

Man füllt also konzentrierte Glucose I in die Einweganlage und drückt, wie S. 428 beschrieben, von unten her die weniger viskose Glucose II nach. Die spezifisch leichtere Glucose II durchsteigt die im Zylinder befindliche Glucose I scheinbar ohne Hinterlassung einer Spur. Nach erfolgter Überschichtung drückt man schnell eine weitere, abermals spezifisch leichtere Glucose III (oder eine andere hochviskose Flüssigkeit) von unten her ein. Letztere benutzt dann den elastischen Kanal zum Aufstieg. Hierbei bildet sich zuerst eine Injektionsbeule in der unteren Schicht und nicht, wie man erwarten könnte, an der Grenze der beiden Schichten. Im Gegenteil, an der Übergangsstelle von der unteren zur oberen Glucose ist der Kanal besonders eng.

Das Präparieren des zentralen Kanals (Glucose II strömt durch Glucose I) ist also die Voraussetzung des eigentlichen Intrusionsversuches, bei der die Glucose III durch Glucose I und Glucose II hindurchgedrückt wird.

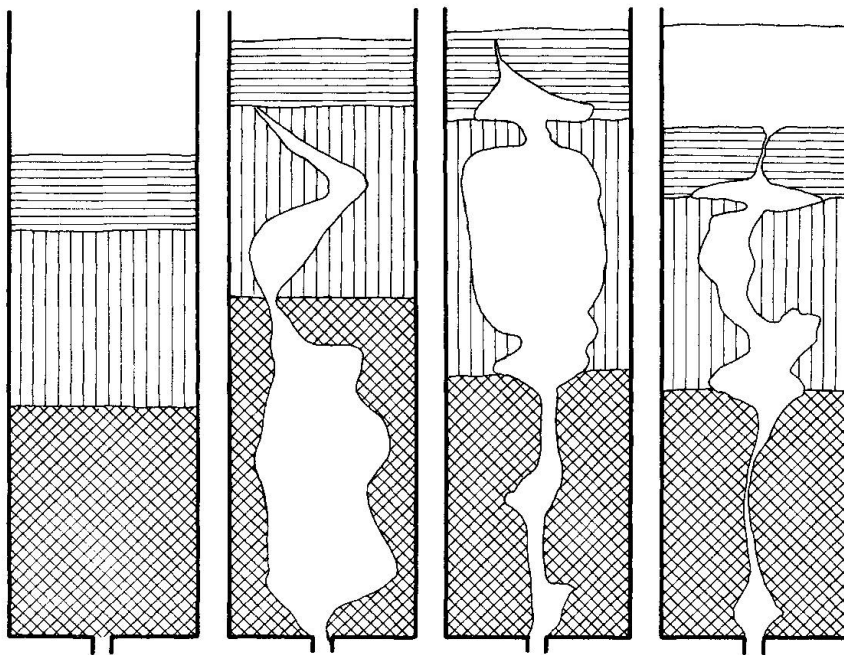


Fig. 35. „Intrusionsversuch.“ Eindringen einer geringer viskosen Glucose durch Schichten höher viskoser (und damit auch spez. schwererer) Glucosen. Die Intrusionsmasse durchwandert unter Aufbeulung und Abschnürung die einzelnen Schichten.

In Fig. 35 ist der Ablauf einer Intrusion gezeichnet, bei der eine vierte Glucose durch drei übereinandergeschichtete Glucosephasen hindurch erfolgt. Man erkennt, wie sich Beulen innerhalb der jeweilig durchwanderten Schicht bilden, während an den Schichtgrenzen Einschnürungen auftreten. Die Kanäle werden je nach der Versuchsführung (langsamer Vorschub oder Druckstoss) unterschiedlich gut — nach oben zu — entleert.

Der zeitliche Ablauf bei solchen Intrusionen ist nicht gleichförmig, sondern pulsierend. Es lassen sich ein Wirbelstadium, ein Dilatationsstadium und ein Konvektionsstadium unterscheiden. Die Trennung der Stadien wird um so deutlicher, je grösser der Intrusionsdruck ist. Um diesen aufrechtzuerhalten, müssen die zu durchschliessenden Schichten recht zäh sein.

Am besten übersieht man die Einzelheiten, wenn man die zur Injektion vorgesehene Glucose, oder auch ein Gelatine-Sol, mit Reiskörnern beschickt. Hier beobachtet man, wie die Bildung der Injektionsbeulen begleitet ist von sehr schönen Wirbelbildungen rings um die Hauptströmungsachse. Das weitere Aufblähen der Beule führt zu einer konvulsivischen Entladung in die höhere Schicht; dann schrumpft der Kanal

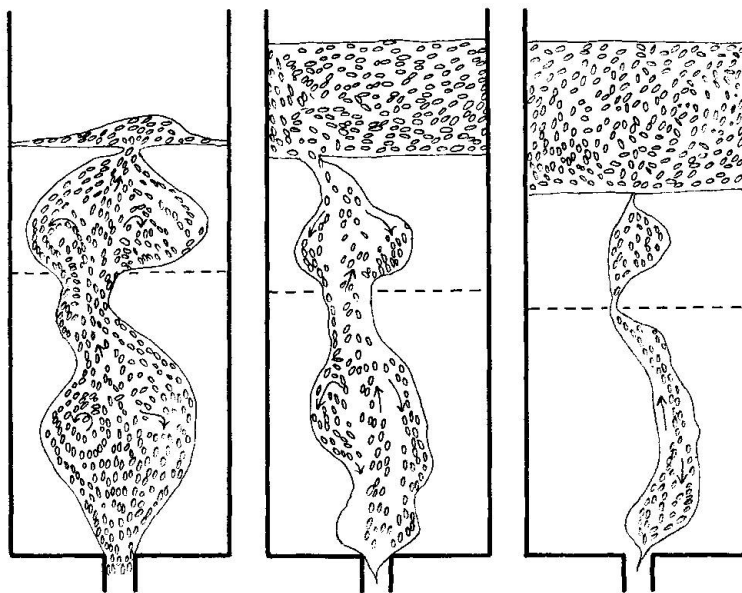


Fig. 36. Teilchenregelung beim Intrusionsversuch. Bild links: Stadium der Entleerung der unteren Beule in die obere Schicht. Infolge des relativ langsamen Eindrückens ist die untere Beule noch nicht ganz entleert, obwohl sich die obere Beule bereits auf die Oberfläche zu ergiessen beginnt (mittleres Bild). Bild rechts: Endstadium der Intrusion. Die internen Bewegungen der Flüssigkeit — kenntlich durch die Verdriftung der Reiskörner — sind durch Pfeile gekennzeichnet.

unter gleichzeitigen inneren Konvektionen, die erst dann enden, wenn die Teilkörper abgeschnürt sind. Erst jetzt sind die Kanäle an den Grenzen der übereinandergeschichteten Flüssigkeiten verdickt, und zwar infolge Verstopfung durch die Teilchen. Die anfangs deutliche Paralleltextur in der nach oben abgewanderten Flüssigkeit ist inzwischen durch Konvektion verschwunden. Fig. 36 zeigt einige Stadien solcher Modellintrusionen.

Wie noch zu zeigen ist, immobilisieren sehr grosse Anteile von Reiskörnern in Glucose die Suspension und verleihen ihr Eigenschaften einer Paste. Will man jedoch hochkonzentrierte Suspensionen beweglich erhalten, so muss man die Reiskörner statt in Glucose in eine ca. 2%ige Gelatine betten. Dieses Hochkonzentrat, für den Injektionsversuch benutzt, zeigt folgende Eigenschaften:

Unter hohem Druck eingepresst, beult die Reiskorn-Gelatine-Suspension die vorkanalisierte Glucose birnenartig auf, wobei geringe Mengen der flüssigen Gelatine abgepresst werden und der Reiskörnermasse voraneilen. Die Reiskörner sind im engen Zuführungskanal strömungsparallel geregelt; in der Birne stehen sie diagonal bis quer. Nachdem sich die Kanäle (und die in ihnen pulsierend auftretenden Bäuche) durch schnelles Aufsteigen der injizierten Substanz wieder geschlossen haben, ordnen sich die zurückgebliebenen Bestände von Reiskörnern im Kanal schräg nach unten subparallel an, wie die Bananen an einer Staude. Die Glucose der Umgebung kann hierbei zu einem System von Isoklinalfalten verschert werden: es entstehen trichterförmig ineinandergesteckte (nach aussen zu überkippte) Knitterschlieren.

Mit Geschick kann man bei der Injektion den Durchbruch an die freie Oberfläche verzögern (Decklast!) und so die Turbulenzphase länger beobachten. Gemäss Fig. 37 entsteht eine Birne, die exzentrisch um ihren

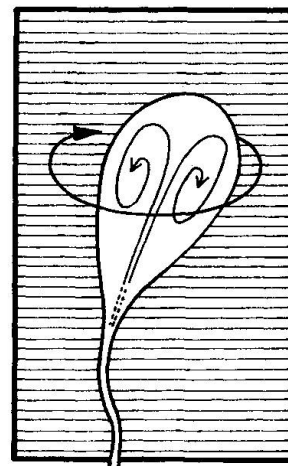


Fig. 37. Kopf einer unter hohem Druck in hochviskose Glucose eingepressten Gelatine-Reiskorn-Suspension. Die schnelle Platznahme der Suspension führt zu inneren und äusseren wirbelnden Bewegungen des „Phantoms“.

Stiel schlingert. Diese Bewegung ist kombiniert mit einer äusserst raschen inneren Rotation der Intrusionsmasse, bis dann die Birne den freien Ausgang nach oben gefunden hat.

Solche schnellablaufenden Vorgänge sind bei plötzlicher Raumschaffung möglich, und zwar, wie man sieht, auch bei Suspensionen mit hohem Festkörper-Anteil. Man hat solchen episodischen Turbulenzphasen bisher wenig Beachtung geschenkt, weil sie durch die nachfolgende Konvektion verschleiert oder durch spätere ruhige Fließphasen ausgelöscht werden.

VII. DIE ÜBERSCHREITUNG DES GELTUNGSBEREICHES NEWTONSCHEN FLIESSENS

Im Laufe der Erstarrung eines Magmas reichern sich die Kristalle in der Schmelze an. Dies kann schon während des Einströmens erfolgen oder aber erst nach Beendigung der Strömungsvorgänge. Nur der erste Fall ist in unserem Zusammenhang von Bedeutung.

Nach der Einsteinschen Formel erhöht schon ein Festkörperanteil von 5% die Viskosität merklich. Der Newtonsche Charakter der Suspension sollte erhalten bleiben; das neue $\eta > \eta_0$ wäre wieder eine Stoffkonstante. Das gilt aber nur für Zumischung von Kugeln, bei denen man annimmt, dass die translatorischen und rotatorischen Eigenbewegungen sich einfach der Flüssigkeitsbewegung anpassen.

Bei anisometrischen Festkörpern hingegen ist die Viskositätssteigerung abhängig von der Schubspannung. AL. MÜLLER (1936) fand beispielsweise — allerdings im kapillaren Bereich — Rheopexie in schwach konzentrierten Suspensionen, Thixotropie in höher konzentrierten Suspensionen.

Man muss also damit rechnen, dass bei höheren Konzentrationen anisometrischer Teilchen in den Suspensionen nicht-Newtonsche Verhältnisse auftreten. Schon am Ende des letzten Kapitels war von Versuchen mit hochkonzentrierten Suspensionen die Rede. Solche Suspensionen können unmittelbar dadurch entstehen, dass das Magma in kurzer Zeit sehr viele Kristalle ausscheidet; sie bilden sich aber auch aus weniger konzentrierten Suspensionen dadurch, dass beim Fließen die flüssige Phase abgepresst wird. Ist der Intrusionsdruck gross genug, so schiebt sich der Kristallbrei (in unserem Falle das Reiskornaggregat) hinter der abgepressten Flüssigkeit her und pfropfenartig in den (breiteren) Intrusionsraum hinein.

Der Versuch wird so geführt, dass von der gleichen Glucose ($\eta = 10^4 P$), die in der Einweganlage eingefüllt ist, ein Teil entnommen und mit

Reiskörnern verknetet wird. Dann wird die Suspension ins Leitungssystem eingefüllt und mit der Presse in den Zylinder gedrückt. Beim Eintritt in den breiten Zylinder entsteht ein kohärenter Pfropfen, der keine Querdehnung zeigt, sondern senkrecht in die Höhe steigt (Fig. 38). Man kann den Pfropf zerstörungsfrei isolieren; er zeigt straffe Regelung aller Reiskörner in Flie遝richtung, im Inneren weniger gut als an den Rändern, wo die aneinander gepressten Reiskornellipsoide wie ein Schuppenschwanz aussehen (Fig. 39).

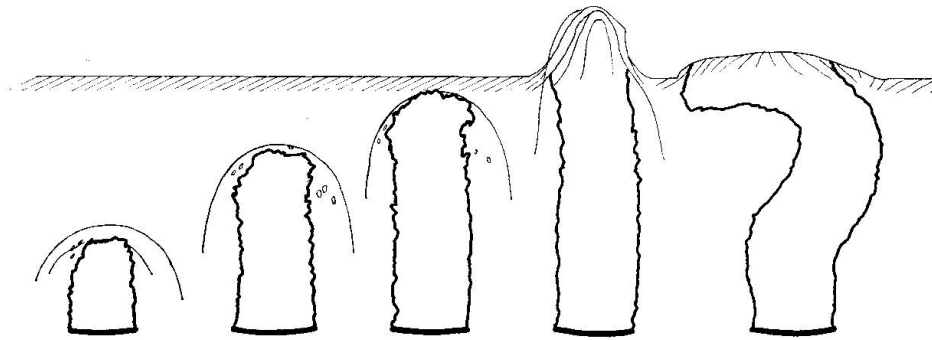


Fig. 38. Extrusionspfropfen einer Reiskorn-Glucose-Suspension, die beim Vorschub in der Leitung zu einer kohärenten Paste immobilisiert wurde. Die Masse dringt aus der Bodenplatte in den mit Glucose gefüllten Zylinder, steigt senkrecht an, bei weiterem Flie遝n sogar über das Flüssigkeitsniveau der Glucose im Zylinder hinaus, verbiegt schliesslich infolge ihres eigenen Gewichtes und sinkt in die Glucose zurück.

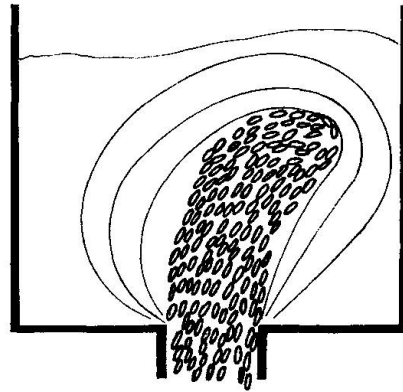


Fig. 39. Strömungsparallele Anordnung der Reiskörner bei der Extrusion der immobilisierten Reiskorn-Glucose-Suspension (siehe Fig. 38).

Solche Versuche können ein Modell der Anorthositplatznahme vom Typ des Adirondacks-Massiv (BALK 1931) abgeben. Es erfolgt keine Kuppelbildung; der Voranschub geht ohne Querschnittsverbreiterung und unter Abquetschung der syenitischen Mutterlauge vor sich. Die immobilisierte Masse zeigt eine straffe a-Regelung, welche durch nach-

dringende Flüssigkeitsschübe zerbrochen und regeneriert werden kann. Die „Eindickung“ der Suspension erfolgt also während der Strömung¹⁶⁾.

Trotz Newtonscher Fliessbedingungen im allgemeinen kann also im Verlaufe der Erstarrung ein nicht-Newtonscher Fliesszustand eintreten, allerdings nur dann, wenn das Fliessen auch nach der Hauptkristallisation noch andauert.

Das Geschwindigkeitsprofil bei Rohrströmungen viskoelastischer Stoffe ist nicht parabolisch. Auf einen grossen Geschwindigkeitsgradienten in der Randzone folgt der ausgedehnte Zentralbereich mit kleinem Gradienten. Die Masse schiebt sich gleichsam „en bloc“ durch das Rohr. Für das Grenzgebiet jenseits der Newtonschen Fliessbedingungen könnten daher Stoffe wie Gelatine bestimmte tektonische Reaktionen in geologischen Körpern durchaus modellgerecht wiedergeben.

Die Wandreibung eines Gelatinegels ist sehr klein, die Randzone auf 1–2 mm beschränkt; jede Druckinhomogenität, also ein Stoss beim Einstromen, läuft infolge der Elastizität des Gelgerüsts als Stosswelle durch die Substanz und lässt nicht nur im Rohr, sondern auch im Zylinder der Einwegapparatur die Masse vibrieren.

Anisometrische Partikel im Gelatinegel werden in der schmalen Randzone strömungsparallel geregelt. Im Zentralbereich fehlt aber jede Regelung. Beim Übertritt in den Zylinder wird durch die Querschnittsverbreiterung das Gel zerstückelt, die Bröckchen werden Elemente der Quelldehnung, so dass eine schwache Kuppelregelung entsteht. Diese Kuppeln lassen sich durch Farbstoffinjektion (rhythmische Zugabe in der Zuleitungsstrecke) sichtbar machen; sie werden (wenn auch schwach) beim Übergang in die Steigstrecke gedehnt, wie dies bei Newtonschen Flüssigkeiten der Fall ist (Fig. 40).

Nach Verwandlung eines kohärenten Gels in ein Bröckchen-Agglomerat kann man also (vor allem bei hohen Geschwindigkeiten) die Substanz behandeln wie eine Suspension aus wässriger Flüssigkeit mit elastischem Festkörperanteil. Auch im Bröckchenzustand werden Vibrationen geleitet.

Eingedrückte Flüssigkeiten und Gase perlen ohne Hinterlassung von Schlieren längs der Grenzen der Gelblöcke. Auf diese Weise kann man

¹⁶⁾ Da es im Modell genügt, eine bestimmte Anfangskonzentration (Festkörper in Flüssigkeit) herzustellen, damit bei einsetzendem Fluss die Eindickung einsetzt, kann man sich vorstellen, wie die Anorthositmasse im Verlaufe des Vorschubes mehr und mehr als kohärenter Block in die Syenite hineingestossen ist.

Die von uns vorgemischte Suspension ist in einem Rohr von konstantem Durchmesser vorangeschoben worden und dann in den weiten Zylinder übergetreten. Die Verfestigung erfolgte also, ohne dass die Suspension durch ein engeres Profil hindurchgedrückt werden musste.

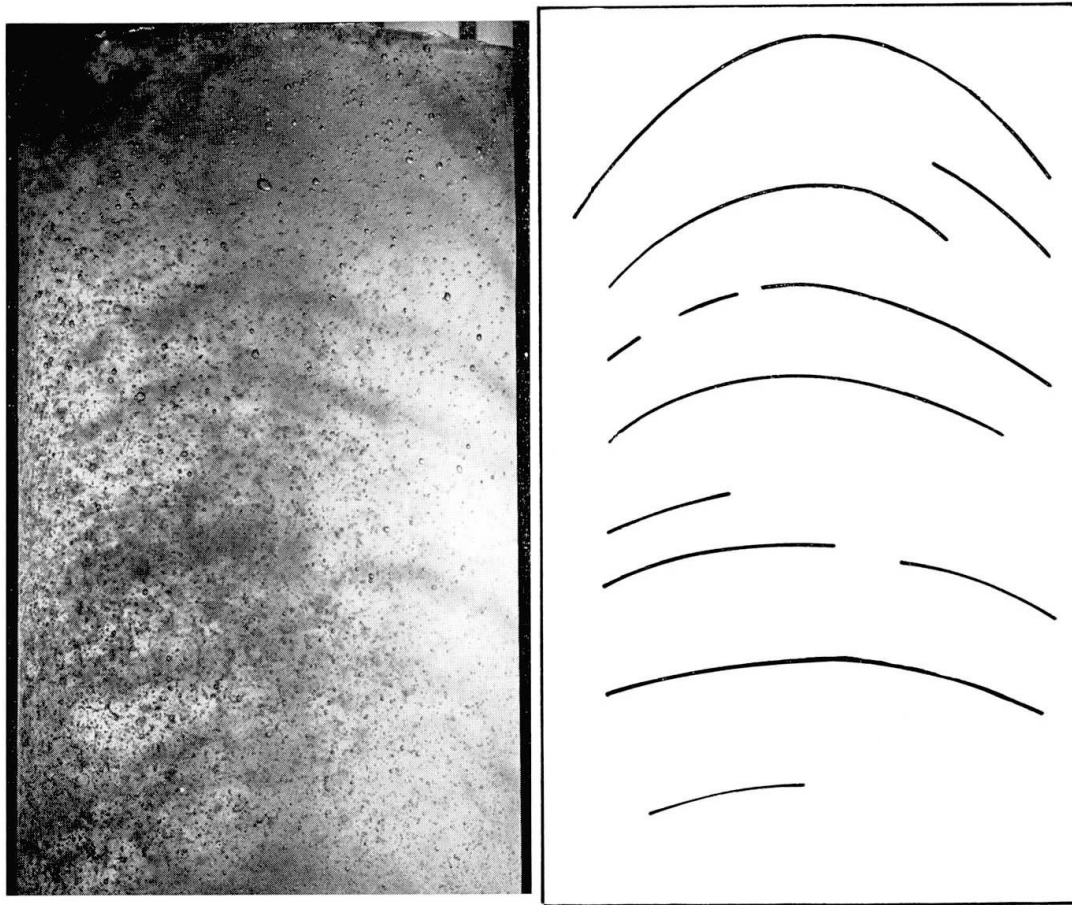


Fig. 40. Grobe Quellschuppeln an Gelatine-Gel (vor Eintritt in den Zylinder rhythmisch mit Neococcin gefärbt). Das Gel ist durch das Vorpressen in der Leitung und durch den Quellvorgang beim Eintritt in den Zylinder zerkrümelt. Der viskoelastische Stoff wird so zum Zweiphasensystem (wässrige Suspension) und ähnelt im Fließverhalten dem der reinviskosen Flüssigkeiten. Daher nimmt auch mit wachsendem Abstand vom Quellbereich die Kuppelkrümmung zu.

dünne Gelatine durch das Gel hindurchschicken und dem Gel überschichten.

Tylose ist eine im rheologischen Verhalten der Gelatine verwandte Flüssigkeit, zeigt aber Wandhaftung. Dennoch ändern sich die Erscheinungen nicht grundsätzlich. Der zentrale Teil strömt, soweit erkennbar, en bloc; Druckwellen werden allerdings schnell gedämpft, rhythmische Pumpenstöße also nicht bis zum Zylinder geleitet.

Hinsichtlich des Geschwindigkeitsprofils (eindimensionale Betrachtung, Fließen im Rohr) sind die viskoelastischen Flüssigkeiten den *idealen* Flüssigkeiten insofern ähnlich, als — abgesehen von der Grenzschicht — alle Stromfäden die gleiche Geschwindigkeit haben (gleiche Bernoullische Konstante für nebeneinanderliegende Stromfäden).

Das parabolische Strömungsprofil der *realen* Flüssigkeiten gilt zwar für alle, also auch sehr grosse Rohrquerschnitte, doch dürften die Profile bei geologisch dimensionierten Fliesskörpern stark von lokalen Fliessfaktoren beeinflusst sein. Die Individualisierung innerhalb des Gesamtquerschnittes könnte zu einer Begradigung der Strömungsfront führen. Um solche Effekte abzuschätzen, müsste man Modellflüssigkeiten in Querschnitte von 1—2 m \varnothing einströmen lassen.

Die Beschäftigung mit nicht-Newtonschen Flüssigkeiten höherer Viskosität führt zur Frage, wie Schubspannungen in dem mit fortschreiten der Kristallisation sich zunehmend verfestigenden Magmenkörper weitergeleitet werden. Auch in dieser auf die Fliessphase folgenden, von manchen Autoren als „halbplastisch“ bezeichneten Phase ist Texturbildung möglich. So überlegt beispielsweise OEN ING SOEN (1960) in seiner Kontroverse mit SCHERMERHORN wie folgt:

“The foliation in the coarse porphyritic granites is believed to have originated *after* the intrusion of the magma as a fluid was completed. At this stage the magma was no longer a complete fluid, but it is supposed, that the rapidly formed earlier crystals constituted a solid (but not necessarily rigid) framework between which there remained a residual potassium-rich liquid” (S. 27).

Sind solche, eher als endoblastisch zu bezeichnende Texturen von fliessbedingten Bildungen zu unterscheiden? Wie weit diese Probleme an den Grundlagen rühren, zeigt z. B. die unterschiedliche Deutung schottischer Plutone: Während DEER (1935) den Cairnmore-Pluton als ein Intrusionsgebilde beschreibt, wäre — nach MCINTREE — der gleichartige, benachbarte Loch Doon-Pluton eine Art metasomatische Beule, bei der die Kristallisation — nach OERTELS Neubearbeitung (1955) — eine Abbildung von Bewegungsbahnen sein soll:

„Die Regelung erfolgte nicht durch die Bewegungen selbst, sondern die Bewegung ging auf gewissen Flächen vor sich, und nach jeder Teilbewegung auf einer Fläche wurden in ihr Kristalle neu auskristallisiert“ (S. 46).

Das Argument OERTELS, wonach allein schon das Fehlen deutlicher linearer Elemente gegen Fliessregelung sprechen solle, zeigt, wie notwendig hier elementare Versuche zum Fliessen sind, denn keineswegs kann fehlende Lineation als Argument herangezogen werden. Auch wirkliche Migmatitbeulen (mit einem merklichen Anteil flüssiger Phase) würden beim Anstieg lineationslose Kuppeln bilden.

Überdies sind die Übergänge zwischen Fliessphase und elastischer Phase alles andere als einsinnig und kontinuierlich. Nehmen wir das zitierte Beispiel von OEN ING SOEN, wo sich zwischen einander berührenden Kristallen noch Flüssigkeit „frei bewegen“ soll:

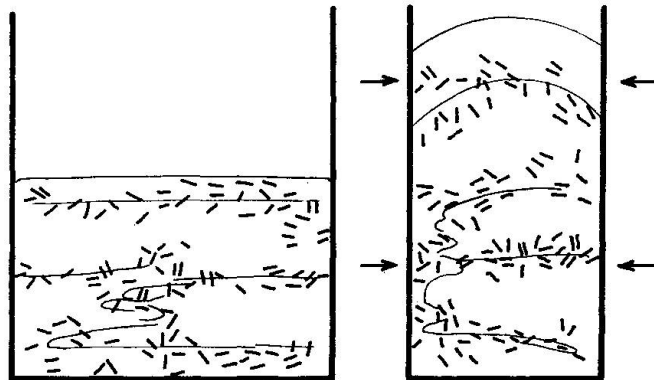
Die Schmelze ist am Platz. Nach unseren Vorstellungen von Kuppelbau und Scheitelgleitung würden die durch echtes Strömen in die Kuppelflächen eingeregelter Kristalle in ihrer planaren Lage weiterwachsen. Wenn sie einander in der Texturebene berühren, entsteht aber kein allseitig gleich festes, sondern ein in der Texturebene besser versteiftes Gerüst. So könnten in den Lücken Kristalle einer späteren Ausscheidungsphase unter andersartigen Mechanismen (und mit anderem Kräfteplan) ausgeschieden werden. Nach der primären Fließphase wäre zunächst ein „Abbildungsgefüge nach der Strömungskuppel“ entstanden, und später eine unabhängige Kristallisation aus der Restschmelze erfolgt.

Wenn dann noch, wie in den meisten Fällen, die Koordinaten des Fließgefüges dem Amplatzgefüge symmetriekonform sind (und zwar infolge des anhaltenden Einspannungsdruckes), so bleibt ganz unsicher, wo und wie die Abgrenzung zur „halbplastischen Phase“ erfolgen soll.

Nach OERTEL könnten nicht-Newtonsche (plastische) Massen Modelle dafür sein, „Bewegungen im flüssigen Zustand von solchen im festen Zustand an den Strukturen zu unterscheiden, die sie hinterlassen“ (S. 85). Man wird zwar mit solchen Substanzen die elastische Phase für sich untersuchen können, nicht aber jenen Bereich, wo der elastische Anteil noch klein ist gegenüber der Fließphase.

Wir haben versucht, einen Gelatineblock, dem lagenweise Reiskörner beigegeben waren, durch Verschieben der Wände zu deformieren und dabei die Teilchen zu einer Rotation zu veranlassen (vgl. Fig. 41). Die Behandlung solcher im viskoelastischen Bereich gebildeter Texturen ist aber sicher schwieriger als der Aufbau eines Modells von der Seite reinviskoser Stoffe her¹⁷⁾.

Fig. 41. Deformationsversuch an einem Block von Gelatinegel, dem lagenweise Reiskörner beigegeben waren. Seitlicher Zusammenschub der Wände bewirkt bogenförmige Verkrümmung der oberen, Scherung der unteren Schichten. Die Reiskörner ändern entsprechend der Deformation ihre Lageorientierung.



¹⁷⁾ Die Konservierbarkeit von Deformationen ist auch im reinen (hoch-) viskosen Zustand gross: Dreht man den der Glucose aufgelegten Deckel im Einwegversuch, so greift die Torsion entsprechend den grossen Reibungskräften weit ins Innere des Zylinders vor; die durch Luftblasen abgebildeten Spindeln würden, wenn auch nur geringe Inhomogenitäten in der Flüssigkeiten vorhanden sind, als mechanisch wirksame Vorzeichnung (Schlieren) erhalten bleiben.

Die Sonderstellung der Granite, die weder ausschliesslich fliessgeregelte noch rein postintrusiv geprägte Gesteine sind, hatte (NICKEL 1954) zur Einführung des Begriffes „*Angleichgefüge*“ veranlasst. Es ist erfreulich festzustellen, dass man heute in der Literatur doch näher auf solche Unterscheidungen eingeht¹⁸⁾! So sagen BEHR und WATZNAUER (in: „Die Kornregelung von Quarz etc.“):

„Die Orientierung erfolgt durch gerichtetes Wachstum in einem Spannungsfeld. So steht die Kristallisationsregelung im Gegensatz zum Prozess der Scherregelung, der besonders für metamorphe Tektonite charakteristisch ist¹⁹⁾.“

Entsprechend nennt G. MOEBUS (in: „Die Kornregelung in Mafiten etc.“) das Amplatzgefüge „entstanden durch Einwachsen von Mineralien an Ort und Stelle in spannungsmässig vorgezeichneten Richtungen“. In *dieser* Sicht des Überganges von Fliesen → Erstarren → Verformen scheint ein Brückenschlag zwischen der Methodik von B. SANDER und H. CLOOS in der Tat möglich.

VIII. LINEATION IN FOLIATION

Bei den bisher geschilderten Versuchen an der Einweg- und Ringanlage erfolgte die Intrusion in einem runden Behälter, um alle texturerzeugenden Einflüsse auszuschalten, die auf einem bestimmten Umriss des Behälters beruhen könnten.

Unter den Bedingungen der Einweganlage entsteht in diesem Falle der lineationslose Kuppelbau. Erst bei höheren Fliessgeschwindigkeiten

¹⁸⁾ Wir beziehen uns im folgenden auf den „Bericht über das 1. Treffen des Fachverbandes Geologie“ betr. „Tektonik und Magma“ vom 24.—25. 2. 1966 in Freiberg/Sa., der uns freundlicherweise als Manuskript zugesandt wurde.

¹⁹⁾ Die Autoren führen z. B. aus: „Das verbindende Glied zwischen der Quarzregelung in metamorphen Tektoniten und Schmelztektoniten ist der Typ des Pseudozweigürtels. Das Quarzgefüge der Haupt- und Restkristallisation ist ein Amplatzgefüge und als solches ein Bindeglied zwischen den magmentektonischen Elementen der plastischen und rupturrellen Phase. Die Gefügeelemente der Einstromphase verhalten sich in ihrer räumlichen Orientierung oft diskordant zu den Koordinaten des Quarzgefüges. Nach erfolgter Platznahme und dem Abklingen der plastischen Fliessbewegungen wird das im Rahmen herrschende tektonische Spannungsfeld gleichgerichtet auf die magmatische Masse übertragen. ... Zwischen den verschiedenen tektonischen Arbeitsmethoden von B. SANDER und H. CLOOS ist so ein Brückenschlag möglich.“

Es ist nun an der Zeit, festzustellen, wie man *Fliessphase*, wie man *plastische Phase* begrenzen will und abzuklären, inwieweit das „tektonische Spannungsfeld“ schon auf die Suspension einzuwirken beginnt.

(solchen oberhalb der von uns „Texturgrenzwert“ genannten Reynolds-zahl!) verschwindet die Planarregelung und die Teilchen rotieren, bis ihre Längsachsen fließlinienparallel liegen. Sofern also Granite einen flach gewölbten Kuppelbau konserviert haben, kann (in der Zeit vom Einströmen bis zur Erstarrung) keine Strömung stattgefunden haben, durch welche eine Fließlinienregelung vom Typ *oberhalb* des Texturgrenzwertes erzeugt worden wäre.

Entsprechend liegt auch die Lineation der Granite *in* der Ebene der flachen, wenig gekrümmten Kuppeln, und es erhebt sich die Frage, inwiefern eine *solche* Lineation als echte Fliesstextur anzusehen ist.

Während man Fließlinienregelung oberhalb des „Texturgrenzwertes“ ohne weiteres anzunehmen hat, wird der Tektoniker zögern, die Lineation in den Kuppelschalen als echtes Fließen zu erklären, da auch die Deutung einer Deformationsregelung quer zu den drückenden Kräften bleibt; ein „Amplatzgefüge“ ist ebenso denkbar wie ein „Einströmgefüge“.

So schreibt B. SANDER (1948) auf S. 190: „Ohne jedes Merkmal in der Bezeichnung sind ‚Fließlinien‘ zuweilen unverkennbar einsinnige Fließlinien bei Füllung eines Raumes, anderemale wieder einfach längste Achsen eines Formellipsoides, welche als solche einer Deformation am Platze mit zwei Richtungen grössten ausweichenden Fließens in einer Geraden ganz ebenso entsprechen wie einsinnigem Fließen zur Füllung eines Raumes.“

Entartet also die Frage zum Scheinproblem, wenn man definiert: *Lineation in Systemen mit Kuppelbau kann nur durch Verzerrung des Kuppelprofils infolge ungleicher Wanddrücke, bzw. im konkreten Fall infolge einseitiger Druckentlastung entstehen?* Denn diese Definition ist sowohl gültig, wenn man ein echtes Einströmen der viskosen Flüssigkeit annimmt, als auch dann, wenn lediglich eine Deformationsregelung (des elastischen, rekristallisierbaren Festkörpers) stattfindet²⁰⁾. Sind also die Fälle räumlichen Nachströmens von der Deformationsregelung am Platz zu unterscheiden?

Zur Abklärung sollen a) die Feldbefunde in der Betrachtungsweise von H. CLOOS herangezogen, sodann b) Modellversuche in Anpassung an diese Vorstellungen besprochen werden.

a) Der granitische Fließliniendom

H. CLOOS und seine Schule, insbesondere R. BALK und E. CLOOS (s. Lit.) liefern uns die notwendigen Details für eine Diskussion. Die Beispiele weitgespannter Kuppeln beweisen, dass der Fließvorgang sicher

²⁰⁾ Der Modellversuch zum zweiten Fall besteht in der Deformation eines Plastiksackes, der mit reiskörnerhaltiger Glucose gefüllt und zur leichteren Handhabung in ein wassergefülltes Aquarium eingesetzt ist.

dem *langsam* geführten Einströmungsexperiment entspricht. Das am geologischen Objekt gelegentlich beobachtete steilere Einfallen der Schlieren relativ zur Foliation stimmt ebenfalls mit dem Quelldehnungs- und Scheitelgleitungsphänomen überein.

Statt einheitlicher Kuppeln bilden sich in manchen Massiven Dom-an-Dom- und Dom-in-Dom-Strukturen, bedingt durch Relativbewegungen an Inhomogenitätsgrenzen oder infolge von Nachschüben. Die Kuppelbildung ist zwar oft mit Aufwölbung des Daches verbunden; der interne gewölbeartige Parallelbau ist aber primär die Folge des Fließens unter Querschnittverbreiterung. Die Form des Daches modifiziert die Kuppelgestalt nur. E. CLOOS (1936) meint zwar, dass Domstrukturen nur möglich seien, „wenn die Kontakte steil fallen und das Magma sich nahezu senkrecht aufwärts bewegt“ (S. 404), doch beobachten wir auch in *schräg*-gestellten Zylindern die gleichen Kuppeln, wenn auch entsprechend verzerrt. In Massiven gelegentlich auftretende dünne Septen („papierdünn“, d. h. 100 m Gneis zwischen gewaltigen Schmelzmassen) entsprechen im Versuch der merkwürdigen Stabilität von Trennwänden beim Versuch der Teilkuppelbildung.

Die Intrusionen beginnen mit Schlierendomen und Planarstrukturen. Erst nach grösserer Weitung und beim Nachgeben des Wanddruckes kommt es zum eigentlichen „Fließliniendom“. Synonym finden wir für die Lineation auch — und zwar im Hinblick auf die nachfolgenden Konsolidierungsphasen — den Namen „Streckung“. Diese zeigt immer in Richtung des „freien Raumes“. So kann also in dem einen Falle ein Massiv verbreitert werden, im anderen Falle verlängert. Als Indizien gelten jeweils die Lagen der Lineation relativ zum Umriss.

Im Idealfall ist die Lineationsrichtung unabhängig vom Nebengestein, obwohl ein Granit, der beispielsweise in eine Schieferkuppel eindringt und diese z. T. verfaltet, seine „Streckung“ der Grenzzone anschmiegen wird (BALK 1931). — Je grösser der Pluton, um so mehr ist die Lineation an die plutoninternen Bedingungen gebunden. Im schräg ansteigenden Vielkuppelsystem der Sierra Nevada liegt die Lineation als steilste Linie in der Foliation; die Lineation zeigt vom Einströmungsort weg; sie wird horizontal und ist auch noch dort festzustellen, wo die Foliation mit der Entfernung vom Eintrittskanal undeutlich wird und verschwindet.

Die Argumentation „Fließlinien gleich Streckung“ hat H. CLOOS von Anfang an vertreten. 1920 beispielsweise schreibt er:

„Der die Intrusion begleitende Seitendruck nötigt die Schmelze, quer zur Richtung des grössten Druckes auszuweichen und sich zu dehnen. Innerhalb dieser Richtung wird eine lineare Richtung der kleinsten Pressung bevorzugt und liefert

die eigentliche Streckung“ (S. 39). „Man gelangt so zu der Vorstellung, dass schon die flüssige Granitschmelze auseinandergezogen, ‚gestreckt‘ worden ist“ (S. 38).

Da also die tektonische Einspannung das Fließen modifiziert, ist auch dort, wo die Textur des Granites keinen Zusammenhang mit der äusseren Form des Plutons zeigt, aber der Paralleltextrur des Rahmens gleichläuft, noch kein zwingendes Argument gegen Einstömungsgefüge gegeben. Von der Wechselwirkung zwischen Tektonik und Intrusion spricht H. CLOOS im Batholithenproblem (1923), wenn er sich im Kapitel „Der mechanische Antrieb der Granite und seine Beziehungen zu gleichzeitigen Krustenbewegungen“ (S. 60 ff.) wie folgt äussert:

„Der nächstliegende Gedanke wäre natürlich der, dass die (plutonische) Schmelze, wie bei echten Lakkolithen (gemeint sind von CLOOS die subvulkanischen Intrusivkörper) unter hydrostatischem Druck steht und vor dem Druck nach der Richtung des geringsten Widerstandes ausweicht. Die Annahme ist zweifellos richtig, aber sie umfasst nicht den ganzen Vorgang. Steht ihr doch ... die *innere* Tektonik der flachen Massivteile im Wege. Denn diese lässt zu der Zufuhrrihtung des Granites ... keinerlei Beziehung erkennen, sondern richtet sich offenbar nur nach der allgemeinen Tektonik.“

Das Problem ist also gerade die Abschätzung der Effekte, die dem Strömungsvorgang selber zukommen und die durch die tektonische Einspannung erzwungen werden. Was H. CLOOS „Streckung“ nennt, ist eine Resultante aus beiden Faktoren.

Wie gross die Deformationsbeträge sind, wenn — nach H. CLOOS' Formulierung — „die flüssige Granitschmelze auseinandergezogen wird“, zeigt ein Versuch: Lässt man in einer schmalen Wanne luftblasenbeladene Glucose in eine gleich-viskose, aber luftblasenfreie Glucose von unten her einfliessen, so verzerren sich die Luftblasen zu extrem schmalen Linsen. Dies erfolgt schon bei beliebig kleinen Einstömungsgeschwindigkeiten und schon unmittelbar über dem Einstömungskanal. Daraus ergibt sich, dass eine Streckung mit einem Verzerrungsverhältnis 1 : 10 (Breite 10 cm, Länge 100 cm) zu einer strengen linearen Regelung parallel der längeren Wand führen muss.

Die aus dem Geländebefund abgeleiteten Schlüsse werden also durch unsere Experimente gestützt und lassen sich wie folgt präzisieren: Bei der Intrusion erfolgt zuerst ein aktives Aufstemmen des Daches. Dieses Beiseiteschieben der widerstehenden Wände führt zu den planaren Strukturen der initialen Quellkuppel. Die Kuppeleneben stehen \pm senkrecht zur Ausdehnungsrichtung. Sobald beim Vergrössern des Raumes die Wände dem Druck nachzugeben beginnen, entsteht eine Lineation in Richtung der Druckentlastung. Diese Lineation greift bis nahe dem

Zentrum des Kuppelbaus vor. Der räumlichen Abfolge²¹⁾ im Pluton von innen nach aussen entspricht in etwa auch das zeitliche Nacheinander:

Lineationsfreie Foliation,
Lineation und Foliation,
Lineation ohne Foliation.

Inwiefern sind diese drei Phasen nun echte Fliessvorgänge? Hat man die durch „Druckentlastungsfluss“ entstandene Lineation mit tektonisch-a oder -b zu kennzeichnen? Hier taucht ein nomenklatorisches Problem auf, obwohl der faktische Ablauf des Geschehens relativ klar ist.

Die Richtungsbenennungen ergeben sich wie folgt:

Bei reiner Kuppelströmung (von unten nach oben) muss die vertikale Richtung als a bezeichnet werden, ohne eine definierte Richtung b.

Ist die Kuppelströmung kombiniert mit einseitiger Druckentlastung (Streckung quer zur Hochströmen), dann muss von einer gewissen Grösse der Ausweichbewegung an das seitliche Ausweichen als Fliessen beschrieben und die auftretende Lineation als a bezeichnet werden.

Überwiegen in der sich nun anschliessenden „halbplastischen“ Phase die Deformationskräfte, dann ist nicht mehr die Druckentlastungsrichtung (quer), sondern die Druckrichtung als a zu bezeichnen; die querliegende Lineation wird nun zu b.

Die als a zu definierende Richtung hat also im Bezugssystem des Gesamtablaufes dreimal die Richtung gewechselt! Wie soll der Geologe, dem nur das Endprodukt — als Gestein mit Textur — zuhanden ist, die Typisierung vornehmen? Vergleichen wir die auf Fig. 42 dargestellten Grenzfälle einer Massivregelung zwischen drückenden Wänden!

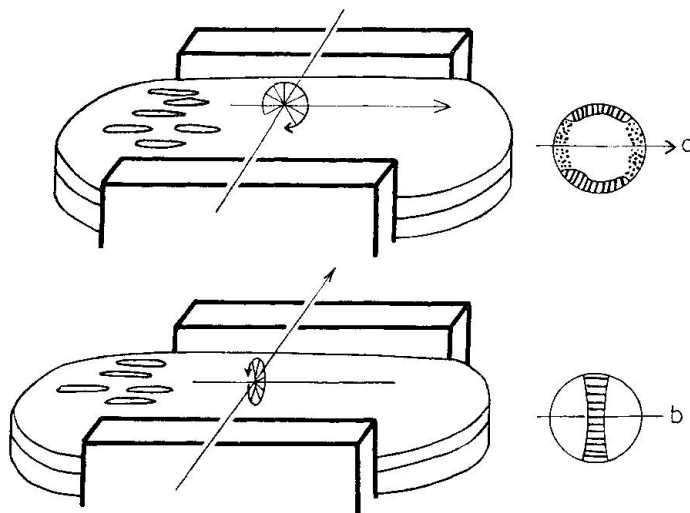


Fig. 42. Regelungstyp bei Druckentlastungsfluss (Bild oben) und scheren-der Pressung zwischen festen Wänden (Bild unten).

²¹⁾ Einen Ausnahmefall beschreibt R. BALK (1932) auf S. 477, wo ein Syenit in der Nähe der Einstromöffnung fließliniengeregelt ist, in grösserer Distanz aber (quer dazu) eine Kuppelregelung zeigt.

Die obere Skizze zeigt die Koordinatengebung für „Einströmen“, die untere für „Amplatzdeformation“. In beiden Skizzen resultiert eine horizontal liegende Längung im Gestein parallel der Ebene der drückenden Wände.

Da im *oberen Schema* die Querrichtung als Ausweichfließen aufgefasst ist, wäre im Gefügediagramm ein Maximum in a (bei stengeliger Regelung) oder der in der Skizze gezeichnete Gürtel zu erwarten. Der Pfeil zeigt die Fließrichtung an. Ebenso ist die Gegenrichtung (im Bild nach links) möglich und am gleichen Massiv realisierbar, wenn der Zufuhrkanal zentral liegt und die Masse nach *beiden* Seiten abströmt.

Im *unteren Schema* ist hingegen angenommen, dass eine versprödende Masse zwischen drückenden Wänden scherend verformt ist. Die Längung entspricht einer Richtung b; mit diesem Element ist ein Gürtel verbunden, der je nach der Art der Scherung (relative Gleitung der Wände zueinander) noch ein Maximum enthält.

Wenn der Granittektoniker eine vorhandene Lineation (Faser, Streckungsrichtung) auf Fließvorgänge zurückführt, so setzt er voraus, dass die Textur aus einer *vor* der Versprödung des Blocks anzusetzenden Konsolidierungsphase stammt; und er tut dies, obwohl sich doch die anderen granittektonischen Merkmale (Fugen, Klüfte) eindeutig auf die spröde Abschlussphase beziehen!

Der von H. CLOOS angeführte Vergleich mit dem zwischen festen Backen eingespannten Gummiblock (wölbende Pressung eines Radiergummis zwischen den Fingern), der durch die Wölbung rissig wird und dann in dieser Position fixiert bleibt, macht ein Zurückgreifen auf vorangehende Fließphasen unnötig. Wenn also H. CLOOS gleichwohl bei der Entstehung der Streckung *auch* an Fließvorgänge gedacht hat, dann doch wohl deshalb, weil die Analogie des Gummiblockes nur einen Teil der Phänomene beschreibt. In diesem Zusammenhange wird man fragen, ob wirklich die Q-Klüfte als jene nach unten zu sich schliessende Zerrklüfte anzusehen sind, wie sie durch die Wölbungsverspannung definiert werden. Aus der schwachen Krümmung (geringe Relativweitung im oberen Teil gegenüber einer inkompressiblen Basismasse) *allein* kann sich die auf der Q-Kluft senkrecht stehende Faser sicher nicht als „Streckung“ entwickeln, sondern nur infolge eines gleichzeitigen scherenden Druckes senkrecht zur Faser. Eine solche doppelte Einspannung führt aber zwangsläufig dazu, der scherenden Bewegung die *Hauptrolle* bei der Texturgebung zuzuschreiben, und in diesem Falle läge der einfache Fall eines Tektonits mit Stengelung quer zur Scherung vor.

Für Granite vom Typus Strehlen, wo die Faser parallel der kurzen Plutonseite verläuft, mag die letztgenannte Überlegung noch am ehesten zutreffen. Bei diesen Graniten ist das Gewölbe auch keine eigentliche Kuppel; es besteht vielmehr ein einheitliches Bogensystem über einer keilförmigen langen, schmalen Wanne. Die Textur in Graniten aber, bei denen die Faser der langen Seite des Plutons parallel läuft (Typ Sierra

Nevada), ist so nicht erklärbar; das Wort Streckung ist hier irreführend, weshalb man die Diskussion nicht auf die Analogie des Gummiblockes abstellen kann (vgl. IX. Kap.)! Nicht nur, dass diese Analogie eine mögliche vorangehende Fliessphase gedanklich eliminiert, vielmehr verhindert sie auch die Generalisierung der rheologischen Ergebnisse, die man auch dort vornehmen soll, wo sich aus „zufälligen“ Gründen keine Kluft- und Fugenverhältnisse im Sinne der klassischen Granittektonik entwickeln konnten.

b) Die „Streckung“ (Cloos) im Strömungsversuch

Wie der Versuch mit der luftblasenreichen Glucose (S. 473) zeigte, müssen sich beim Einströmen in eine schmale Wanne alle Scherkräfte so auswirken, dass sich anisometrische Teilchen parallel der langen Wand der Wanne stellen.

Um diesen Effekt für sich zu untersuchen, sind einige zusätzliche Überlegungen notwendig, denn 1. ändert sich mit zunehmender Füllung der Wanne die Reynoldszahl, 2. wird durch die Lage und Form der Eintrittsöffnung eine Vorregelung erzeugt und 3. wäre zu untersuchen, wie sich bei nicht unendlich gross ausgedehnten Seitenwänden die Nähe des Wannenbodens, bzw. von Schwellen in der Wanne auswirkt. Nachfolgend sollen diese Fragen durch die Beschreibung eines (kombinierten) Vorversuches und eines (einfachen) Hauptversuches erläutert werden.

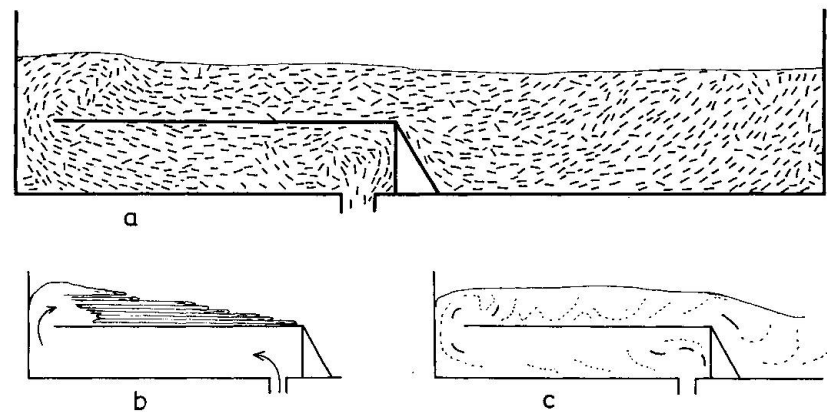


Fig. 43. Vorversuch zur Fliessregelung durch „Druckentlastungsfluss“. Die mit Reiskörnern versehene Glucose fließt zunächst durch einen Kanal (Festlegung der Reynoldszahl), steigt über einen Schlitz in den oberen Teil der Wanne und fließt dann nach rechts ab. — Dimensionen der Wanne: 100×10 cm; Höhe 30 cm. Die Teileffekte sind im Text beschrieben: Asymmetrische Kuppelregelung an der Einströmöffnung, Verstärkung der Lineation durch den schlitzförmigen Krümmer, abermaliger Regelungseffekt beim Abstieg vom Überlauf. System von Scherungsschlieren beim ersten Überlauf (Hilfszeichnung b); Lage der B-Strukturen (c).

Der *Vorversuch* (mit Glucose, $\eta = 10^4 P$) ist auf Fig. 43 dargestellt. Man erkennt auf der Abbildung, dass der Einströmungswanne ein Kanal vorgeschaltet ist, damit dort die Reynoldszahl der Strömung in einem definierten Querschnitt festgestellt werden kann. Diese ergibt sich bei einer Fließgeschwindigkeit von 0,3 cm/sec zu etwa $Re = 0,0005$.

Die Eintrittsöffnung liegt unten, relativ zur Fließrichtung im Kanal also seitlich. Deshalb rotieren alle Reiskörner kopfüber, wenn sie in den Kanal eintreten und nach links abfließen. Die Rotation erfolgt in der Zeichenebene, die zugleich Symmetrieebene der Apparatur ist. Nun bewegen sich die Teilchen in der Suspension ohne weitere deutliche Lageänderung bis zum linken Schlitz. Hier verstärken sich am Krümmer die Scherkräfte und es entsteht eine Walze, die die Teilchen kopfüber (d. h. mit ihrer Längsachse) in den oberen Teil der Wanne befördert. Die Lineation ist nun sehr gut.

Von *oben* gesehen liegen alle Teilchen wie an Fäden aufgereiht, während der Anblick von der einen Seite eine gewisse Lagenfreiheit zeigt: Die Teilchen pendeln in der Zeichenebene, die Rotationsachse steht quer zum Fluss, also senkrecht zur Zeichenebene. Ein Gefügediagramm der Formregelung würde eine Maximumsregelung mit stark verzerrtem Pol ergeben.

Die Abbildung zeigt sodann, dass der Abstieg der Flüssigkeit über den Abhang nach rechts, sowie der Stau am rechten Ende der Wanne, die Teilchen zu einer Versteilung ihrer Längsachsen veranlasst.

Interessant sind die beim ersten Überquellen entstehenden papierdünnen Schersysteme in Form von Planarschlieren. Diese Strukturen in der Glucose sind auf Fig. 43b schematisch skizziert. Sie ziehen sich bis zu 40 cm lang, ehe sie zugunsten eines homogenen Bildes verschwinden.

In Fig. 43c sind durch punktierte Linien die B-Strukturen der Strömung angedeutet, also die rotative Verstellung der Teilchen durch eine Fließlinienlabilität. Sie entsprechen in ihrer Position den Wickelfalten quer zur Strömungsrichtung (SANDER und FELKEL 1929), obwohl in unserem Falle keine echte Rückläufigkeit der Fließlinien, also Faltung im eigentlichen Sinne, stattfindet. Ausserdem markieren in Fig. 43c kurze krumme Strichlein die Form der Bläschen, wie sie beim Fluss verzerrt sind.

SANDER hat die Wickelfalten quer zum Fließen für nomenklatorisch wichtig erachtet, weil er darlegen möchte, dass auch in Fliesstektoniten (wie bei anderen Tektoniten) ein Faltensystem *quer* zur Richtung *a* bestehen müsse. Diese Rotation (B) demonstriert SANDER u. a. an Odenwälder Quarzporphyren. Dies ist zweifelsohne richtig, wie ja auch unsere Versuche zeigen, doch muss betont werden, dass

in analogen Gesteinen ebenso ein zweites Faltensystem mit Faltenachse = Fließlinienrichtung existieren kann, wie Fig. 44 vom Quarzporphyrschlot der Wachenburg (Weinheim/Odenwald) zeigt. Die rein formale Zuordnung von a- und b-Richtungen ist also eine zweitrangige Angelegenheit, sofern sich durch andere Indizien

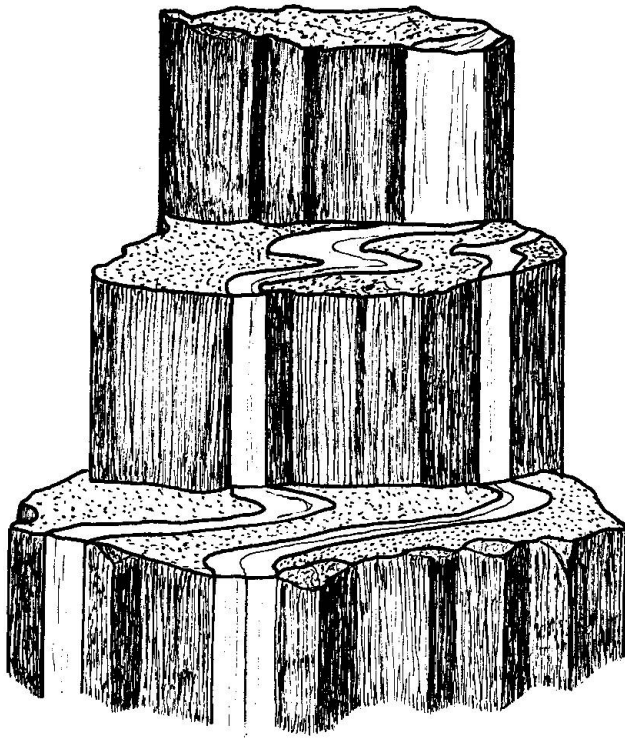


Fig. 44. Fältelung in Richtung der Lineation: Fliesstextur im Quarzporphyr von Weinheim (Odenwald). Die Fließlinien stehen im Schlot vertikal, die Skizze (Höhe 10 cm) ist gleichorientiert, d. h. die senkrecht gezeichneten Striche entsprechen dem Fluss nach oben; die plattige Absonderung steht \pm senkrecht auf den Fließlinien. Auf den plattigen Oberflächen erkennt man ein Faltensystem mit Faltenachse = Fließlinienrichtung. Dieses System bedingt auch die säulige Ablösung der Bruchstücke.

die wahre Fließrichtung ermitteln lässt. Gerade wegen der Diskussion in Fig. 42 ist dieser Hinweis notwendig.

Würde man die (in diesem Falle von jeder Tektonik verschonte) Genese des Porphyrs nicht kennen, läge es nahe, sich ausschliesslich auf das sichtbare Faltensystem zu beziehen und die Stengelung nicht als fließlinienparalleles Element zu interpretieren.

Nach dem Vorversuch muss man noch ausschliessen, dass die quer zur Strömung liegenden Schlitz- bzw. Überläufe die Textur veranlasst haben. Zu diesem Zwecke lässt man nun die Flüssigkeit unmittelbar aus der runden Öffnung in die Wanne strömen. Hierzu dient der *Hauptversuch*; er zeigt gemäss Fig. 45—47 das freie Einströmen in eine Wanne, wodurch die Füllung eines unrundern Tiefenkörpers (Verzerrung gegenüber einem runden Umriss 1:10) veranschaulicht werden soll. Theoretisch müsste man mit einem runden, bzw. quadratischen Behälter anfangen und bei diesem dann in der Masse, wie die Flüssigkeit einströmt, die zwei gegenüberliegenden Wände zurückziehen. Das Bild ist

aber identisch mit dem, das man erhält, wenn die Wanne von vorne herein länglich gebaut ist.

Die Fig. 45 und 46 zeigen das Einströmen in die halbvolle Wanne, von der Seite her gesehen. Man erkennt den sich auflösenden Kuppelbau und ähnlich auftretende Wickelfalten wie im Vorversuch. — In Fig. 45 ist ein photographischer Ausschnitt der nächsten Umgebung der Eintrittsöffnung wiedergegeben. Fig. 47 schliesslich zeigt die Wanne unmittelbar nach einem abgeschlossenen Versuch. — Die Zeichnungen nach Fotos (Fig. 46) wie auch die direkt überzeichneten Fotos (Fig. 45) sind oft weniger eindeutig als eine direkte Skizze, weil man bei der *Skizze* die hintereinander liegenden Körner im richtigen Sinne auf die *eine* Zeichenebene beziehen kann, während beim Foto beispielsweise eine schräg zur Bildrichtung auftretende Struktur durch die Projektion auf die Bildebene den Eindruck verfälscht. In der Darstellung der Fig. 47 sind solche Verfälschungen korrigiert.

Gezeichnet ist in Fig. 47 nur die rechte Hälfte der Wanne, da ja die Phänomene bisymmetrisch zur Einströmöffnung sind. Die unter der Hauptzeichnung vorhandene Skizze gibt den Anblick von *oben* wieder, soweit er sich auf die Nähe der Eintrittsöffnung bezieht.

Die Reiskörner sind infolge der länglichen Form des „Intrusionsraumes“ zu einer Lineation längs der langen Achse des Behälters gezwungen; es besteht ein Freiheitsgrad der Rotation in der Zeichenebene. Der Seitenriss (oberes Bild) zeigt daher die Reiskörner in der vollen Länge, ein Grundriss (unteres Bild) demonstriert am besten die ausgezeichnete Paralleltexur. Es sind zusätzlich einige Schlieren der deformierten Quellschlieren gezeichnet. Trotz der Kuppelschlieren stellen sich die Reiskörner schon beim Eintritt in die Wanne, also gleich oberhalb der Eintrittsöffnung, in Richtung der Lineation.

Wie gross der Einfluss des Druckentlastungsflusses (Lineation) relativ zu dem der Quellung (Foliation) ist, hängt von den Proportionen des Behälters und der Fliessgeschwindigkeit ab. Ebenso ist die Grösse der Lagevariation (das Kippen der Reiskörner in der Bildebene des Seitenrisses) experimentell veränderbar.

Vergleicht man Seitenriss und Grundriss, so erkennt man, dass der (allseitige) Kuppelbau zu einem „Brückenbogen“ reduziert ist. Das Abströmen der Masse nach der Seite erfolgt unter Ausbildung einer leichtwelligen a-Strömung, die, wie das Bild zeigt, nicht an allen Stellen gleichmässig gut entwickelt ist, was z. T. auf die (mit der zunehmenden Füllung der Wanne einhergehende) Geschwindigkeitsverminderung zurückzuführen ist. Saugt man die Glucose (in den Zufuhrkanal) zurück, so wird die Regelung an der Basis eher noch deutlicher.

Das, was CLOOS „Streckung“ genannt hat, deckt sich nur zum Teil mit dem hier produzierten Ausweichfluss. Das Experiment zeigt jeden-

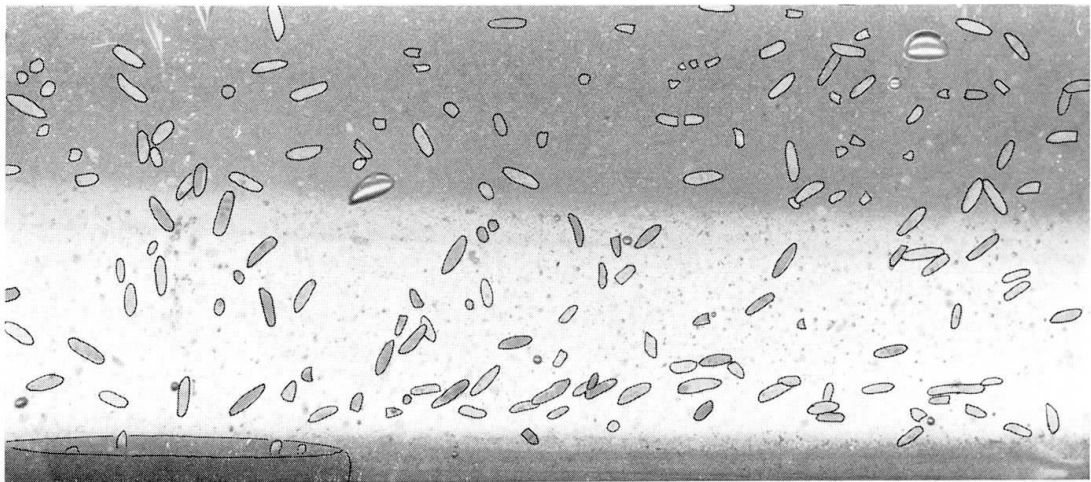


Fig. 45. Einströmversuch von Glucose in die lange Wanne. Ausschnitt aus dem Bereich der Zufuhröffnung. Die Längsachsen der Reiskörner liegen \pm parallel der Seitenwand (Bildebene). Die Rotation der Reiskörner in der Ebene parallel der langen Wand (Bildebene) hängt von lokalen Wickelfalten ab.

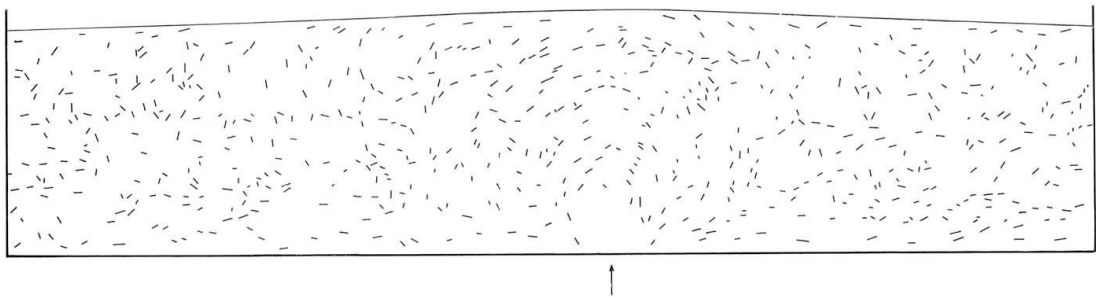


Fig. 46. Einströmversuch. Strukturen in der halbgefüllten Wanne (Ausschnitt). Die Reiskörner zeichnen bogige Strukturen nach (Auseinandergleiten der Querkuppeln, Fliesslinienlabilität beim Anstieg der Flüssigkeit in der Wanne). Die horizontal-wellige Lineation des Endzustandes (Fig. 47), entsprechend der oberen Abb. in Fig. 42, ist bei diesem Füllungsgrad noch von der grossen Rotationsfreiheit der Körner verdeckt. Die Flüssigkeitsoberfläche liegt über der Eintrittsöffnung (Pfeil) am höchsten und neigt sich beidseitig in Fliessrichtung.

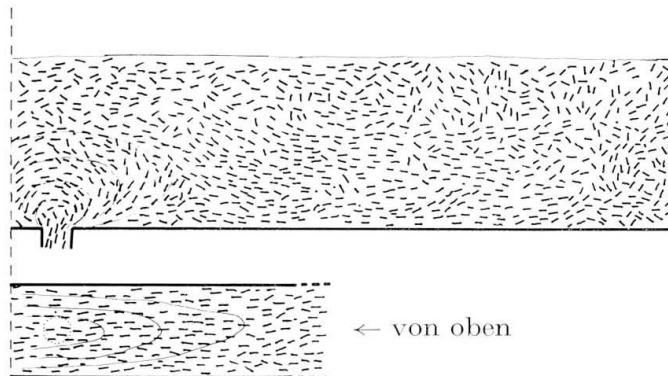


Fig. 47. Versuch zur Erläuterung der „Querdehnung“ (Cloos) als Fliessphänomen. Das Bild zeigt das Endstadium von Versuchen nach Art Fig. 45 und 46. Blick auf die lange Seite des Behälters; gezeichnet ist die Mitte und der rechte Teil des Behälters.

falls, dass *schon das Fließen* Texturen erzeugen kann, die hinsichtlich der Strenge der Regelung nicht hinter „homogenen“ Amplatzgefügen zurückstehen. Da sich nun überall dort, wo asymmetrische Einstrombedingungen auftreten, zwangsläufig die beschriebene Lineation einstellen wird, liegt es nahe, die in Graniten beobachtete, durch Feldspat gebildete Lineation als Fließlinienregelung zu deuten.

Durch reichlichen Ausfall von Kristallen wird das Einstromen der Granitschmelze stark gebremst. Da nun zur Erzeugung so typischer Lineationen (wie Fig. 47) eine grosse Menge von Kristallen vorhanden sein muss, kann man annehmen, dass mit der Feldspatsprossung das Fließen im Pluton ziemlich schnell abgestoppt wird. Es schliesst sich also die deformationskinetische Phase an das Fließen unmittelbar an, was CLOOS dazu veranlasst hat, zwei Teilphasen unterschiedlicher Kinetik unter dem Begriff „Streckung“ zusammenzufassen.

Unser Modell beschreibt in der Tat das Erscheinungsbild eines sogenannten *fluidalen Granitdoms* so gut, dass keine adäquatere Konzeption gesucht werden muss. Freilich sei wiederholt, dass diese Feststellung sich eher auf Granite vom Typ Sierra Nevada bezieht, als auf solche vom Typus Strehlen.

Jedenfalls ist es nicht begründet (wie B. SANDER 1948, S. 185) vorzuschlagen, in allen Fällen, wo Homotaxie zwischen Pluton und Rahmen vorliegt, Fließregelung eher für unwahrscheinlich zu halten. Man darf auch nicht a priori beanstanden, eine in Pluton und Hülle gleichgerichtete Paralleltexur im Pluton als Fließlinien a, in der Hülle als Querdehnung b zu beschreiben. Denn wo ein Granitmagma zwischen zwei Kulissen gepresst wird und daraufhin quer zum Druck abfließt, muss man die Ausweichrichtung des Granites als a bezeichnen, unbeschadet der Tatsache, dass im metamorphisierten Rahmen in der gleichen Richtung Faltenachsen (B) liegen, die einer gleichorientierten einengenden Tektonik ihr Dasein verdanken.

Da sich — nach unseren Vorstellungen von „Angleichgefügen“ — die Anisotropie des Rahmens dem eindringenden Granit „homotaktisch“ überträgt, ist dessen Gefüge ein Indikator der regionalen Verspannung. Diese Einfügung der Granite in den allgemeinen tektonisch-geologischen Rahmen meint H. CLOOS, wenn er (1920) fragt: „Gibt es im Werdegang des Granites eine atektonische Phase?“, und darauf mit einem deutlichen „Nein“ antwortet.

Es ist also keineswegs ein „vorwegnehmendes Urteil“, wenn man sich unter gegebenen Umständen flächige und lineare Parallelgefüge am leichtesten im Schmelzfluss entstehend vorstellen kann, sondern es ist ein durch das Experiment

nahegelegter Schluss. Bei Kuppelbau mit Streckung parallel der langen Kuppelachse (Typ Sierra Nevada) wird man zunächst an Schmelzfluss denken *müssen*. Bei diesen Granitgefügen ist es sicher nicht richtig, von der „Wahrscheinlichkeit, dass jedes Lineargefüge B ist und also ein Amplatzgefüge, nicht aber ein Einströmgefüge“ (SANDER 1948, S. 188), zu reden. Man muss die Phänomene aus der zu engen Alternative „Einströmungsgefüge : Amplatzgefüge“ herauslösen! — Wenn sich die durch einseitige Druckentlastung in der Kuppel erzeugte kombinierte Lineation + Foliation als ein charakteristischer Effekt des Strömens auch bei sehr kleinen Reynoldszahlen erweist, darf man Magma und Rahmen nicht so behandeln, als ob ein einziges Substrat, nur mit schichtweise verschiedenem Plastizitätsverhalten (wie in Salzdomen etwa) vorläge.

Durch die von uns geschilderte genetische Verknüpfung von Strömung, Querdehnung und Streckung findet die Kombination von Foliation und Lineation — von BALK als *das* Problem bezeichnet — eine zwangslose Deutung.

Unterstützend kommt für eine solche Interpretation noch hinzu, dass es nicht notwendig ist, während des querschnittskonstanten Flusses eine ständige Neu-Regelung anzunehmen, weil bei den gegebenen hohen Viskositäten die an Querschnittsverbreiterungen einmal entstandene „Vororientierung“ während des Fortströmens weitgehend erhalten bleibt.

Man versteht nun auch den Kampf von H. CLOOS gegen die Vorstellung von der „ewigen Teufe“ der Batholithen: diese Massen würden ja als nach unten in die Breite gehende Körper nie unter die Bedingungen einer Dehnungskuppel geraten. Für gute Lineation bedarf es einer querdehnenden *Quellung*; das bloße Anpressen der Gussmasse an den Rahmen allein genügt nicht.

So führen uns die Experimente, welche die Texturen im zentralen Teil von Plutonen erklären sollten, zwangsläufig an die Wurzeln der Granite: Wie sind Plutone nach unten zu fortzusetzen?

Sicher ist es nicht notwendig, sich lange Schläuche oder enge Kanäle nach Art subvulkanischer Verhältnisse vorzustellen, aus denen die Granitplutone quellen, doch dürfte es naheliegen, an einengende regionale Deformationen, also an Abschnürungen an der Plutonbasis, zu denken, gegebenenfalls in Form von Horizontalbewegungen ganzer Krustenteile. Die Kombination von Rohr (Kanal) und Zylinder (Pluton) des Experiments ist ja nur der vereinfachte Fall für Quellungs-Anordnung. Hier sollte man die geologische Übertragung nicht zu eng vornehmen.

Bei der Diskussion von Granittexturen muss man auch jene Granite einbeziehen, die sich aus Migmatitkuppeln abzulösen beginnen. Möglicherweise bildet sich hier *zuerst die tektonische* Beule, ehe es zur Umgestaltung der Beule in Richtung eines Anatexites kommt. Sobald dieser seinerseits

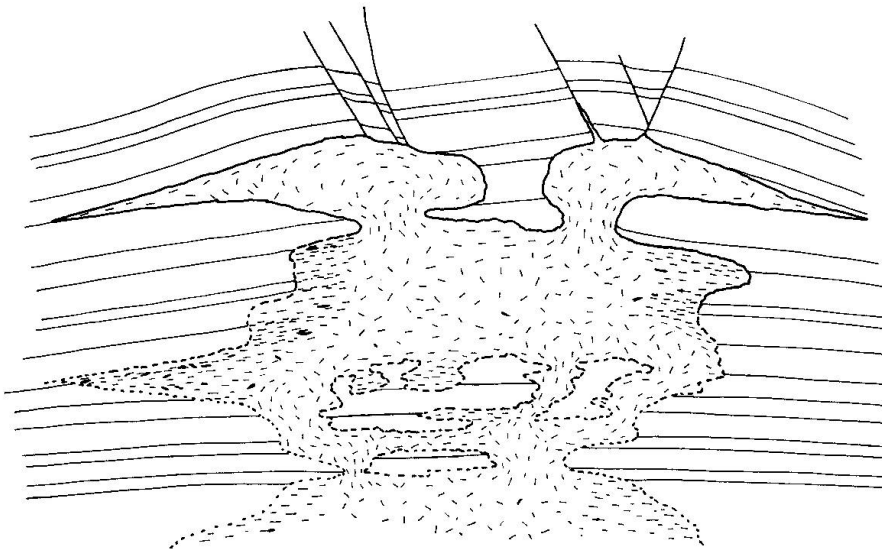


Fig. 48. Migmatitkörper im Übergang zu intrusivem Verhalten. Die kurzen Striche deuten ganz allgemein die Textur an, nicht die Lage von realen Kristallen. Auf die Entregelung durch Anatexis kann eine neue Regelung folgen, die hier als Kuppelstruktur gezeichnet ist.

aktiv wird, sind Kuppelstrukturen gegen das Dach immer möglich. Ein einfaches Schema hierfür ist in Fig. 48 gezeichnet.

c) Die Abhängigkeit vom tektonischen Stockwerk

R. BALK, H. CLOOS, E. CLOOS und andere haben gezeigt, dass Granite je nach dem Intrusionsniveau unterschiedlich entwickelt sind. Erst oberhalb von den in grosser Tiefe steckengebliebenen granitischen Massen liegen jene Granite, an denen CLOOS die eigentlichen granittektonischen Merkmale beschrieben hat. Hier befinden sich die Schlierendome mit protoklastischen Randzonen und die sich aus dem Fließstadium kontinuierlich entwickelnden Zeugen weitgespannter Deformationen (Kluftgewölbe etc.). — Die in noch höhere Zonen aufdringenden Granite wiederum schaffen sich Platz durch Ablösen des Daches; statt der weitgespannten Gewölbe finden wir schlierig-inhomogene Strukturen mit weniger deutlich entwickelten „granittektonischen“ Merkmalen.

Genetisch kann man dies so beschreiben: Wenn das Magma seinen Platz in der tiefen Erdkruste einnimmt, stehen grosse Druckdifferenzen zu einem Entlastungsfluss zur Verfügung, ohne dass es zur Abgasung kommt. Zum gut erhaltenen Planarbau des Einquellens gesellt sich die Lineation querdehnender „Streckung“. In den höheren Graniten wiederum, wo sich Lineationen ohne Relation zu einem Kuppelbau finden, liegt der Bereich der Entgasungen vor und der Zerstückelung des Daches

durch Über-sich-Brechen. Das unruhige Fliessen folgt vorgezeichneten Bahnen: das kontaminierte Material fliesst auf leichter beweglichen magmeninternen Zonen, wo sich vertikale Fliesslinienregelung einstellt; der Texturgrenzwert kann überschritten werden; wir nähern uns dem Strömungstyp der vulkanischen Assoziationen.

Unsere Experimente führten uns dazu, den Übergang von Texturen der Tiefplutone zu solchen geringerer Intrusionstiefe dort zu sehen, wo sich Kleinkuppeln zwischen strömungsparallelen Zonen einschalten: Zu den Auftriebskanälen, in denen durch schnelle Injektionen Aufbau-

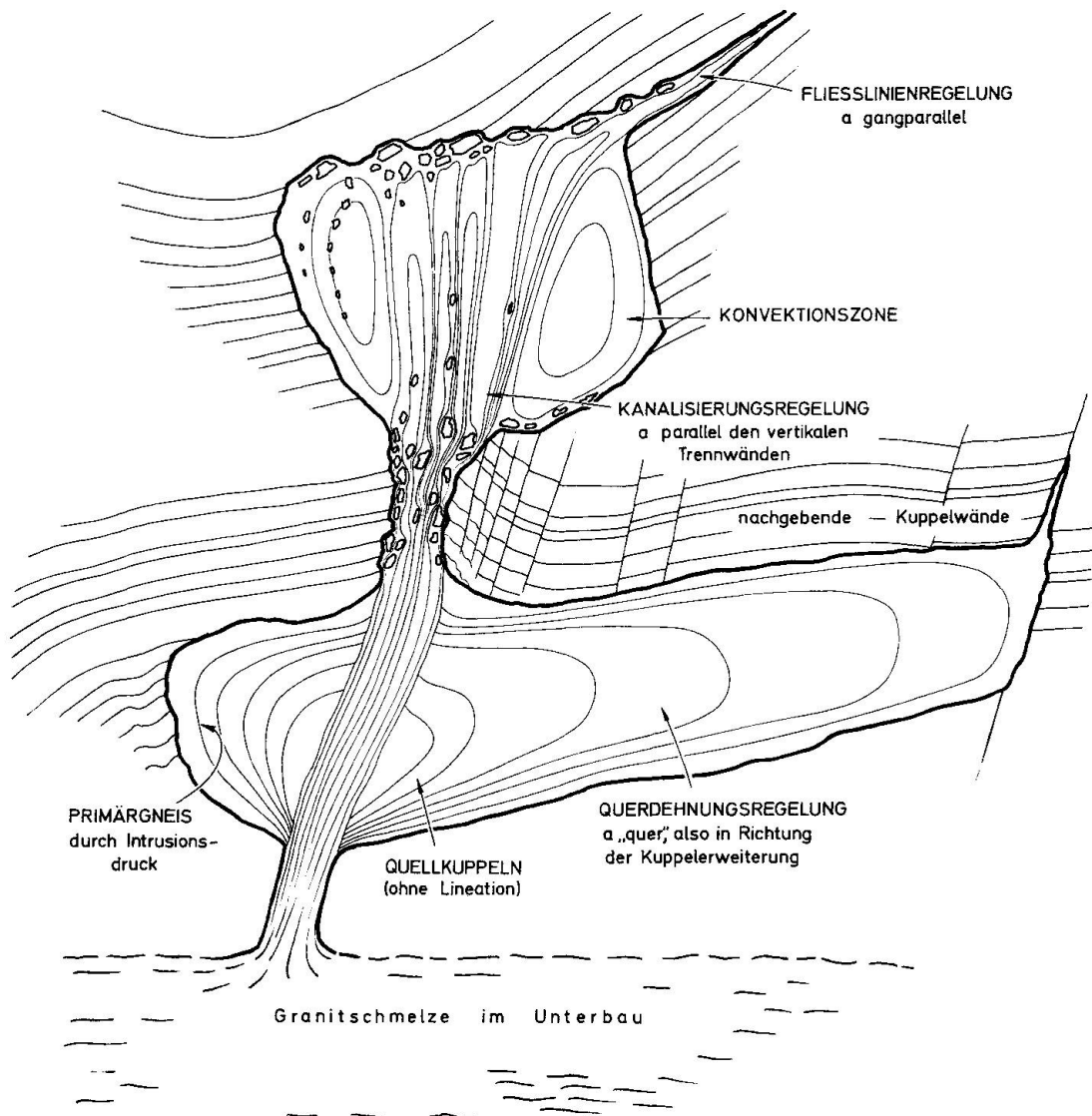


Fig. 49. Stockwerkabhängigkeit der Granitstrukturen. Schema der texturbildenden Vorgänge in granitischen Plutonen, zugleich Zusammenfassung der Interpretation unserer Experimente.

lungen und trichterartige Verbreiterungen auftreten, gesellen sich grössere Assimilat- und Konvektionszonen.

Schematisiert man diese Betrachtung, so ergibt sich die Fig. 49; sie zeigt ein Drei-Etagen-Bild.

An der Basis liegt der Unterbau, dem die granitische Schmelze entsteigt, um im höheren Stockwerk Kuppeln zu bilden. — In diesem mittleren Stockwerk stemmt sich die Schmelze gegen das Nebengestein; an den Flanken gibt es einen Primärgneis; das Nebengestein kann eine Knitterfaltung erhalten. Die zur Querdehnung entartete Quelldehnung liefert die Lineation. Mit versteifendem Substrat wird die Fliessregelung durch eine symmetriekonforme „Granittektonik“ der elastischen Phase abgelöst. — Im obersten Stockwerk schliesslich erfolgt das Fliessen auf Gleitbahnen der kanalisierten Schmelze, und die grösseren Beschleunigungen gegen das Dach erzeugen den erwähnten Übergang zur gangparallelen Fliesslinienregelung.

Man beachte, dass bei diesem Schema im mittleren Stockwerk keine Konvektionsräume eingetragen sind: die einheitlich aufgespannte Textur beweist das Fehlen einer Zirkulation. Hingegen finden sich im oberen Stockwerk seitlich der Strömungskanäle Räume starker Zirkulation. Nur die mit dem Kuppelbau verbundene behutsame Platznahme kann eine grosse Schmelzmasse in Ruhe halten; dies ist im oberen Stockwerk nicht mehr gewährleistet.

Zum „Lesen“ des Schemas ist im einzelnen zu beachten:

a) Über die Herkunft der Granitschmelze ist nichts ausgesagt. Gemäss Fig. 48 könnte sich der Kuppelbau direkt aus dem „Unterbau“ entwickeln. In diesem Falle würden diese beiden Stockwerke kontinuierlich ineinander übergehen.

b) Die Granite des mittleren Stockwerkes entwickeln durch eine Quellung Kuppeln, die bei ungleicher Weitung des Intrusionsraumes zu „gestreckten“ Körpern entarten, so dass also im unrunder Behälter die charakteristische Lineation auftritt. Auch post-intrusive Mechanismen (Amplatzgefüge) können eine Lineation erzeugen. Doch wird hier ausgesagt, dass die typische Kombination von Kuppelbau mit Lineation *schon in der Fliessphase zu erwarten ist*.

c) Granite höheren Niveaus (in der Skizze ist die Lieferung der Schmelze durch den inzwischen erstarrten Kuppelgranit *hindurch* gezeichnet) entwickeln die von uns als „Kanalisation“ bezeichnete Fliessregelung: einen in Teilkuppeln zerlegten Schlierenfluss, verbunden mit Abgasungen und Phasentrennungen, und randlich gesäumt von Konvektionsräumen.

Dargestellt sind in dem Schema also „grundlegende Begebenheiten“. Im individuellen Falle können andere Phänomenkombinationen auftreten, doch sollten diese (als Sonderfälle!) auch auf spezielle Bedingungen hinweisen.

Das Schema ist aufgestellt, um die experimentell beobachteten Phänomene in die geologischen Dimensionen zu übertragen und der richtigen

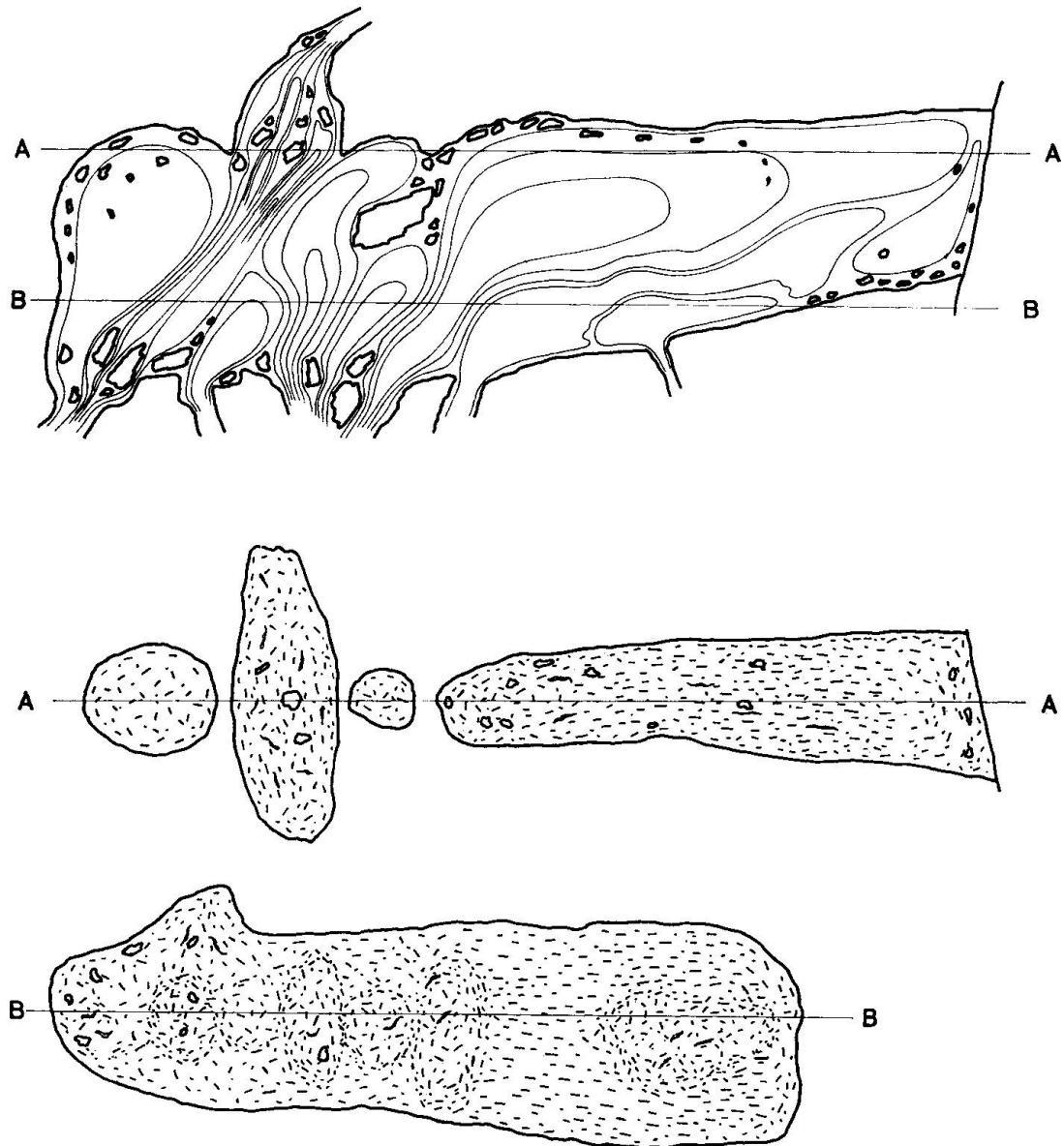


Fig. 50. Seitenansicht (oben) und zwei Grundrisse (unten) eines komplexen Granit-plutons, der, infolge vorhandener Quellkuppelbildung, Querdehnung und Dom-in-Dom-Strukturen zum mittleren Stockwerk des Schemas Fig. 49 gehört. Zusätzlich sind Phänomene des oberen Stockwerkes realisiert, nämlich Kanalisierung (in der Nähe des „Abzugskanals“) und Konvektionszonen (rechts, am äussersten Ende des Druckentlastungsflusses). Die beiden Grundrisse können als zwei unterschiedliche Erosionsniveaus aufgefasst werden. Bei AA sind die oberen Segmente der Kuppeln angeschnitten. Die beiden runden Querschnitte zeigen \pm lineationslose Planarstruktur, der rechte Körper eine Querdehnungslination („Streckung“). Der zwischen den beiden runden Kuppeln länglich-quer gezeichnete Körper soll die unruhigen Verhältnisse einer kanalisierten Zone zeigen. Ein tieferer Schnitt BB entblösst Dom-in-Dom-Strukturen, kombiniert mit Querdehnung ausserhalb der lokalen Kuppeln.

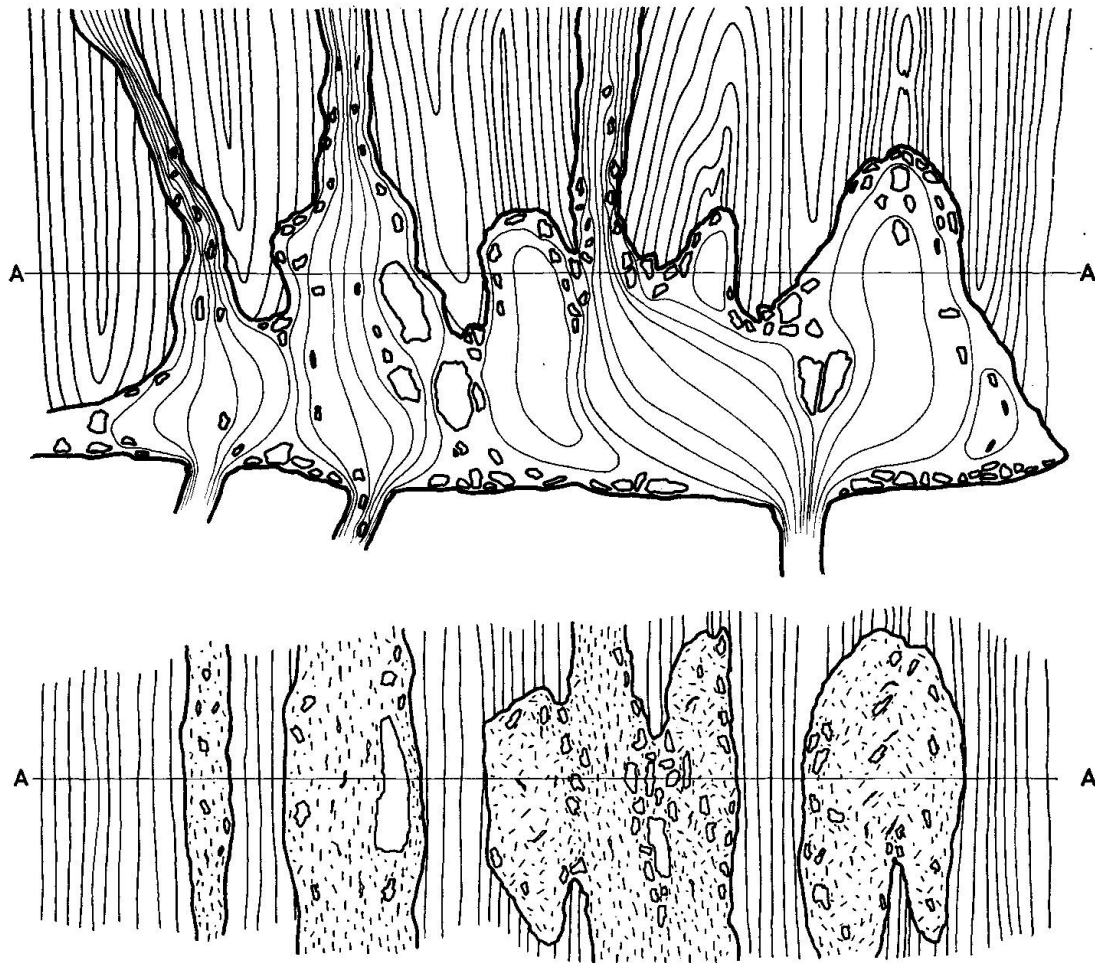


Fig. 51. „Synorogenpluton“ in Seitenriss (oben) und Grundriss (unten). Die wiederholte Einschaltung magmatischer Körper im isoklinal verfalteten „Schiefergebirge“ ist charakteristisch in Orogenzonen zu beobachten. Ganz gleich, ob man sich die magmatischen Körper als Ausschmelzungen oder als Zuführungen aus unbekannter Tiefe vorstellt: auf jeden Fall müssen während der Platznahme fließfähige Substrate vorgelegen haben. Die obere Skizze versucht durch einen Seitenriss eine Interpretation von Abfolgen zu geben, wie sie häufig auf geologischen Karten (untere Skizze: Grundriss) zu finden sind: streifig eingeschaltete, gneisgranitische Orthogesteine, angepasst dem Faltenbau des Rahmens. Solche Gesteine werden weder ausgeprägten Kuppelbau noch durchgängige Kanalisierung zeigen. Aber auch diese Gesteine sind den Kriterien der Fig. 42 zu unterziehen. Gerade hier, wo granittektonische Merkmale fehlen, ist es wichtig, zwischen postintrusiver Deformation (Amplatzgefüge) und möglicher Fliesstextur (Einstromgefüge) unterscheiden zu können.

Über die Untergrenze solcher Magmenkörper lässt sich kaum eine Aussage machen. Sicher sind manche Körper diskordante Einschaltungen in einem bestimmten Krustenniveau, andere aber werden direkt der anatektischen Zone aufsitzen. Wenn man sich aber die Unterkante des skizzierten Plutons nicht als festen Boden, sondern eher als Granitisierungsfläche vorstellt, so würde das bedeuten, dass wir uns trotz fehlender Merkmale des „Kuppelbau“-Stockwerks in der petrologischen Wurzelzone befinden. Dies würde etwa der geologischen Situation des Bergsträsser Odenwaldes entsprechen.

„Bewegungsfazies“ (v. BUBNOFF, 1941) zuzuordnen. Das Schema darf aber nicht dazu verleiten, anzunehmen, dass sich am gleichen Ort zwei verschiedene Granittypen übereinander entwickeln müssen. Vielmehr gehören beide Typen zu unterschiedlichen tektonischen Einheiten. Über die Intrusionstiefe kann die Art der Kontaktwirkung Auskunft geben.

In zwei Figuren 50 und 51 sind mögliche Kombinationen der stockwerksbezogenen Elemente angedeutet. Fig. 50 zeigt Grund- und Seitenriss eines grossen Plutons, der nur mässig individualisiert ist und deshalb überwiegend Merkmale des Kuppelbaus zeigt. Fig. 51 hingegen schematisiert ein Granitstockwerk mit überwiegendem Kanalisierungsfluss in synorogener Umgebung. Nicht gezeichnet wurde der Plutontyp, der eindeutig dem obersten Stockwerk zugehört, also an der Grenze zum subvulkanischen Bereich beheimatet ist. Zweifellos liegen Plutone wie Brandberg/Erongo „höher“ als solche vom Typ Strehlen, Riesengebirge, Sierra Nevada.

Fig. 50 (überwiegender Kuppelbau)

Solche Plutone hat man wohl hauptsächlich vor Augen, wenn man an Fliessregelung in Graniten denkt. In dem nach oben abführenden Kanal ist eine Inhomogenitätsregelung nach Art der oberen Etage gezeichnet. Im übrigen aber liegt Kuppelbau mit mehr oder weniger ausgeprägter Streckung vor. Rechts im Bilde wurde angedeutet, dass kein Anpressen an der Wand erfolgt ist, weshalb Konvektion möglich wurde. Die Querdehnung ist durch einen Druckentlastungsfluss (in der Skizze nach rechts) entstanden; diese Druckentlastung ermöglichte in der Randzone die Zirkulation des Magmas.

Fig. 51 (überwiegender Inhomogenitätsfluss; Kanalisierung!)

Hier ist ein Pluton skizziert, der zwar Phänomene des (im Schema) oberen Stockwerkes, also Inhomogenitätsfluss, mangelnden Kuppelbau, Zurücktreten granittektonischer Merkmale aufweist, aber nur deshalb, weil bei ihm die Art der Platzgewinnung eine besondere ist, nämlich durch Anstieg während einer Dehnungs-/Pressungsphase des Orogens.

Wir nehmen also an, es verschaffe sich das Magma zwischen isoklinal gefalteten, steil stehenden Paragesteinen Platz, fahre Schwächezonen nach und „arrangiere“ sich mit dem Faltenbau des Rahmens. Dann würden sich in Horizontalschnitten Streifen von Granit parallel dem Grossfaltenbau finden. Das Gestein hätte die Deformationssymmetrie des Rahmens völlig übernommen und würde im Extremfall wie das gneisige Schichtglied einer gemischten Gesteinsserie erscheinen; „granittektonische Merkmale“ würden fehlen.

Diese Darstellungen liefern freilich ebenso viele Fragen wie Antworten, unabhängig von der Frage des Stockwerks. Nur dort, wo Kuppelbau vorhanden ist, hat man einen Anhaltspunkt für die relative Lage und die Eigenständigkeit des Plutons. Fehlt Kuppelbau, dann ist der „Ort“

des Granites von anderen Kriterien her zu bestimmen. *Daher* also haben wir versucht, die charakteristische Koppelung *rheologischer Phänomene* in Granitmassiven durch ein grundsätzliches Schema (Fig. 49) zu fassen.

IX. ZWISCHEN FLIESSREGELUNG UND TEKTONOBLASTESE

Gefügeregelung an Tiefenkörpern kann von zwei verschiedenen Gesichtspunkten her betrachtet werden. Den einen wird der „Magmatiker“, den anderen der „Metamorphiker“ vertreten. In extremer Formulierung wird man die Standpunkte wie folgt kennzeichnen:

Der *Metamorphiker* stellt das Gestein in den Rahmen der kristallinen Schiefer und versucht, Deformation und Rekristallisation an Hand der Gefügekoordination zu fassen, und zwar so, dass auftretende Gleitung oder Scherung längs *a* im einfachsten Fall zur Ausbildung von Maxima in *c* oder Gürteln *ac* führt. Die querliegende *b*-Richtung gibt als Faltenachse Anlass zur Stengelung im Gestein.

Einregelung ist nach der Kornform und nach dem Gitterbau möglich. In den uns interessierenden Fällen ist (bei gegebener *P*, *T*) Regelung nach dem Gitterbau immer möglich. Zwar können grosse Kalifeldspate als fertige Individuen von einem früheren Zustand her übernommen werden, doch wird man auch hier geneigt sein, beispielsweise Zeilenbau als tektonische Richtung *b* zu erklären, wenn diese Regelung dem regionalen Faltenbau entspricht. Da nicht nur Xenoblastese, sondern auch Idioblastese möglich ist, könnte man selbst Kalifeldspatgefüge wie Fig. 1 (Algajolagranit von Korsika) diskutieren, ohne sich auf vorgängige Fliessvorgänge zu beziehen.

Der Praktiker weiss, wie kompliziert in Granit und Granitgneisen destruktive und konstruktive Elemente miteinander kombiniert sind, so dass man die theoretischen Kriterien für Einstrom- oder Amplatzgefüge oft nicht anwenden kann. Wenn dann auch noch die typischen granittektonischen Merkmale (Wölbung und Streckung in ihrer Beziehung zum Kluftsystem) fehlen, scheint kein Anlass vorzuliegen, bei der Gefügeinterpretation noch Fliessvorgänge heranzuziehen.

Der *Magmatiker* hinwiederum geht vom Schmelzfluss aus, auch wenn er ihn beim Pluton nicht unmittelbar belegen kann. Er findet die Hinweise in der „typischen Fliessform“ (verschleppte Schlieren, Form des Plutons, Fliessbilder im kleinen) und wird ganz allgemein unterscheiden:

Fliessen oberhalb des „Texturgrenzwertes“

Es handelt sich entweder um laminaren Fluss (bis zur kritischen Reynoldszahl) oder um Turbulenz (oberhalb der kritischen Reynoldszahl). Sieht man von der Turbulenz ab, so ist Fliesslinienregelung, also Kornformregelung von Stäbchen nach *a*, die charakteristische Ausbildung vulkanischer Assoziationen, einschliesslich ihrer bis in die Tiefe reichenden Stiele. Solche *a*-Regelung kann auch für die Zufuhrkanäle von Plutoniten in Frage kommen, endet aber, sofern granitisches Material vorliegt, beim Eintritt der Quelldehnung.

Fliessen unterhalb des „Texturgrenzwertes“

Saure Plutone des tieferen Stockwerks haben eine derartig kleine Reynoldszahl, dass diese Strömung, als ideale Rohrströmung angesetzt, zu geringe Drehmomente entwickelt, um bei kurzer Steigstrecke die Quelldehnung in Fliesslinienregelung (parallel dem Hochströmen) umzubauen. Es entsteht ein Kuppelbau, der wegen der hohen Viskosität erhalten bleibt.

Allseitige Quelldehnung liefert einen lineationslosen Kuppelbau (reine Planarregelung).

Quelldehnung in unrunden Plutonen hingegen führt zur Querdehnung: Der Druckentlastungsfluss bildet eine a-Regelung in Verlängerung des Kuppelbaus aus.

Fliessen in kanalisierten Systemen

Wo durch Inhomogenitäten in der Schmelze (Hindernisse, Verunreinigungen, Segregationen, Gasentbindung usw.) höher- und niederviskose Partien in der fliessenden Masse abwechseln, findet das Fliessen in den leichter gleitenden niederviskosen Partien bzw. an Phasengrenzen statt. Diese Fliessvorgänge können relativ grosse Geschwindigkeiten entwickeln und führen zu einer „sekundären Fliesslinienregelung“. Diese ist aber nur möglich bei senkrechtem Aufstieg und erzeugt stets ein unruhiges Texturbild.

Wie man sieht, nimmt in den Überlegungen des Magmatikers die a-Richtung eine ebenso bevorzugte Stellung ein, wie die b-Richtung in den Gedankengängen des Metamorphikers.

Unabhängig von diesen extremen Positionen — und wohl auch zu ihrer Überwindung — hat H. CLOOS seine „Granittektonik“ ausgebaut. Es wird so auch verständlich, dass er ein neues Vokabularium entwickeln musste; er spricht von Faser, Streckung, Querdehnung, Lager, Primärschieferung, Gewölbe usw.

Gerade beim Granit ist aber der Erstarrungsvorgang nicht bloss ein Abklingen des Strömens, sondern ein kontinuierlicher, tektonisch sich auswirkender Übergang von der Fliessphase (einer echten Newtonschen Flüssigkeit) zur elastischen Phase (eines Hookeschen Festkörpers). Die Bezeichnungen von H. CLOOS übergreifen mit einer genialen Vereinfachung und Vereinheitlichung beide Bereiche, können aber nur dort angewandt werden, wo Granite als Gewölbebildner auftreten. Will man also (als Magmatiker) eine *allgemeine* Position beziehen, so kann man sich nicht ausschliesslich an Kuppelbau und Begriffen der Clooschen Granittektonik orientieren.

Es scheint sogar, dass die ursprünglich von H. CLOOS untersuchten Granite, nämlich die vom Typus Strehlen (Schlesien) relativ eng zu den tektonogen geprägten Plutonen gehören, enger jedenfalls als die Granite vom Typus der Sierra Nevada²²⁾, deren Fliesscharakter offenkundig ist.

²²⁾ CLOOS nennt diesen Typ nach dem Passauer Wald. Dies ist jedoch ein un-

Im Granit vom Typus Strehlen steht die Faser *senkrecht zur langen Seite* des ovalen Gebildes (dies veranlasste auch zum Vergleich mit einem eingespannten und versprödhenden Gummiblock; in der Tat das Bild eines *elastischen Körpers*!). Die gleiche Faser im Sierra-Nevada-Pluton geht *parallel der langen Seite* und bildet dort zweifellos ein echtes Fliessen ab. Sowohl in dem einen als auch in dem anderen Falle wäre nach H. CLOOS der Ausdruck „Streckung“ zu verwenden, aber im erstgenannten Falle (Typ Strehlen) umfasst der Begriff „Streckung“ einen kleineren Anteil echten Fliessens als im zweiten Falle (Typus Sierra Nevada).

Dass H. CLOOS trotz der Wahl seiner ersten Studienobjekte die Streckung stets als synonym mit Fliesslinienregelung angesehen hat, ist daher nicht selbstverständlich. Erst als die Begriffe ganz allgemein auf Granite angewendet wurden, betrafen sie auch jene Plutone, bei denen ein echtes Fliessen die Textur bestimmt.

Auch die Autoren dieser Arbeit haben ursprünglich den Anteil der Fliessphase bei der Texturprägung geringer eingeschätzt, mussten sich aber durch das Experiment von der Leichtigkeit der Fliessregelung selbst bei langsamsten Geschwindigkeiten überzeugen lassen. Um so notwendiger ist es, bei der Angabe von Einstömungs- und Amplatzgefügen sich darüber zu äussern, inwieweit man im konkreten Falle echtes Strömen oder „halbplastisches Reagieren“ als Ursache der Textur annimmt.

Zweifellos wird vom erstarrenden Magma eine ganze Skala von Regelungsmechanismen durchlaufen, ehe das starre Gestein zur Kluftbildung ansetzt. So gibt es:

1. Texturen, erzeugt durch Abbildung der Scher- und Gleitflächen bei der Quellphase.
2. Texturen, erzeugt durch Einregelung anisometrischer Kristalle während des Flusses, verstärkt durch das Weiterwachsen der Kristalle in der gleichen Position gemäss 1.
3. Texturen, erzeugt durch Parallelanordnung an Viskositätsgrenzen (in kanalisierten Schmelzen).
4. Texturen, erzeugt durch Konvektion. (Wobei jedoch die Experimente nahelegen, dass Konvektion meist nur zur *Entregelung* führt²³⁾.)

glückliches Beispiel, da kompliziertere Verhältnisse vorliegen. Es ist daher vorzuziehen, sich auf das Beispiel des gut untersuchten Sierra-Nevada-Plutons zu beziehen (E. CLOOS: 1931, 1936).

²³⁾ Das gilt freilich nur, wenn die ausfallenden Kristalle keine Sedimentations-textur am Grund des Magmenbassins oder parallel dazu in höheren Lagen bilden. Daher gilt: Je später ein *Granit* relativ zu seiner Platznahme kristallisiert, um so homogener wird er sein; je später aber ein zur Absaigerung seiner Kristalle neigender Magmen-Körper (Gabbro!) relativ zu seiner Platznahme kristallisiert, um so inhomogener wird er sein.

5. Texturen, erzeugt durch „Protoklase“ im Sinne von Angleichgefügen an die äussere Verspannung. Fliessen, Deformation und Rekristallisation sind zugleich beteiligt.
6. Kristalloblastische Überprägung der Texturen 1 bis 5.

Die sog. granittektonischen Merkmale können erst mit den letztgenannten Texturen zusammen entwickelt werden. Will man also den Einfluss der Fliessvorgänge herausstellen, so muss man (Fig. 51, 52) die rheologischen Gesichtspunkte ohne Hinordnung auf eine abschliessende „granittektonische Phase“ diskutieren.

Allein durch eine solche Einstellung zum Problem kann man die Fliessphase aus der Umklammerung (viskos + elastisch), die dem Wort „Streckung“ anhaftet, lösen. Die Analyse des komplexen Intrusions- und Erstarrungsprozesses ist dadurch erleichtert, denn alle die Phänomene, die sich zwanglos durch echtes Fliessen erklären lassen, wird man ohne hinreichende Gründe nicht in die späteren Phasen verlegen; für letztere (vom Kristallbrei bis zum Rekristallisat) verbleiben genug Probleme.

Man könnte fragen, wo der Konvergenzbereich für die Gesichtspunkte des Magmatikers und Metamorphikers liegt. Die folgenden Punkte scheinen wesentlich zu sein:

a) Wo der Lineation ein Schlierendom zugeordnet ist, kann die Gesamttextur weitgehend durch das Einströmen erklärt werden und man wird einer Metamorphose nur modifizierenden Einfluss zugestehen. Bei Vergneisung einer solchen Kuppel sollten die alten Strukturen unter der neuen B-rotierten Textur noch kenntlich sein. Doch könnte gerade bei den typischen „gestreckten Graniten“ eine Idioblastese die Entscheidung erschweren.

b) Granite ohne einheitlichen Kuppelbau sind hinsichtlich ihrer Primärtextur entzifferbar, wenn deutliche Kanalisierung vorliegt, wenn sich also das charakteristische unruhig-subparallele Strömen mit zugeordneten Konvektionsräumen zeigt. In solchen Graniten sollte es, sofern Metamorphose wirklich fehlt, texturlose Stellen geben. Strömen durch Kanalisation erfolgt vertikal; eine nachfolgende Vergneisung (mit in der Regel flacheren B-Achsen) würde die Lineation schneiden.

c) Synorogen intrudierte Granite haben ein Angleichgefüge. Dieses ist von der Definition her ein Zwitter: Fliessvorgänge werden von den Druckkräften des Rahmens symmetriekonform gelenkt. Die Beurteilung, inwiefern hier „echtes Fliessen“ in der Textur fixiert ist, ergibt sich aus der Gesamtsituation. Gefügekundlich wird man nach der Lage der Gürtel (bzw. gürtelartig verzerrten Maxima) entscheiden, inwieweit im Spannungsfeld echtes Fliessen oder „nur“ Blastese stattgefunden hat. Wenn sich Indizien nach Art von (b) finden, ist ein Fliessanteil anzunehmen.

Wie man sieht, verlangt jeder Granittyp eine individuelle Interpretation seiner Textur. Man kann daher auch keine allgemeine „Idealabfolge der Texturen“ aufstellen. Doch wird man (bei einer Zusammenschau des vielseitigen petrographischen Erfahrungsmaterials) für bestimmte Stockwerke und Intrusionstypen die Texturgeschichte präzisieren können.

Unsere Experimente können über ihr eigentliches Ziel, einen Beitrag zum Strömen von *Graniten* zu liefern, wohl auch ganz allgemein zeigen, wie sich das Fließen viskoser Schmelzen äussert. Es versteht sich aus der Sache, dass hier mehr Probleme angeschnitten als gelöst sind. Was den Granit betrifft, sollte aber zumindest gezeigt sein, wo sich die Argumente des Magmatikers mit denen des Metamorphikers zu gemeinsamer Gefügediskussion treffen.

X. LITERATUR

- ADAMS, F. D. (1903): The Montereian Hills, a Canadian petrographic province. *J. Geol.* 11, 239.
- AHLBORN FR. (1938—1939): Die Turbulenz, ihre Ursache und Entwicklung. *Z. Ges. Naturwiss.*, 4—5, 451.
- BALK, R. (1925): Primary structure of granite masses. *Geol. Soc. Am. Bull.* 36, 679.
- (1931): Inclusions and foliation of the Harney Peak granite Black Hills South Dakota. *J. Geol.* 39, 736—748.
- (1931): Structural Geology of the Adirondack Anorthorite. A structural study of the problem of magmatic differentiation. *Min. Petr. Mitt.* 41, 308.
- (1932): Viscosity problems in Igneous Rocks. *J. Rheology* 3, 461.
- (1937): Structural behaviour of Igneous Rocks. *Geol. Soc. Amer. Mem.* 5.
- BATEL, W. (1956): Einige Eigenschaften feuchter Haufwerke. *Chem. Ing. Techn.* 28, 195.
- BEDERKE, E. (1949): Kennzeichen magmatischer Granite. *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Kl.* 27.
- BEHR, H.-J. (1965): Zur Methodik tektonischer Forschung im kristallinen Grundgebirge. *Ber. geol. Ges. DDR*, 10, 163.
- BROTHERS, R. N. (1959): Flow orientation of olivine. *Amer. J. Sci.*, 257, 574—584.
- BUBNOFF, v. S. (1942): Schollentransport und magmatische Strömung. *Abh. Preuss. Akad. Wiss.* 1941, M. N., 18, 31 S.
- CALDWELL, D. H. und BABBIT, H. E. (1941): The flow of muds, sludges and suspensions in circular pipes. *Trans. Amer. Inst. chem. eng.* 37.
- CARMICHEL, C. (1932): Contribution to the study of the flow of viscous liquids. *J. Rheol.*, 3, 413.
- CHAMBERLIN, R. T. (1936): Glacier movements as typical rock deformation. *J. Geol.* 44, 93.
- CLOOS, E. (1931): Der Sierra Nevada Pluton. *Geol. Rdsch.* 22, 372.
- (1936): Der Sierra Nevada Pluton in Californien. *N. Jb. Geol.* 76, 355.
- (1937): The application of recent structural methods in the interpretation of the crystalline rocks of Maryland. *Maryland Geol. Surv.* 13, 27.

- CLOOS, H. (1920): Geologie der Schollen in schlesischen Tiefengesteinen. Preuss. Geol. Landesanst., Berlin.
- (1921): Der Mechanismus tiefvulkanischer Vorgänge. Braunschweig.
- (1922): Streckung und Rutschstreifen im Granit von Zobten in Schlesien. Abh. Preuss. Geol. L. A. NF H. 89.
- (1922): Über Ausbau und Anwendung der granittektonischen Methode. Abh. Preuss. Geol. L. A. NF H. 89.
- (1923): Das Batholithenproblem. Fortschr. Geol. Paläont. H. 1.
- (1924): Bau und Oberflächengestaltung des Riesengebirges. Geol. Rdsch. 15, 188.
- (1925): Tektonische Behandlung magmatischer Erscheinungen. (Das Riesengebirge.) Gebr. Bornträger, Berlin.
- (1928): Bau und Bewegung der Gebirge in Nordamerika, Skandinavien und Mitteleuropa. Fortschr. Geol. Paläont. VII, 21.
- (1928): Experimente zur Inneren Tektonik. Centr. Min. etc. B 609.
- CLOOS, H. und CLOOS, E. (1927): Die Quellkuppe des Drachenfels am Rhein. Z. Vulk. XI, 33.
- CLOOS, H. und CHUDOKA, K. (1931): Der Brandberg. Bau, Bildung und Gestalt der jungen Plutone in Südwestafrika, Jb. Min. Geol. Paläont., 66 B, 1.
- CLOOS, H., BALK, R. und SCHOLTZ (1927): Die Plutone des Passauer Waldes. Monogr. Geol. u. Paläont. Ser. II, H. 3, Bornträger.
- CLOOS, H. und RITTMANN, A. (1939): Zur Einteilung und Benennung der Plutone. Geol. Rdsch., 30, 600.
- COATS, R. R. (1936): Primary banding in basicplutonic rocks. J. Geol. 44, 407.
- CUMPER, C. and ALEXANDER, A. (1952): The viscosity and rigidity of gelatine in concentrated aqueous systems. Austr. J. Sci. Res., 146—159.
- DOBRIK, M. B. (1941): Some quantitative experiments on a fluid salt-dome model etc. Amer. Geophys. Union, Trans. 22d Ann. Mtg. Pt. 2, 528.
- ENGEL, A. E. J. (1948): The direction of flow of mineralizing Solutions. 655.
- EIRICH, F., MARGARETHA, H. und BUNZL, H. (1936): Untersuchungen über die Viskositäten von Suspensionen und Lösungen. Koll. Z. 75, 21.
- ESCHER, B. G. (1955): Über den Wert geologischer Experimente. Festausgabe der GEP zur Hundertjahrfeier der ETH Zürich. S. 143—156.
- EULER, R. und WINKLER, H. G. F. (1957): Über die Viskositäten von Gesteins- und Silikatschmelzen. Glastechn. Ber. 30, 325.
- FISCHER, GG. (1926): Gefügeregelung und Granittektonik. N. Jb. Mineral. B 54, S. 95—114.
- FRAZER, R. A. (1926): On the Motion of Circular Cylinders in a viscous Fluid. Philos. Transactions Royal Soc. London (A) 255, 93ff.
- GOLDSMITH, H. L. und MASON, S. G. (1962): The flow of suspension through tubes. I Single spheres rods, and discs. J. Colloid Sci., 17, 448.
- GROUT, F. F. (1918): Two-phase convection in igneous magma. J. Geol., 26, 481.
- (1918): Internal structures of igneous rocks; their significance and origin with special reference to the Duluth gabbro. J. Geol., 26, 439.
- (1945): Scale models of structures related to batholiths. Amer. J. Sci. 234A, 260.
- GUTH, E. (1936): Untersuchungen über die Viskosität von Suspensionen und Lösungen. 1. Über die Viskosität von Suspensionen. Kolloid-Z. 74, 147.

- HASKELL, N. A. (1935): The motion of a viscous fluid under a surface load. *Physics*, 6, 265.
- HEISS, J. und COULL, J. (1952): On the settling velocity of non-isometric particles in a viscous medium. *Chem. eng. Progr.* 48, 133.
- HELMES, E.: Viscosimetrie. Ullmann; Enzyklopädie der techn. Chemie Bd. II/1, S. 777—789.
- HERNING, F. (1961): Stoffströme in Rohrleitungen. Düsseldorf 1961.
- HESS, H. H. (1960): Stillwater igneous complex, Montana: A quantitative mineralogical study. *Geol. Soc. Amer. Mem.* 80.
- HIERSEMANN, L. (1957): Über die Bedeutung der Rheologie für geophysikalisch-geologische Theorien. *Geol. Rdsch.* 46, 69.
- HUBBERT, M. K. (1937): Theory of scale models as applied to the study of geologic structures. *Bull. Geol. Soc. Amer.* 48, 1459.
- IMA III (1963): General Meeting Symposium on layered Intrusions. *Mineral. Soc. Amer.* (1963) Special paper 1, 1—134.
- JAEGER, J. C. (1956): Elasticity, fracture and flow. Methuen et Co. Ltd., London 1956, 152 p.
- (1957): The temperature in the neighborhood of a cooling intrusive sheet. *Amer. J. Sci.*, 255, 306.
- (1959): Temperatures outside a cooling intrusive sheet. *Amer. J. Sci.*, 257, 44—54.
- JEBSEN-MARWEDEL, H. (1964): Das Glasschmelzmagma als Modell für geotektonische Vorgänge. *Sprechsaal für Keramik, Glas, Email, Silikate* 97, 629.
- JEFFERY, G. B. (1922): The motion of ellipsoidal Particles immersed in a viscous fluid. *Proc. Roy. Soc. (London)*, 102, 161.
- JOLY, M. (1952): Theorie der Orientierung starrer Teilchen mit Wechselwirkung in einer Strömung. Rheologische Folgen. *Kolloid-Z.*, 126, 77.
- KAMB, B. (1959): Theory preferred crystal orientation developed by crystallisation under stress. *J. of Geology*, Chicago 67.
- KARNIS, A., GOLDSMITH, H. L. und MASON, S. G. (1963): Axial migration of particles in Poiseuille flow. *Nature*, 200, 159.
- KENNEDY, W. Q. und ANDERSON, E. M. (1938): Crustal layers and origin of magmas. *Bull. Volc. Naples, Ser. 2, T. 3*, 23.
- KOENIGSBERGER, JOH. und MORATH, O. (1913): Theoretische Grundlagen der experimentellen Tektonik. *Z. Deutsch. Geol. Ges., B. Monatsber.* 65, 65.
- KORN, H. und MARTIN, H. (1953): Der Intrusionsmechanismus der grossen Karroo-Plutone in Südwestafrika. *Geol. Rundschau* 41, 41.
- KRAUS, G. (1962): Gefüge, Kristallgrößen und Genese des Kristallgranites I im vorderen Bayrischen Wald. *N. Jb. Miner. Abb.*, 97, 3, 357—437.
- KYNCH, G. J. (1954): The effective viscosity of suspensions. *Brit. J. Appl. Phys.*, Suppl. 3, S. 5.
- LANGLOIS, W. E. (1964): Slow viscous Flow. London 1964.
- LARSEN, E. S., Jr. (1945): Time required for the crystallization of the great batholith of southern and lower California. *Am. J. Sci.* 243A, Daly v. 399.
- LEWIS, W. K., GILLILAND, E. R. und BAUER, W. C. (1949): Characteristics of fluidized particles. *Ind. Eng. Chemistry*, 41, 1104.
- LIGHTHILL, M. J. (1953): Theoretical consideration on free convection in tubes. *Quart. J. Mech. Appl. Math. Vol. 5*, 398.

- MACDONALD, J. F. (1960): Orientations of anisotropic minerals in a stress field. *Geol. Soc. Ann. Mem.* 79.
- MAROSCHEK, E. F. (1933): Beiträge zur Kenntnis des Granits von Mauthausen in Oberösterreich. *Min. u. Petr. Mitt.* 43, 375—405.
- MARTIN, B. W. und COHEN, H. (1954): Heat transfer by free convection in an open thermosyphon tube. *Brit. J. Appl. Phys.* 5, 91.
- MAUDE, A. D. und WHITMORE, R. L. (1956): The wall effect and the viscosity of suspension. *Brit. J. Appl. Phys.* 7, 98.
- MCBIRNEY, A. R. (1959): Factors governing emplacement of volcanic necks. *Am. J. Sci.* 257, 431.
- MESKAT, W.: Strukturviskoses Fließen. 2. Inhomogene Medien. Ullmann: Enzyklopädie der techn. Chemie, Bd. I, S. 67—85.
- MÜLLER, A. (1936): Abhandlungen zur Mechanik der Flüssigkeiten, mit besonderer Berücksichtigung der Hämodynamik. Freiburg (Schweiz), Leipzig.
- NICKEL, E. (1954): Grenzfazies und Angleichgefüge. *Opusc. Min. u. Geol.* II, Feller Verlag (Grötschel), Kettwig.
- (1963): Einstömungs- und Amplatzgefüge von Graniten. *Schweiz. Min. Petr. Mitt.* 43, 499.
- OEN ING SOEN, A. (1960): A Commentary on a critique. (Zu: "The intrusion mechanism ...") *Geologie en Mijnbouw*, Juli 1960.
- (1960): The intrusion mechanism of the late-hercynian, posttectonic granite Plutons of Northern Portugal. *Geol. Mijnbouw*, 39, 257.
- OERTEL, G. (1955): Der Pluton von Loch Doon in Südschottland. *Geotekt. Forsch.*, Heft 11, S. 1—83.
- PETER, S. (1964): Zur Theorie der Rheopexie. *Rheol. Acta* 3, 178.
- PETTYJOHN, E. S. und CHRISTIANSEN, E. B. (1948): Effect of particle Shape on freesettling Rates of isomeric particles. *Chem. Eng. Progr.* 44, 157.
- PHILIPP, H. (1936): Bewegung und Textur in magmatischen Schmelzflüssen. *Geol. Rdsch.* 27, 321.
- PHILIPPOFF, W. (1936): Über das Strömen der strukturviskosen Stoffe. *Koll. Z.* 75, 142.
- POEL, VAN DER, C. (1958): On the Rheology of Concentrated Dispersions. *Rheol. Acta*, 1, 198.
- QUENEAU, A. L. (1902): Size of grain in igneous rocks in relation to the distance from the cooling wall. *Columbia Univ. School of Mines, Quart.* 23, 181.
- RAMBERG, H. (1963): Experimental study of gravity tectonics by means of centrifugated models. *Bull. Uppsala Univ. Geol. Inst.* V. 42, 1.
- RIEDEL, W. (1929): Das Aufquellen geologischer Schmelzmassen als plastischer Formänderungsvorgang. *Jb. Min. Geol., Abt. B, BB.* 62, 151.
- ROSCOE, R. (1952): The viscosity of suspensions of rigid spheres. *Brit. J. Appl. Phys.* 3, 267.
- SANDER, B. und FELKEL, E. (1929): Zur tektonischen Analyse von Schmelztektoniken. *Sitzungsber. Heidelberg. Akad. Wiss., math.-nat. Kl.* 13. Abh.
- SANDER, B. (1930): Gefügekunde der Gesteine. Wien 1930, Springer-Verlag.
- (1948/50): Einführung in die Gefügekunde der geologischen Körper I und II. Wien, Springer-Verlag.
- SCHEELE, G. F. und HANRATTY, TH. J. (1962): Effect of natural convection on stability of flow in a vertical pipe. *J. Fluid Mechan.* 14, 244.

- SCHERMERHORN, L. J. G. (1956): Igneous, metamorphic and ore geology of the Castro Daire-Sao Pedro do Sul-Satao region (Northern Portugal). Thesis, Amsterdam 1959 (ebenso: Com. Serv. Geol. Portugal, 37, 617).
- (1956): Petrogenesis of a porphyric granite east of Oporto. *Tschermak's Min. Petr. Mitt.*, 6, 73.
- SCHOLTZ, H. (1931/32): Die Bedeutung makroskopischer Gefügeuntersuchungen für die Rekonstruktion fossiler Vulkane. *Z. Vulk.* XIV, 97.
- SEGRÉ, G. und SILBERBERG, A. (1962): Behaviour of macroscopic rigid spheres in Poiseuille flow. Part. 2, Experimental results and interpretation. *J. Fluid Mech.*, 14, 136.
- SHAW, H. R. (1965): Comments on viscosity, Crystall settling, and convection in granitic magmas. *Amer. J. Sci.*, 263, 120.
- SPRY, A. (1953): Flow structure and laminar flow in bostonite dykes at Armidale, New South Wales. *Geol. Mag.* 90, 248.
- STARKEY, T. V. (1956): The laminar flow of streams of suspended particles. *Brit. J. Appl. Physics*, 7, 52.
- (1962): Principles governing the viscous flow of suspensoids. *Brit. J. Appl. Physics* 13, 182.
- STEINEMANN, S. (1958): Experimentelle Untersuchungen zur Plastizität von Eis. *Beitr. Geol. d. Schweiz, Hydrologie* X.
- (1966): Tektonik und Magma (vorläufiger Bericht). Arbeitstagung in Freiberg/Sachsen, 24./25. Febr. 1966.
- TROMMSDORF, W. E. (1934): „Fahrtströmungen“ in Eruptivmagmen. *Naturwiss.* 22, 329.
- TURNBULL, D. (1956): Phase changes. *Solid State Physics* 3, 225.
- ULLMANN: Enzyklopädie der techn. Chemie, Bd. I, Seite 13—32, B. Strömungstechnik, 1. Homogene Gase und Flüssigkeiten.
- VINOGRADOW und PROZOROWSKAYA (1964): Viscous properties of polypropylene melt. *Rheol. acta* III, S. 156.
- WAGER, L. R. (1953): Layered Intrusions. *Meddelelser fra Dansk Geologisk Forening* 12, 23.
- WAGER, L. R. und DEER, W. A. (1939): Geological Investigations in East Greenland. Part III. The Petrologie of the Skaergaard Intrusion, Kangerdlugssuaq, East Greenland. — *Meddelelser Om Gronland; København* 1939; Bd. 105, Nr. 4 (Re-Issue 1962). Reitzels Vorlag; 352 Seiten.
- WARD, S. G. und WHITMORE, R. L. (1950): Studies of the viscosity and sedimentation of suspensions of spherical particles. *Brit. J. Appl. Physics*, 1, 286.
- WATZNAUER, A. und BEHR, H. J. (1966): Quarzregelung in magmatischen Gesteinen. *Tschermaks Mineral. petr. Mittl.* III. Folge XI, 3—4, S. 288—303.
- WINKLER, H. G. F. (1948): Zusammenhang zwischen Kristallgrösse und Salbandabstand bei magmatischen Gangintrusionen. *Heidelberger Min. Petr. Beitr.* 1, 251.
- (1949): Kristallgrösse und Abkühlung. *Heidelberger Min. Petr. Beitr.* 1, 86.

Manuskript eingegangen am 23. November 1966.