Zur Frage der Bewegung von Gletschern und Inlandeis.

Von

Dr. Erich von Drygalski.

Mit 1 Holzschnitt.

Die nachstehenden Ausführungen sind durch eine Arbeit von F. M. Stapff veranlasst worden, welche unter dem Titel „Über Niveauschwankungen zur Eiszeit nebst Versuch einer Gliederung des Eulengebirgischen Gebirgsdiluviums“ im Jahrbuch der Königlich Preussischen geologischen Landesanstalt und Bergakademie zu Berlin für das Jahr 1888, Berlin 1889. veröffentlicht ist. Die Arbeit war mit einem Vermerke über ihr definitives Erscheinen im Jahrb. der Kgl. Preuss. geol. Landesanstalt schon im Jahre 1888 bei L. A. Renné in Neu-Weissensee bei Berlin gedruckt und vom Verfasser versandt. Schreiber dieser Zeilen hatte schon vor längerer Zeit von dem Inhalt der Arbeit Kenntniss genommen, glaubte jedoch mit der Besprechung bis zu ihrem officiellen Erscheinen warten zu müssen, weil der Verfasser sie bis dahin „als noch nicht erschienene Arbeit der Beurtheilung des geologischen Publicums entzogen“ proclamirt hat. Man hätte daraus schliessen können, dass gewisse Punkte in dem definitiven Druck eine Abänderung erfahren würden, doch ist diese Abänderung in wesentlichen Punkten nicht erfolgt.

Im Gegensatz zu der herrschenden Auffassung des norddeutschen Diluviums als Gebilde der scandinavischen Inlandeismassen, welche durch ein ungemein umfangreiches geologisches Beweismaterial sicher begründet ist, ist Stapff ein Vertreter der alten Eisdrifttheorie und sucht diese Ansicht in der vorliegenden Abhandlung aus geologischen, mehr noch aus mathematisch-physikalischen Gründen zu stützen. Letztere werden dazu benutzt, um die Unmöglichkeit der heutigen Inlandeistheorie zu erweisen, denn das dritte Capitel „Bedingungen für die Bewegung des Inlandeises“ gelangt durch eine Discussion der Gleichgewichtsbedingung von Eismassen zu dem Resultate, dass bei der jetzigen Topographie Nordeuropas scandinavische Schreitgletscher weder den Horizont der höchstgelegenen nordischen Geschiebe des Eulengebirges (560 m) hätten erreichen können (Totalgefälle dahin von Syltopparne 0^0 3′), noch die Rüdersdorfer Kalkberge (Totalgefälle 0^0 5′), kaum die schwedische Südostküste. Da nun die Inlandeistheorie nicht nur das Vorhandensein von Eismassen, sondern eine durchgehende Bewegung bis zum Boden verlangt, diese Bewegung aber nach Stapff aus physikalischen Gründen unmöglich ist, so gelangt der Verfasser in diesem Capitel zu dem Resultat: die Inlandeistheorie in ihrem jetzigen und selbst in beschränkterem Umfange ist unhaltbar, wenn sie nicht ein von dem gegenwärtigen völlig verschiedenes Relief der Ostseeländer voraussetzt.

Gegen dieses Resultat Stapff's haben die Herren G. Berendt und F. Wahnschaffe vom geologischen Standpunkte Verwahrung eingelegt (dies. Jahrb. 1888. II. 180); sie vertreten die sehr berechtigte Ansicht, die heutige Erfassung des norddeutschen Diluviums als Bildung von Inlandeis, die grösste Errungenschaft der geologischen Forschungen in den letzten 15 Jahren, dürfe durch mathematisch-physikalische Auslassungen, die keineswegs immer auf völlig erwiesenen Voraussetzungen beruhen, nicht weggestritten werden, sondern der Physiker müsse sich bemühen, seinerseits aus den Ergebnissen der anderen Naturwissenschaften Nutzen zu ziehen und seinen Erfahrungskreis zu erweitern. Jeder, der einem geophysischen Probleme je näher getreten, wird diesem Gedanken ohne weiteres zustimmen müssen. In den grossen Verhältnissen der Natur verwirrt und complicirt die Mannigfaltigkeit der Nebenumstände die Einfachheit, welche der Physiker im Laboratorium herzustellen und aufzuspüren vermag. Alle Umstände, die in der Natur wirken, in Betracht zu ziehen, zu formuliren und auszuwerthen vermögen wir nicht, wir müssen uns unter Vorbehalt auf die Hauptpunkte beschränken. Dieser Thatsache ist sich kaum einer mehr bewusst, als die grossen englischen Geophysiker Sir William Thomson, G. Darwin und Osmond Fisher.

Stapff erkennt diesen Standpunkt nicht an, er hält sich an die Consequenzen unumstösslicher Gesetze der Mechanik oder Physik. Seine Antwort auf die Äusserung von Berendt und Wahnschaffe ist in dies. Jahrb. 1889. I. p. 100 erfolgt. Daran schliesst sich eine erneute Abwehr der genannten Autoren in demselben Band p. 110, eine weitere Antwort Stapff's darin p. 260, sowie in einer „Richtigstellung" bei Renné in Weissensee besonders gedruckt. Die erwähnten Entgegnungen, sowie auch ein Eingehen auf denselben Gegenstand von H. J. Haas (Mitth. aus dem mineralogischen Institut der Universität Kiel. 1889. Bd. I) sind vom geologischen Standpunkte erfolgt, es sei mir gestattet, hier den physikalischen Theil in Kürze zu betrachten, vielleicht geht daraus hervor, dass wohl die herangezogenen Gesetze der Mechanik oder Physik unumstösslich sind, nicht aber die Consequenzen, welche Stapff daraus gezogen hat.

Die Aufgabe der Abhandlung von Stapff ist es, die Niveauschwankungen zur Eiszeit zu erweisen und zu erklären. Er wird zu dem Resultate geführt, dass die Diluvialperiode in Norddeutschland in ausserordentlich grossem Umfange Verschiebungen der Strandlinie aufzuweisen hatte und zwar ergibt sich ihm dieses Resultat in gleicher Weise, ob er die Inlandeistheorie oder die Drifttheorie annimmt. Die Inlandeistheorie verlangt seiner Ansicht nach deshalb starke Niveauschwankungen, weil, wie schon erwähnt wurde, bei den heutigen Gefällsverhältnissen von Scandinavien nach Deutschland eine Bewegung der Eismassen undenkbar sei. Bezüglich der Drifttheorie scheint ihm das Vorhandensein starker Niveauschwankungen zur Eiszeit vornehmlich durch Strandsäume erwiesen, welche er aus dem Eulengebirge angibt. Diese Strandsäume beweisen ihm für Norddeutschland ein Diluvialmeer bis mindestens 560 m Höhe, in gleicher Weise wie er früher im Gotthardgebiet aus Strandgürteln auf ein Diluvialmeer bis 1600 m resp. 2400 m geschlossen hat, je nachdem er den palaeontologischen oder topographischen Anzeichen folgt. Die

Beweise für Strandlinien im Eulengebirge sind nur topographischer Natur.

Es ist nicht nothwendig hier hervorzuheben, wie unwahrscheinlich es ist, dass ein Meer in dieser gewaltigen Ausdehnung nur topographische Spuren hinterlassen haben soll. die dazu mannigfacher Deutungen fähig sind. Jeder Geologe wird palaeontologische Beweise verlangen; diese fehlen im Eulengebirge gänzlich, im Gotthardgebiet glaubt sie Stapff in Lithophagenlöchern gefunden zu haben. Ähnliche Löcher sind auch von Stutz (dies. Jahrb. 1884. Bd. II) erwähnt worden. Der Nachweis jedoch, dass die Bildung der Pholadenlöcher in einem Diluvialmeer erfolgt sei, ist von den genannten Autoren nicht erbracht worden. Mit Recht hebt Haas (l. c. p. 119 f.) hervor, dass die Annahme viel näher liege. dass die Löcher durch Pholaden des Jurameeres gebildet seien, weil die Ablagerungen dieses Meeres das durchlöcherte Gestein unmittelbar überlagern. Das Alter der Pholadenlöcher ist nicht erwiesen, daraus nun trotzdem ein Diluvialmeer folgern zu wollen, für welches sonst nur ebenso vieldeutige topographische Züge sprechen, dürfte denn doch ein der nothwendigen Grundlage entbehrendes Resultat sein. — Ausserdem hat das Diluvialmeer in Norddeutschland, wo es vorhanden war, wie z. B. an der Ostküste von Schleswig-Holstein, seine palaeontologischen Spuren wohl hinterlassen und wir können es mit Haas nur für höchst wahrscheinlich halten, dass eine etwaige Zerstörung der präglacialen Faunenreste, wodurch sich ihr Fehlen ja auch erklären könnte, viel eher für die nördlicheren Gebiete anzunehmen sei. wo sie sich aber heute noch finden, als für die südlicheren Gegenden des Eulengebirges, weil die diluvialen Agentien im Norden viel wirksamer gewesen sein müssten.

So stehen also die Beweise Stapff's für die Verbreitung der präglacialen Meere auf recht schwachen Füssen; doch halten wir uns damit nicht auf. Dass trotzdem Niveauschwankungen vor und in der Eiszeit in grossem Umfange stattgefunden, ist an anderen Orten (Norwegen, Nordamerika etc.) durch marine Reste sicher erwiesen. Die Verbreitung aber, welche Stapff für diese Meere in Anspruch nimmt, ist allzuwenig gestützt.

Es ist jedoch hier nicht unsere Aufgabe, über das Ausmaass und die Verbreitung der diluvialen Niveauschwankungen zu handeln, fragen wir vielmehr, ob der andere Grund Stapff's, dass man auch unter Anerkennung der Inlandeistheorie starke Niveauschwankungen annehmen müsse, stichhaltig sei. Es wird sich dabei Gelegenheit bieten, den Widerspruch, welchen Stapff's Äusserungen über diesen Punkt aus mathematisch-physikalischen Gründen gegen die Inlandeistheorie überhaupt involviren, etwas näher zu prüfen.

Wie schon erwähnt, behauptet Stapff, dass bei den heutigen Gefällsverhältnissen von Scandinavien nach Norddeutschland eine Bewegung von Inlandeismassen unmöglich sei und führt einen Beweis dafür, indem er die Bedingungen der Bewegung von Eismassen formulirt und dann zur Ermittelung der Grenzen der Bewegungsfähigkeit vorgeht.

Eine Eismasse, die auf einer schiefen Ebene ruht, hat einmal eine Bewegung der Masse in ihrer Gesammtheit, indem diese auf der Ebene abwärts gleitet, und zweitens eine innere Bewegung, indem die Eismasse sich nicht als starrer Körper verhält, sondern indem sich die einzelnen Theile und Lagen auch gegen einander verschieben können. Diese beiden Bewegungsarten sind an den heutigen Gletschern beobachtet worden, man darf sie als sicher erwiesen betrachten. Eine umfassende Orientirung über diesen Gegenstand bietet A. Heim's Gletscherkunde, sowie auch besonders die Arbeiten von F. A. Forel.

Stapff unternimmt es nun, die Wirkung dieser inneren Bewegung auf die Grenzen der Bewegungsfähigkeit von Eismassen überhaupt mathematisch zu bestimmen und benutzt dazu Formeln, welche der Theorie des Erddrucks entstammen.

Dieses Unternehmen kann man nur als erspriesslich erachten, wenn man auch verlangen muss, dass die Anwendbarkeit der Theorie des Erddrucks auf die Bewegung von Eismassen physikalisch begründet wird. Die Theorie des Erddrucks setzt voraus, dass die innere Bewegung von abböschenden Lehm- oder Sandmassen nur durch die innere Reibung einen Widerstand erfährt, sie nimmt auf die Cohäsion der einzelnen Theile keine Rücksicht, ja sie ist strenge überhaupt nur mit Fortlassung der Cohäsionskräfte möglich, weil die innere Reibung erst dann in Kraft treten kann, wenn die Cohäsion fortfällt oder durch irgend andere Kräfte aufgehoben wird.

Eine Eismasse aber hat Cohäsion, das lehrt jeder Gletscher, sonst wären keine Spaltwände denkbar. Senkrechte Abbruchwände sind nur durch Cohäsion, durch einen inneren Zusammenhalt der Molecüle ermöglicht.

Man wird daher eine Begründung verlangen, warum die Theorie des Erddrucks bis zu einem gewissen Grade trotzdem auf Eismassen anwendbar ist, und diese Begründung müssen wir bei Stapff vermissen.

Referent gedenkt an anderer Stelle eine ausführliche physikalische Begründung zu versuchen, er ist mit Stapff der Ansicht, dass die Theorie des Erddrucks auf Eismassen anwendbar sei. Es liegt an den Structur-, Temperatur- und Plasticitätsverhältnissen des Gletschereises, welche in der That ein Abböschen der Eismassen, ein Auseinanderfliessen bis zu einem gewissen Grade zulassen werden. Hier würde die weitere Ausführung dieses Punktes zu weit führen.

Stapff legt die Bedingung zu Grunde, dass das Gletschereis ähnlichen Bedingungen unterliegt, wie ein Haufen von Firnkörnern, dessen seitliche Begrenzungsflächen nicht senkrechte Wände sein werden, sondern der wie ein Sandhaufen eine gewisse Abböschung erfährt. Begründet ist diese Annahme nicht, doch wir nehmen sie als Voraussetzung auf.

Wird nun in einer Masse (Lehm, Sand oder in unserem Falle Gletschereis), welche sich, wenn sich selbst überlassen, abböschen würde, die Abböschung beispielsweise durch eine Stützmauer verhindert, so erfährt diese Stützmauer einen bestimmten Druck, weil der Masse das Streben sich abzuböschen innewohnt. Diesen Druck zu berechnen, lehrt die Theorie des Erddrucks; seine Bestimmung ist für Bauzwecke nothwendig, da sich danach die Stärke der Stützmauer richten muss. Ist die obere Begrenzungsfläche horizontal, so ist die Grösse dieses Druckes auf die Stützmauer in einem Querschnitt senkrecht zur Stützmauer, diese vertical vorausgesetzt:

$$P = \frac{1}{2} d^2 \gamma \operatorname{tg}^2 \left(45 - \frac{\varrho}{2}\right)$$

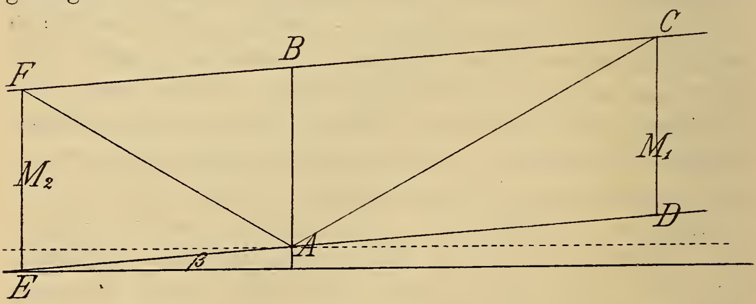
worin d die Mächtigkeit der Masse in Metern, in unserem Falle des Eises, bezeichnet, γ das Gewicht der Volumeneinheit und ϱ den natürlichen Böschungswinkel. Das Eis ist hierbei noch auf horizontalem Boden liegend gedacht.

Nun ist der natürliche Böschungswinkel jener Winkel, um welchen die Böschung gegen den Horizont geneigt ist, wenn sie sich frei, ohne Behinderung durch eine Stützmauer, herstellen kann. Tritt aber eine Stützmauer hinzu, ändert sich die Sache. Die Masse hat zwar noch das Bestreben sich abzuböschen, indem ein im Querschnitt senkrecht zur Stützmauer dreieckiger Keil abzugleiten bestrebt ist, falls er den Widerstand der Mauer durch seinen Druck überwinden kann. — Nehmen wir diesen Widerstand gleich dem Druck, dann ist Gleichgewicht und aus der Gleichgewichtsbedingung wird die Grösse des Druckes bestimmt. — Da aber in diesem Falle zu der Kraft, welche bei freier Böschung dem Abgleiten des Keils entgegenwirkt, es ist die Reibung an der Böschungsfläche, noch eine zweite Kraft, nämlich die Reibung an der Stützmauer beim Absinken des Keils hinzutritt, so ist unmittelbar ersichtlich, dass die Behinderung des Abgleitens erhöht ist und man wird die Folgerung zugestehen, dass die Abböschung nicht mehr in dem Maasse stattfinden kann, wie bei freier Böschung, sondern dass weniger Masse absinken wird, mit anderen Worten, dass die Abböschung nicht mehr unter dem natürlichen Böschungswinkel erfolgen kann, sondern unter einem grösseren Winkel. Dieser grössere Winkel definirt die Gleitfläche. Die Lage der Gleitfläche hängt ausser von dem natürlichen Böschungswinkel besonders von der Gestaltung der Oberfläche ab. Ich unterlasse es, die Theorie der Gleitfläche an dieser Stelle mathematisch auszuführen (cfr. z. B. v. Ott, Baumechanik, Prag 1877, oder E. Winkler, Vorträge über die Theorie des Erddrucks, als Manuscript gedruckt, Berlin 1880), es kam mir hier nur darauf an, durch eine Betrachtung zu zeigen, dass die Gleitfläche, falls eine Stützmauer existirt, durchaus nicht unter dem natürlichen Böschungswinkel gegen den Horizont geneigt ist.

Diese Thatsache ist Herrn Stapff offenbar nicht bekannt gewesen, denn er nimmt die Neigung der Böschung gegen den Horizont, ob die Oberfläche horizontal ist oder nicht, stets unter dem gleichen Winkel an. In welcher Weise das Resultat hiedurch beeinflusst wird, werden wir später zu zeigen versuchen. Die Grösse des Winkels setzt er gleich 30°, weil „trockener Schnee oder lose Eisstücke einen derartigen natürlichen Böschungswinkel besitzen“. Einen Commentar zu dieser Grösse müssen wir auch noch später folgen lassen, hier sei nur darauf aufmerksam gemacht, dass natürlicher Böschungswinkel und Winkel der Gleitfläche als identisch behandelt sind, und das ist falsch.

Im Inlandeis haben wir es nun nicht mit Stützmauern zu thun, der Druck aber, welcher auf eine Stützmauer ausgeübt wird, welche wir uns im Innern der Masse denken können, wird in gleicher Weise auf eine ideale Wand im Innern der Masse ausgeübt, er ist vorhanden und dient dazu, die Masse jenseits der Wand zu schieben, mit andern Worten, die Bewegung zu fördern.

Die einfache Überlegung lehrt nun, dass bei horizontaler Unterlage und Oberfläche die Druckkräfte an einer idealen verticalen Wandfläche im Innern gleich und entgegengesetzt sein werden, dass sie sich, mit anderen Worten, aufheben müssen. Die Sache ändert sich aber, wenn die Oberfläche geneigt ist.



Im Sinne der Neigung sei M_1 die Eismasse oberhalb der verticalen Wand, M_2 unterhalb, β sei der Neigungswinkel der Begrenzungsflächen gegen den Horizont. Ist die Dicke des Eises d, so ist die Höhe der verticalen Wand in diesem Falle $a = \frac{d}{\cos \beta}$

In Beziehung auf a wird nun sowohl in M_1 wie in M_2 eine Gleitfläche entstehen, welche mit der Oberfläche und a die dreieckigen Keile begrenzen, welche abzusinken bestrebt sind. Es lässt sich mathematisch beweisen und ist wohl auch einfach durch Anschauung klar, dass der betreffende Keil in

M_1 grösser sein wird als in M_2, dementsprechend auch sein Druck auf a. Die Folge ist, dass in diesem Falle die Druckkräfte sich nicht aufheben, sondern dass in M_1 ein Überschuss von Druck vorhanden ist, welcher M_2 verschieben kann und damit die Fähigkeit besitzt zur Bewegung mitzuhelfen.

Stapff nimmt nun an, dass die Neigung beider Keile in A gegen den Horizont gleich ist, nämlich gleich seinem natürlichen Böschungswinkel $\varrho = 30^0$. Wir versuchten zu zeigen, dass diese Annahme falsch ist, folgen ihr jedoch fürs erste noch, um auch aus Stapff's Anschauungsweise die äussersten Consequenzen zu ziehen. Die richtige Weiterentwickelung soll auch später erfolgen.

Auch bei Stapff ist dann in M_1 ein Drucküberschuss durch den grösseren Keil, welcher in der Richtung der Neigung schiebend wirkt, seine Grösse ist nach Stapff:

$$P_1 - P_2 = \tfrac{1}{2} d^2 \gamma \sin\beta \frac{\operatorname{cotg}^2 \varrho \sin 2\varrho}{(1 + \sin\varrho)^2}$$

Ich bemerke, dass diese Formel nicht strenge, sondern angenähert ist. Obgleich wegen Kleinheit der Neigung β $\cos^2\beta$ gleich 1 gesetzt werden kann, möchte ich doch einen Rechenirrthum bei Stapff dahin corrigiren, dass in der Grundformel, aus welcher diese Näherungsformel herstammt, $\cos\beta$ im Nenner und nicht im Zähler steht. Der Irrthum rührt bei Stapff daher, dass die Dicke des Eises d mit der Verticalwand $a = \frac{d}{\cos\beta}$ verwechselt ist. Es ist das wegen der Kleinheit von β zwar ohne Belang, jedoch kommt man auch mit dem richtigen Werthe zum Ziele. Die Schubdifferenz im Eis an der Verticalwand lautet ausführlich:

$$P_1 - P_2 = \tfrac{1}{2} d^2 \gamma \frac{\cos\varrho \sin 2\varrho}{2\cos\beta(1+\sin\varrho)^2} \left\{ \frac{1}{\sin(\varrho - \beta)} - \frac{1}{\sin(\varrho + \beta)} \right\}$$

Bei Stapff steht hier $\cos\beta$ im Zähler, sonst ist die Formel die gleiche. Aus dieser Formel ergibt sich genau:

$$P_1 - P_2 = \tfrac{1}{2} d^2 \gamma \operatorname{tg}\beta \operatorname{cotg}^2\varrho \frac{\sin 2\varrho}{(1 + \sin\varrho)^2} \left\{ \frac{1}{1 - \frac{\sin^2\beta}{\sin^2\varrho}} \right\}$$

Hier können wir in starker Annäherung $\frac{1}{1 - \frac{\sin^2\beta}{\sin^2\varrho}}$ bei den kleinen Neigungen β, mit denen wir es zu thun haben werden, gleich der Einheit setzen, dann können wir die Klammergrösse fortlassen und erhalten unsere vereinfachte Form:

$$P_1 - P_2 = \tfrac{1}{2} d^2 \gamma \operatorname{tg} \beta \operatorname{cotg}^2 \varrho \frac{\sin 2\varrho}{(1 + \sin \varrho)^2}$$

Diese Gleichung gibt also die Kraft, welche der inneren Verschiebbarkeit der Theilchen entstammt, wir wollen sie auch hier den Böschungsschub nennen, weil ihre Grösse nach Analogie der Erddruckkräfte hergeleitet ist. Um jedoch die vollständige Gleichgewichtsbedingung zu erhalten, müssen wir dazu die Kräfte addiren, welche aus der Lage der Eismasse auf einer schiefen Ebene stammen und welche natürlich auf die Eismasse in ihrer Gesammtheit gleichmässig einwirken.

Herr Stapff schlägt dafür den folgenden Weg ein. Er zerlegt die gesammte Eismasse durch Verticalwände parallel zu der idealen Wand, für welche wir oben schon die Grösse des Böschungsschubes bestimmt haben, und zwar derart, dass ein Stück immer zwei sich entgegenwirkende Böschungskeile umfasst. In unserer Figur wäre ein solches Stück durch das Viereck CDEF im Längsschnitt dargestellt. Die theilenden Verticalwände stehen senkrecht zur Bildebene und sind daher nur im Profil durch die Linien CD und EF sichtlich. Ein solches Stück nimmt er als Einheit und fragt nach der Grösse der Kräfte, die darauf wirken. Es ist ausser dem Böschungsschub lediglich die Schwerkraft, welche das Stück auf der schiefen Ebene abwärts treibt, und der Widerstand, welchen das Stück beim Abwärtsgleiten durch Reibung am Untergrunde erfährt, erstere ist proportional dem sinus, letztere dem cosinus des Neigungswinkels und dem Reibungscoëfficienten, beide sind proportional dem Gewicht.

Wie gross aber ist in einem solchen Stück der Böschungsschub?

Stapff hat die Zerlegung in der angegebenen Weise ausgeführt, weil er für ein solches Stück den Böschungsschub in der oben angegebenen Grösse zu haben glaubte, doch verwechselt er — und das ist ein ungemein folgenschwerer Irrthum — die Kraft, welche das Stück ausübt, mit der Kraft, welche auf das Stück ausgeübt wird. Das Stück CDEF ist, wie man aus der Figur unschwer erkennen wird, fähig, den Böschungsschub von der Grösse $P_1 - P_2$ selber zu leisten, es erleidet aber einen weit stärkeren Böschungsschub. Jede Verticalwand parallel A B erleidet einen Schub von der Grösse $P_1 - P_2$, wie Stapff selber angibt, wie soll es denn nun auf einmal kommen, dass das ganze grosse Stück CDEF nur einen gleichgrossen, aus der inneren Verschiebbarkeit resultirenden Schub erleidet, wie jede einzige Wand darin. Folgende Überlegung führt vielleicht zu noch zwingenderer Klarheit: Die obere Begrenzungswand CD erleidet den Schub $P_1 - P_2$, dieser rührt theils von der Masse oberhalb CD her, nämlich P_1, theils unterhalb, nämlich P_2. Schon an der oberen Begrenzungsfläche CD also wirkt auf CDEF ein Schub in der Grösse, wie ihn Stapff für das ganze Stück annimmt, soll denn nun die ebenso grosse Verschiebbarkeit der Masse in CDEF ganz ohne positive Wirksamkeit sein? CDEF ist keine Stützmauer, sondern Masse selbst, mit derselben Verschiebbarkeit der Theilchen und den daraus resultirenden Kräften begabt, wie die Masse ausserhalb, und diese ist ebenso wirksam.

Die Verwechselung der Kraft, welche CDEF ausübt, mit der Kraft, welche auf CDEF ausgeübt wird, ist unzulässig und falsch. Stapff leitet für eine ideale Verticalwand die Böschungskraft ab und setzt diese für ein Massenstück von erheblicher Länge, es ist ihm entgangen, dass er das Integral der Böschungskraft über diese Länge hätte bilden müssen, falls er die Böschungskraft für die ganze Länge erhalten will.

Wie sehr erheblich anders sich das Resultat mit Berücksichtigung dieses Irrthums herausstellt, mögen die folgenden Rechnungen zeigen.

Die von Stapff hergeleitete Gleichgewichtsbedingung lautet:

$$\tfrac{1}{2}\, d^2 \gamma \sin\beta \, \frac{\operatorname{cotg}^2 \varrho \sin 2\varrho}{(1 + \sin\varrho)^2} + 2\, d^2 \operatorname{cotg}\varrho\, \gamma \sin\beta = 2\, d^2 \operatorname{cotg}\varrho\, \gamma \,.\, f \,.\, \cos\beta$$

worin f den Reibungscoëfficienten bezeichnet. Die Formel ist im Sinne seiner Schlussweise richtig, ebenso die hieraus abgeleitete Näherungsformel:

$$\operatorname{cotg}\beta = \frac{1}{f}\left\{ 1 + \frac{1}{2}\, \frac{\cos^2\varrho}{(1 + \sin\varrho)^2} \right\}$$

Es sind hiebei nur zulässige Vernachlässigungen angewandt und auch die früher erwähnte Vertauschung von d und $\frac{d}{\cos\beta}$ ist ohne Belang.

Man könnte hieraus nun das richtige Resultat ableiten, indem man in der ausführlichen Formel das erste Glied der linken Seite, den Böschungsschub darstellend, über das Stück CDEF integrirt nach Multiplication mit dem Längenelement. Es zeigt sich sofort, dass dann die Dicke d im Endresultat in der dritten Potenz auftreten wird, also in einer höheren Potenz als in den anderen Gliedern, und dass sie sich demnach schliesslich nicht forthebt.

Wir ziehen es jedoch vor, im Anschluss an unsere oben gegebene Formel für den Böschungsschub die Gleichgewichtsbedingung für die verticale Wand selbst und nicht für das Stück CDEF aufzustellen, wir kommen damit einfacher zu dem gleichen Resultat.

Zu dem Böschungsschub, der auf die verticale Wand wirkt, tritt also die Kraft der schiefen Ebene und die Reibung am Untergrund hinzu. Das Gewicht der Wand wäre $\gamma \frac{d}{\cos\beta}$ (natürlich im Profil, wie sie ja auch beim Böschungsschub eingeht), mithin die Kraft der schiefen Ebene:

$$\gamma \frac{d}{\cos\beta} \sin\beta$$

der Reibungswiderstand:

$$\gamma \frac{d}{\cos\beta} \cos\beta \,.\, f.$$

Dieses setzen wir mit dem Böschungsschub zusammen und erhalten die Gleichgewichtsbedingung in folgender Form:

$$\tfrac{1}{2} d^2 \gamma \operatorname{tg}\beta \operatorname{cotg}^2 \varrho \frac{\sin 2\varrho}{(1+\sin\varrho)^2} + \gamma \frac{d}{\cos\beta} \sin\beta = \gamma \frac{d}{\cos\beta} f \,.\, \cos\beta$$

Diese Gleichung durch $f \,.\, d\gamma$ dividirt und mit $\operatorname{cotg}\beta$ multiplicirt, wird:

$$\operatorname{cotg}\beta = \frac{1}{f}\left\{1 + \frac{1}{2} d \operatorname{cotg}^2 \varrho \frac{\sin 2\varrho}{(1+\sin\varrho)^2}\right\}$$

woraus man unschwer die für die Auswerthung bequemere Form herstellen wird:

$$\operatorname{cotg}\beta = \frac{1}{f}\left\{1 + d \frac{\cos^3\varrho}{\sin\varrho\,(1+\sin\varrho)^2}\right\}$$

Man sieht sofort, dass diese Schlussformel sich insofern sehr wesentlich von Herrn Stapff's Resultat unterscheidet, als die Mächtigkeit des Eises d nicht eliminirt ist. Der Winkel β bezeichnet den Winkel, unter welchem eine Bewegung der Eismassen noch stattfinden kann, er tritt in der Cotangente in das Schlussresultat, die Cotangente aber wächst mit abnehmendem Winkel. Je grösser also d ist, desto grösser ist die Cotangente und desto kleiner der Winkel, unter welchem eine Bewegung noch stattfinden kann. Es wird sich später zeigen, dass das Glied mit d auf der rechten Seite das Wesentliche ist, und so erkennen wir schon hier, dass mit der Mächtigkeit der Eismassen die Bewegungsfähigkeit wächst. In Stapff's Endresultat kommt d nicht vor, er gelangte deshalb zu dem Schluss, dass die Bewegungsfähigkeit von der Mächtigkeit unabhängig ist, ein Resultat, das mathematisch falsch ist, wie wir oben gezeigt haben, das aber auch der einfachen physikalischen Erwägung schnurstracks zuwiderläuft.

Noch klarer wird der Unterschied zwischen den Resultaten, wenn wir die Zahlenwerthe vergleichen. In Stapff's Schlussformel kommt die Mächtigkeit d nicht vor, er vermag also für den Böschungswinkel 30^0 direct die Grenze der Bewegungsfähigkeit anzugeben. Unter der Annahme, dass der Reibungscoëfficient $f = 0.03$ sei, welcher Grösse ein Reibungswinkel von $1^0\,43'$ entsprechen würde, berechnet Stapff, dass die Böschungsfähigkeit die Grenze der Bewegungsfähigkeit nur um $14'$ verschiebt und erhält so den Winkel $1^0\,29'$ als den Neigungswinkel, unter welchem eine Eismasse im äussersten Falle sich abwärts zu bewegen im Stande ist. Ich bemerke, dass der Reibungswinkel jener Winkel ist, unter welchem der Reibungswiderstand des Untergrundes dem Abgleiten der Gesammtmasse auf der schiefen Ebene gerade noch die Wage hält. $1^0\,43'$ als Reibungswinkel und dementsprechend 0.03 als Reibungscoëfficient sind die in den Handbüchern der Physik für die Reibung von Eisen auf Eis meistens gegegebenen Constanten. In Ermangelung ein für allemal feststehender Resultate in dieser Frage dürfen wir sie annehmen; die Eigenschaft des Eises, sich unter Druck zu verflüssigen, berechtigt zu der Annahme, dass ein erheblich grösserer Reibungswiderstand, als er durch diese Zahlen dargestellt ist, von dem Eise auf die Dauer nicht geleistet werden wird.

In unserer Schlussformel ist die Mächtigkeit geblieben; in der ganzen Ableitung ist der Meter als Längeneinheit zu Grunde gelegt, wie bei Stapff, wir müssen daher auch d in Metern einsetzen. Anstatt nun für verschiedene Mächtigkeiten d bei dem Böschungswinkel 30° und dem Reibungscoëfficienten f = 0.03 die Grenzwerthe der Neigung β herzuleiten, haben wir es für zweckmässiger erachtet, mit Rücksicht auf die späteren Erwägungen den Böschungswinkel variiren zu lassen und so die verschiedenen Mächtigkeiten herzuleiten, welche erforderlich sind, um eine Bewegung der Eismasse bis zum Boden noch bei der Bodenneigung $\beta = 1'$ zu veranlassen. Diese Neigung ist so ausserordentlich gering, dass sie dem Auge als horizontal erscheinen würde, und sie untersteigt alle Anforderungen, welche Stapff an die diluvialen Gefällsverhältnisse stellt, um das Dreifache. Wir sind daher sicher, dass wir mit der Bewegungsfähigkeit, die wir für diese Neigung herleiten, die Bewegung der diluvialen Inlandeismassen, welchen nach Stapff grössere Neigungen zu Gebote standen, ausser Zweifel stellen.

Wir geben das Resultat in einer Tabelle. Die erste Columne enthält den Böschungswinkel ϱ, die zweite die Function, in welcher er in das Resultat eingeht, und die dritte die zur Bewegung erforderliche Mächtigkeit.

$\beta = 1'$ $f = 0.03$		
ϱ^0	$\frac{\cos^3 \varrho}{\sin \varrho\,(1 + \sin \varrho)^2}$	d^m
0	∞	0
5	9.597	10.64
10	3.993	25.58
20	1.347	75.81
30	0.577	176.9
40	0.259	394.1
50	0.111	918.7
60	0.041	ca. 2 500
70	0.011	ca. 9 000
80	0.001	ca. 75 700
90	0.000	∞

Der Fall $\varrho = 0^0$ wäre der Fall des Wassers, welches die Fähigkeit hat, vollständig auseinanderzufliessen und welches dazu keiner Tiefe bedarf, d = 0.

Stapff's Annahme $\varrho = 30^0$ haben wir in der Tabelle hervorgehoben, wir sehen, dass eine Mächtigkeit von noch nicht 200 m genügt, um auf einer Neigung des Untergrundes $\beta = 1'$ noch eine Bewegung zu veranlassen.

Wir erkennen aus der Tabelle auch, wie stark die erforderliche Mächtigkeit mit wachsender Starrheit wächst, wie stark sie anderseits abnimmt, wenn der Böschungswinkel kleiner wird, d. h. wenn die Böschungsfähigkeit zunimmt.

Unter allen Umständen geht aus der Tabelle unter den zu Grunde gelegten Voraussetzungen, es sind die von Stapff, eine eminente Bewegungsfähigkeit von Inlandeismassen hervor und man erkennt, dass es stets, selbst wenn der Böschungswinkel die unwahrscheinlich grossen Werthe 50^0, 60^0 und darüber annimmt, nur eine Frage der Mächtigkeit der Eismasse ist, wann die Bewegung in der Gesammtheit beginnt.

Dieses Resultat hat sich ergeben, indem wir Stapff's Annahmen bis in die äussersten Consequenzen ohne seinen Fehler verfolgten. Wie jedoch schon oben erwähnt wurde, ist von Stapff die Lage der Gleitfläche in absinkendem Erdreich durchaus nicht richtig erkannt worden und es erübrigt nun noch, auch diesem Punkt etwas näher zu treten.

Worauf stützt sich zunächst die Annahme des natürlichen Böschungswinkels $\varrho = 30^0$? Die einfache Angabe Stapff's, dass lose gefallener trockener Schnee und kleine Eisstücke einen Böschungswinkel von 30^0 besitzen, kann uns unmöglich genügen. Für viscöses Eis nimmt Stapff einen Viscositätswinkel an und schätzt ihn auf die mittlere Grösse zwischen dem Böschungswinkel von Schnee 30^0 und von Wasser 0^0, d. h. auf 15^0. Mit dieser Annahme ergiebt sich ihm die Grenze der Bewegungsfähigkeit auf $9'$. Nun müssen wir uns vergegenwärtigen, dass Gletschereis unter allen Umständen den Zustand der Viscosität, d. h. des steten Oscillirens zwischen dem festen und dem flüssigen Aggregatzustande besitzt oder, falls eine zu niedrige Temperatur dem entgegenwirkt, ihn durch Druck erlangt. Es ist wohl möglich, dass ein Schneehaufen oder ein Haufen von Eiskörnern einen Böschungswinkel von 30° einmal hat, es ist jedoch völlig ausgeschlossen, dass er ihn behält. Mit der Zeit findet ein Zusammensinken des Haufens statt, die Eigenschaft des Eises, sich gegen Druck absolut plastisch zu verhalten, verleiht steilen Abbruchswänden im Gletscher oder steilen Böschungsflächen absolut keinen Bestand. Eine niedrige Temperatur wirkt der Plasticität entgegen, doch die Erniedrigung des Schmelzpunktes durch Druck oder mit anderen Worten durch die wachsende Mächtigkeit der überlagernden Massen, räumt auch diesen Widerstand fort und wir erkennen, dass es nur eine Frage der Mächtigkeit wiederum ist, wann der absolut plastische Zustand eintreten wird.

Dass die Cohäsion keinen Widerstand leistet, nimmt auch Stapff an, sie wird durch Druck aufgehoben. In starrem Wassereis von 0° Temperatur ist der Druck einer Eissäule von 216 m erforderlich, im Gletschereis ist die Cohäsion nach Oldham als nicht vorhanden zu betrachten und man wird ihm im wesentlichen beistimmen können. Ihr Verschwinden ist jedenfalls wiederum nur eine Frage der Mächtigkeit, und zwar wird die erforderliche Grösse der Mächtigkeit in den meisten Fällen ausserordentlich gering sein.

Mit der Annahme des Viscositätswinkels von 15° kommt Stapff den physikalischen Anforderungen an die Plasticität des Gletschereises entgegen, doch die angenommene Grösse von 15° besitzt keine innere Consequenz. Da die Plasticität des Gletschereises eine mit der Zeit jedem Druck weichende absolute Verschiebbarkeit der Theilchen gegen einander ermöglicht, so bleibt der einzige Widerstand, der der Verschiebung entgegenwirkt, nur die innere Reibung. Übrigens muss nachdrücklich betont werden, dass dieses die nothwendige Grundlage dafür ist, dass die Theorie des Erddrucks überhaupt angewandt werden kann. Es ist ausserordentlich schwierig, einen Werth für die innere Reibung zu geben, wir werden ihn jedoch bei dem viscösen Zustand sicher nicht zu niedrig bemessen, wenn wir ihn in der gleichen Höhe annehmen, wie wir mit Stapff die Grösse der äusseren Reibung gesetzt. Diese war durch den Reibungscoëfficienten $f = 0.03$ und den dazu gehörigen Reibungswinkel $1^{0}\,43'$ bestimmt.

Der innere Reibungswinkel ist aber nichts anderes, als der natürliche Böschungswinkel, wie sich mathematisch und physikalisch leicht einsehen lässt (cf. z. B. v. Ott: Baumechanik). Den natürlichen Böschungswinkel von 30° mussten wir zurückweisen, weil er nur einen momentanen Zustand in einer Eismasse darstellt und den Plasticitätsverhältnissen des Gletschereises gar keine Rechnung trägt. Er wird sich mit der Dauer des Zustandes sehr bald heftig verringern. Stapff's Annahme von 15° für den Viscositätswinkel, welcher bei plastischem Zustande an die Stelle des Böschungswinkels tritt, schwebt völlig in der Luft. Der einzige Anhalt, der zu seiner Bestimmung existirt, ist die innere Reibung, welche wir als einzigen inneren Widerstand im Gletschereis annehmen dürfen, und aus der Grösse der inneren Reibung erhalten wir einen natürlichen Böschungswinkel, resp. Viscositätswinkel von 1° 43′.

Führen wir diesen Werth in unserer Formel für ϱ ein, so sehen wir sofort aus der Tabelle, dass eine eminente Bewegungsfähigkeit des Inlandeises dargethan ist. Die Function, welche ϱ in der Schlussformel enthält, wird so ausserordentlich gross, dass eine Bewegung auf der Neigung von 1′ schon bei den geringsten Mächtigkeiten eintreten wird und dass auch noch geringere Neigungen mit der Zeit eine weitgehende Bewegung zulassen müssen.

Doch wir hoben schon einmal hervor, dass auch unsere Schlussformel, welche nur die Stapff'sche Anschauungsweise in ihre äussersten Consequenzen verfolgen sollte, nicht richtig ist, weil ihr noch immer Stapff's Annahme zu Grunde liegt, dass der Winkel der Gleitfläche und der natürliche Böschungswinkel identisch sind. Wir setzten oben auseinander, warum dieses nicht der Fall sein kann. Stapff hat aus der Grösse der auch in unserer Figur eingetragenen dreieckigen Keile ABC und ABF die Grösse des Böschungsschubes bestimmt und das ist unrichtig, weil die Gleitflächen im Innern der Eismasse eben nicht die Lagen AC und AF besitzen; sie würden diese Neigung unter dem natürlichen Böschungswinkel nur bei freier Böschung einnehmen. Dieser Fehler steckt auch in unserer Schlussformel noch darin und wir wollen ihn nunmehr eliminiren.

Bei ebener Oberfläche der Eismasse, die unter dem Winkel β gegen den Horizont geneigt ist, lautet der Ausdruck für den Druck P, welcher auf eine verticale Wand von der Höhe h ausgeübt wird:

$$P = \frac{1}{2} h^2 \gamma \cos^2 \varrho \cos \beta \left\{ \frac{1}{(\cos \beta + \sqrt{\sin (\varrho + \beta) \sin (\varrho - \beta)})^2} - \frac{1}{(\cos \beta + \sin (\varrho + \beta))^2} \right\}$$

Ich unterlasse es, an dieser Stelle die Ableitung dieser Formel zu bringen, man wird sie am eingehendsten in E. Winkler's Vorträgen über die Theorie des Erddrucks behandelt finden. Auch die Formel für die Lage der Gleitfläche gebe ich nicht, weil das an dieser Stelle keinen Zweck hat. Man findet die Gleitfläche ebenfalls bei Winkler eingehend behandelt. Ihre Lage ist verschieden je nach der Gestalt der Oberfläche, die von Stapff angenommene Lage hat sie jedoch nur in einem Falle, nämlich, wenn die Oberfläche selbst unter dem natürlichen Böschungswinkel gegen den Horizont geneigt ist, nur dann ist auch die Gleitfläche unter dem natürlichen Böschungswinkel gegen den Horizont geneigt.

Addiren wir zu P die Kraft der schiefen Ebene und den Reibungswiderstand an der Unterfläche, so kommen wir zu der folgenden Gleichgewichtsbedingung:

$$P + h \gamma \sin \beta - f h \gamma \cos \beta = 0.$$

Der Ausdruck ist in dieser Form wegen des complicirten Charakters von P schwer auswerthbar; ich verdanke Herrn Dr. P. Simon die Transformation dieser Gleichung auf das folgende System mit den Hülfswinkeln λ, Θ und ε, welches für die Rechnung ausserordentlich bequem ist:

1. $\cos \varrho = \cos \beta \sin \lambda.$
2. $\sin (\beta + \varrho) = \cos \beta \cos \Theta.$
3. $\dfrac{\cos^2 \frac{1}{2} \lambda}{\cos^2 \frac{1}{2} \Theta} = \sin \varepsilon.$
4. $2 \sin (\varrho - \beta) = d \cos \varrho \operatorname{tg}^2 \frac{1}{2} \lambda \cos^2 \varepsilon.$

Diese Gleichungen sind absolut streng, soweit die Theorie des Erddrucks überhaupt als streng angesehen werden kann. Selbstverständlich hat das Resultat aber nur Sinn, wenn die Neigung des Untergrundes β kleiner ist als der natürliche

Böschungswinkel ϱ. Wäre β grösser, so zeigt ja schon der Ausdruck für P, dass die Lage der Gleitfläche und damit in Zusammenhang die Grösse des Erddrucks imaginär wird. Bei $\beta > \varrho$ würde ja in der That auch die Masse in der Gesammtheit abgleiten, da ϱ gleich dem Reibungswinkel ist, es hat für diesen Fall dann natürlich keinen Sinn, noch eine Gleitfläche anzunehmen.

Eine ausführliche numerische Auswerthung dieses Resultates gedenke ich in einer späteren Arbeit zu geben; man wird sich durch Rechnung leicht überzeugen können, dass die Formeln eine ausserordentlich weitgehende Bewegungsfähigkeit von Eismassen auch bei geringen Neigungen darthun. Man kann ϱ fest gleich $1^0\,43'$ lassen oder variiren, stets wird man bestimmte Mächtigkeiten d erhalten, welche die Bewegung auf noch so geringen Neigungen β zu veranlassen im Stande sind. Bei $\varrho = 1^0\,43'$ würde beispielsweise auf die Neigung $\beta = 1'$ nur eine Mächtigkeit d = ca. 120 m erfordert. $\beta = 20'$ würde d = ca. 4 m verlangen, $\beta = 10'$ hat d = ca. 10 m, $\beta = \frac{1}{2}' = 30''$ hat eine Mächtigkeit von noch nicht 400 m nothwendig. Diese wenigen Zahlen zeigen zur Genüge, dass auch bei durchweg correcter Anwendung der Theorie des Böschungsschubes eine Bewegungsfähigkeit von Inlandeismassen dargethan wird, welche sich mit allen Anforderungen, die die Gefällsverhältnisse der Eiszeit stellen, verträgt. Herr Stapff giebt als das geringste Gefälle, welches zur Eiszeit existirt haben muss, 3′ an, es ist das das summarische Gefälle vom Centrum Scandinaviens (Syltoppar) bis zum Eulengebirge; seiner Ansicht nach ist eine Bewegung bei diesem Gefälle ausgeschlossen, unsere Zahlen aber zeigen, dass auch bei dreimal geringerem Gefälle noch eine Bewegung durch gar nicht grosse Mächtigkeiten des Eises ermöglicht wird.

Auf die weiteren Ausführungen Stapff's ausführlicher einzugehen, ist nicht mehr nothwendig. Aus der Eisdicke in der Nähe der Nunatakker in Grönland sucht er zu folgern, dass man im allgemeinen die Stärke des Inlandeises überschätzt hat, dass also, selbst wenn die Mächtigkeit zu erhöhter Bewegungsfähigkeit helfen könnte, diese Mächtigkeit gar nicht existirt. Nun abgesehen davon, dass nach unseren Ausführungen die wachsende Mächtigkeit in der That sehr wesentlich die Bewegungsfähigkeit fördert und dass übrigens auch die von Stapff gegebenen Mächtigkeiten vollauf zur Bewegung genügen würden, so ist der Schluss aus der Eisdicke bei den Nunatakkern auf die Stärke des Binneneises genau so, als wenn man aus der Firndicke auf Graten auf die Gletscherdicke in den Thalmulden schliessen wollte. Und was die Mächtigkeiten der diluvialen Gletscher betrifft, so sind diese durch unzweideutige Glacialspuren in den Alpen und in Scandinavien so sicher auf über 1000 m erwiesen, dass kein Wort weiter darüber zu verlieren ist.

Geringe Eistemperaturen erschweren die Bewegung, das ist vollkommen richtig. Doch kann einmal die niedrige Temperatur durch Druck, d. h. durch grosse Mächtigkeit überwunden werden, indem der Schmelzpunkt herabgedrückt wird, und zweitens ist es fraglich, ob überhaupt in den unteren Eislagen niedrige Temperaturen vorkommen. Man ist über die Temperaturverhältnisse im Innern von ausgedehnten Eismassen bisher wenig orientirt, doch der beste Kenner dieser Verhältnisse, F. A. Forel (cf. die verschiedenen Arbeiten im Archives des sciences phys. de Genève), neigt entschieden aus theoretischen Gründen zu der Ansicht, dass die dem Einfluss der Aussentemperatur an der Oberfläche entzogenen Eislagen in Gletschern eine Temperatur von 0^0 bewahren. — Dass es auch ruhende Eismassen giebt, zeigen die fossilen Gletscher Alaskas, welche auf einem Plateau liegen. Das kann daher stammen, wie auch von Stapff hervorgehoben wird, dass die Temperatur des Untergrundes hier 0^0 untersteigt, und namentlich, dass diese Eismassen durch eine Schuttdecke vor äusseren Temperatureinflüssen vollkommen geschützt sind. Würden diese Eismassen aber einen dauernden Zuwachs erfahren, würden auch sie mit der Zeit in Bewegung gerathen.

Dass schliesslich die Inlandeistheorie für die diluvialen Gletscher auch stellenweise eine Aufwärtsbewegung verlangt, wird nach den voranstehenden Ausführungen keinen Anstoss mehr erregen können. Für den Böschungsschub als solchen ist die Neigung des Untergrundes vollkommen gleichgültig, falls sie nur kleiner ist als der natürliche Böschungs- oder Reibungswinkel. Im Grunde eines Beckens, wo der Sinn der

Neigung sich ändert, werden wir also die Schubdifferenz ganz in der gleichen Weise wie bisher feststellen können. Ein neuer Widerstand resultirt nur von der Kraft der schiefen Ebene her, welche durch die Gesammtmasse nunmehr hinaufgeschoben werden muss. Dass aber auch dieser Widerstand bis zu einem gewissen Grade überwunden werden kann, dass es hier wiederum nur auf die Mächtigkeit der abwärts drängenden Massen ankommt und dass eine unwahrscheinliche Grösse für diese bei geringen Neigungen durchaus nicht nothwendig ist, wird nach unseren Formeln nicht mehr zweifelhaft erscheinen. Zur vollständigen Klarstellung und Erkenntniss der Grenzen der Bewegungsfähigkeit würde allerdings in diesem Falle erst Zahlenmaterial helfen, ich gedenke es später ausführlich zu liefern.

Auf die sonstigen Ausführungen der Stapff'schen Abhandlung einzugehen, kann nicht Zweck dieser Arbeit sein, welche sich mit dem Bewegungsphänomen von Eismassen beschäftigen sollte. Unter der Annahme, dass das Problem der Gletscherbewegung als ein „unrein hydraulisches“ zu fassen sei, indem die Gletscherströme hauptsächlich die Bewegung bewirken, ermittelt Stapff den Winkel von 33′ als Grenzwerth der Bewegungsfähigkeit. Da jedoch stets dabei die Viscosität mitwirken muss, diese allein, wie wir gezeigt haben, aber eine weit grössere Bewegungsfähigkeit ermöglicht, können wir diesen Punkt übergehen. Der Gedanke hat seine sehr grossen Schwierigkeiten, anzunehmen, dass eine geringe Wassermenge eine sehr viel mal so mächtige Eismasse, deren Durchmesser die der Wassertiefe sehr weit übertrifft, transportiren soll! Wir halten uns lieber an die Thatsache, dass die Bewegungsfähigkeit der Eismasse als solcher anhaftet, als dass wir sie einem äusseren Agens zuschreiben sollten, welches schon der Mächtigkeit der heutigen grönländischen Eismassen, geschweige denn der der diluvialen Gletscher durch sein Volumen absolut nicht gewachsen ist. Ohne Viscosität geht es wie gesagt auch hier bei Stapff nicht ab und diese genügt zur Bewegung allein.

Fassen wir zum Schluss das Gesagte in Kürze zusammen, so müssen wir die Einwendungen, welche Stapff aus mathematisch-physikalischen Gründen gegen die Inlandeistheorie in ihrem heutigen Bestand erhoben hat, als durchaus misslungen bezeichnen. Sie stützten sich auf den Mangel an Bewegungsfähigkeit bei geringem Gefälle und waren auf die Theorie des Erddrucks begründet. Die Berechtigung zur Anwendung dieser Theorie erkennen wir an, obgleich wir eine physikalische Begründung dafür verlangen müssen; legt man aber ihre Gesetze als unumstössliche Principien der Mechanik zu Grunde, so entstehen daraus Consequenzen, welche, wenn mathematisch und physikalisch richtig gezogen, eine eminente Bewegungsfähigkeit für Inlandeismassen und Gletscher erweisen, eine Bewegungsfähigkeit, welcher auch das ganz verschwindend kleine Gefälle von 1′ keinen Halt zu gebieten im Stande ist.