Die Alpen im Lichte ihrer Schwerestörungen.

Von Prof. Dr. **E. A. Ansel**, Freiburg i. B.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Schwerestörungen im Gebiet der Schweizer Alpen — für das sie mit der erforderlichen Genauigkeit bekannt sind — in der Beziehung zum Gleichgewicht des tief in die Erdkruste eintauchenden Gebirgskörpers. Die Abweichung vom hydrostatischen Gleichgewicht ist deutlich ausgeprägt. Es laßt sich daraus ein Rückschluß auf die Festigkeit des tragenden Mittels ziehen und weiterhin erkennen, daß die ursprüngliche Scholle bei der Faltung nicht nur gehoben, sondern zugleich gedreht — Südfuß nach oben — und in der Richtung des Zusammenschubes (etwa in dem Verhältnis 1.3) verkürzt wurde.

Die Intensitat der Schwerkraft über der mittleren Tiefsee und auf den Flachländern der Kontinente ist nach den Ergebnissen aus Schweremessungen annahernd gleich; der augenfallige Gegensatz zwischen Kontinent und Ozean kommt in ihr nicht zum Ausdruck bis auf geringfugige Störungen, die der Große nach, außer in den hierin ebenfalls eine Sonderstellung einnehmenden Gebirgen und über Tiefseegraben, an keiner Stelle die Anziehung einer Gesteinsschicht von wenigen hundert Metern Mächtigkeit ubertreffen. Aber aus dieser Tatsache allein laßt sich noch kein sicherer Rückschluß auf das Gleichgewicht der Kontinente gegenuber den subozeanischen Massen ziehen. Eine überaus wichtige Erganzung erhielt sie durch den Nachweis, daß die aus geodätischen Messungen erhaltene Abplattung des mittleren Erdellipsoides ziemlich nahe mit der aus dem Clairautschen Theorem berechneten übereinstimmt, wenn man es auf die Schwere an der Erdoberfläche anwendet. Der Unterschied beider Werte nach den zuverlassigsten Bestimmungen ist gering, jedenfalls läßt es sich noch nicht entscheiden, ob er eine reelle Bedeutung hat oder nicht. Für den Fall der Übereinstimmung folgt aus der Theorie, daß die Gestalt der Erde die eines flüssigen Körpers ist, in dem das Gleichgewicht aller Teile beherrscht wird durch ihre wechselseitige Newtonsche Anziehung und von der Fliehkraft aus der Rotation. Es ist ein hydrostatisches Gleichgewicht oder ein isostatisches, wie es meist bezeichnet wird. Da jedoch dem Begriff der Isostatie ein verschiedener Inhalt zukommt, je nachdem man seiner Definition die Auffassung Pratt's, die sich auch Helmert*) zu eigen gemacht hat, oder Airy's zugrunde legt, die heute mehr bevorzugt wird**), so erscheint die Beziehung des Gleichgewichts auf die Gesetze der Hydrostatik zweckmäßig, weil sie keiner verschiedenen Auslegung fahig sind.

Wenn alle Teile des Erdkorpers, also auch die Massen der äußeren Erdkruste, die Kontinente, sich in hydrostatischem Gleichgewicht befinden, dann ist die Annahme berechtigt, daß die Kontinente aus Schollen bestehen, die durch den Auftrieb in dem dichteren Mittel getragen werden, in das sie verhältnismäßig tief eintauchen. Daß dieses Mittel flussig sei, die Festlandschollen relativ starr, wie der naheliegende aber viel zu enge Vergleich mit dem Schwimmen von

*) Enc. d. Math. Wiss VI, 1, Heft 2, S. 15.
**) Dr. A. Born. Isostatie u. Schweremessung.

Eisschollen in Wasser aufdrängt, ist keine Bedingung, von der das hydrostatische Gleichgewicht abhängt, es verlangt nur, daß der Druck in der Tiefe des Schollenfußes derselbe sei, den die Scholle in der Schwimmlage dort ausubt.

Die Schwereintensität an der Erdoberfläche wird als die Normalschwere definiert fur den Fall, daß alle Teile hydrostatisch ausgewogen sind. An dem Zustand dieses Gleichgewichts wird nichts geändert, wenn man sich alle Landerhebungen oberhalb des Meeresniveaus beseitigt denkt durch radiales Verschieben der Massen in das Innere der Scholle, wobei ihr eingetauchtes Volumen unverandert bleibt, die Dichte jedoch gleichmaßig vergroßert wird. Ähnlich lassen sich die Einsenkungen behandelt denken, und in der Tat bedeutet die sogenannte Reduktion der Schwere in der freien Luft nichts als diesen physikalischen Prozeß, den man sich nicht nur an einer Stelle, sondern überall auf der ganzen Erde ausgeführt denkt. Das Ergebnis ist unter diesen Umstanden die Normalschwere im Meeresniveau.

Abweichungen von der Normalschwere hatten danach die Bedeutung, daß die betreffenden Schollen nicht durch den Auftrieb allein gehalten werden, sie erscheinen zu hoch oder zu tief gestellt, beurteilt nach der Schwimmlage. Daß diese Abweichungen keine bedeutenden Ausmaße erreichen, wenigstens nicht im Gebiet der Flachlandschollen, darauf weisen die geringen Unterschiede in der Schwere über der Tiefsee und dem Flachland der Kontinente hin.

Gegen die Auffassung, daß zwischen den Abweichungen der Schwereintensität von der Normalschwere und der Störung des hydrostatischen Gleichgewichts ein innerer Zusammenhang bestehe, kann aus der Potentialtheorie eingewandt werden, daß die gleiche Feldstärke an einer beliebigen Stelle außerhalb der Erde auf unendlich viele Arten der Massenanordnung in deren Innern erzeugt werden kann. Aber die Massen sollen auch im hydrostatischen Gleichgewicht sein; eine Bedingung, die die Multiplizitat der Massenverteilung stark einschrankt, und im Falle der Erde nur die Frage zur Entscheidung stellt, ob das Gleichgewicht der Krustenteile vollständig hydrostatisch ist oder nur genähert. Daß dieser Zustand einige Wahrscheinlichkeit besitzt, dafür spricht das Ergebnis der von Helmert 1915 veranlaßten Neuberechnung der Schwereformel aus dem seit 1900 erheblich angewachsenen Material (etwa 2000 Stationen umfassend). Die nach der Ausgleichung zurückbleibenden mittleren Fehler sind erheblich größer, als es bei der Genauigkeit der Ausgangsdaten zu erwarten war, und die abgeleitete Schwereformel erhält ein von der geographischen Lange abhangiges Glied. Daraus ist zu schließen, daß in der Tat kleine Abweichungen von der hydrostatischen Schollenlagerung auf größeren Gebieten vorkommen. Nicht einbezogen in die Ausgleichung sind die Ergebnisse aus Schweremessungen in Gebirgen, wo infolge der besonderen mechanischen Bedingungen, unter denen diese Körper stehen, auch bedeutendere Abweichungen von der hydrostatischen Einstellung zu erwarten sind. Erschwert werden Untersuchungen darüber durch die zu geringe Zahl von Pendelstationen in den einzelnen Gebirgen, mit Ausnahme des Gebietes der Schweizer Alpen, wo dank der Arbeiten der Schweizerischen Geodatischen Kommission unter Prof. Niethammer und Ing. Messerschmidt eine vorzügliche Tatsachenunterlage gewonnen wurde. Die Ergebnisse sind nach der geologischen Seite von Prof. Heim[1]) ausgewertet. Die Beziehung der Schwereanomalien zum Gleichgewicht und damit zur Statik des Alpenkörpers ist Gegenstand der vorliegenden Untersuchung.

Unter einer Scholle sei eine aus dem Festlandkomplex nach innen prismatisch abgegrenzte Masse verstanden. Sie ruht mit der Unterfläche auf dem dichteren tragenden Mittel, dem Untergrund. Ihre außere Begrenzung ist die freie Oberflache. Der Querschnitt soll so bemessen sein, daß die seitlichen Pressungen, unter denen der Körper steht, im Falle des Gleichgewichtes gegen radiale Verschiebungen auf den Druck in der Tiefe des Schollenfußes nicht maßgebend sind. Bezeichnen dann T den Tiefgang, h die Außenhohe der Scholle, beide vom Meeresniveau aus gerechnet, ϱ die mittlere Dichte, so ist der mittlere Druck an der Schollensohle mit Vernachlassigung des Atmospharendruckes bekanntlich

$$p = \varrho\,(T + h)\,g_s,$$

g_s = Schwereintensität im Schwerpunkt des Prismas.

Denkt man sich die Schollensubstanz entfernt und ohne Änderung des eingetauchten Schollenvolumens ersetzt durch die Massenanordnung zwischen der freien Oberflache der mittleren Tiefsee und dem Niveau des Schollenfußes: die ozeanische Wassersäule von der Mächtigkeit t (etwa 3.5 km) und der Dichte 1.03; darunter in dem Bereich $(T - t)$ das Krustenmaterial mit der mittleren Dichte ϱ', in das die Festlandschollen eintauchen, so besteht hydrostatisches Gleichgewicht gegen radiale Verschiebungen, wenn die neue Massenanordnung im Niveau T den gleichen Druck ausüben wurde, den daselbst die Scholle erzeugt. Andernfalls sind die betrachteten Massen ungleich und die Gleichgewichtsbedingung lautet dann:

$$p_r = \varrho\,(T + h)\,g_s - \{\varrho'\,T - (\varrho' - 1.03)\,t\}\,g_{s'} \quad \ldots\ldots\ldots (1)$$

wo $g_s = g_{s'}$ die Schwereintensisäten in den bezüglichen Schwerpunkten, p_r aber den Kompensationsdruck bedeutet, der zum stationaren Gleichgewicht von Schollen mit unter- oder übernormalem Tiefgang gehört, wobei die Schollen zu hoch oder zu tief gestellt sind. Ware das tragende Mittel flüssig in dem Sinne, daß es unter Dauerbeanspruchung beliebig kleine Druckunterschiede in jedem Niveau im Laufe hinreichend großer Zeit zum Ausgleich gelangen läßt, so könnte sich eine anormale Schollenlagerung nicht erhalten, weil es sich auf den hydrostatischen Horizont in jeder Tiefe einstellen würde. Beginnt aber die Bildsamkeit bei einem höheren als dem hydrostatischen Druck, so kann es den hydrostatischen Horizont wellenförmig, mit Sättel und Mulden, um so viel durchsetzen, als der hydrostatische Druck von der Fließspannung entfernt ist. Die Sattel tragen die zu hoch gestellten Festlandschollen; die Mulden beherbergen die zu tief gestellten Gebiete. Wenn sich daher nachweisen läßt, daß solche Abweichungen vom hydrostatischen Gleichgewicht bei der Lagerung der Festlandschollen vorkommen, so ist das tragende Mittel der Kruste fest. In gewissem Sinne läßt sich aus der Existenz von Faltengebirgen ein Argument zugunsten der Annahme ableiten, daß das Mittel, in das die Festlandschollen tief eintauchen, nicht nur das dichtere sei,

---

[1]) Das Gewicht der Berge. Jahrb. d. Schweiz. Alpenclubs, 53. Jahrgang, 1918.

sondern zugleich auch das hartere. Denn dem Faltungsdruck wird das weichere Mittel nachgeben, es erleidet dabei einen Zusammenschub ohne Volumänderung. Aus den Schwerestörungen in den Faltungsgebirgen läßt sich nun der Schluß ziehen, daß das leichtere Schollenmaterial an der Faltung überwiegend beteiligt war.

Die Beziehung zwischen dem individuellen Gleichgewicht einer Scholle gegen radiale Verschiebung und der mittleren Schwereintensitat an ihrer freien und, wie angenommen sei, ebenen Außenfläche, beruht auf der Vergleichung zweier Anziehungen. Beide haben gemeinsam die Anziehung der ganzen Erde mit Ausnahme des Beitrages von der im Schollenvolumen enthaltenen Masse. Bei der einen Teilanziehung betrachten wir die naturliche, in der Scholle wirklich vorhandene Masse, bei der anderen dagegen diejenige Masse, die zwecks Untersuchung des Gleichgewichtes nach Entfernung der ursprunglichen Masse in dem Raum zwischen Schollenfuß und Meeresniveau als substituiert gedacht wird. Von den Anziehungen in den beiden Anordnungen braucht man die Mittelwerte uber die äußeren, der Größe nach nahezu gleichen Oberflächen und dazu verhilft das Divergenztheorem der Potentialtheorie. Jeder der beiden Räume werde dazu mit einer dichtanschmiegenden, von Ecken und Kanten freien Flache umschlossen, sie hat zylindrische Gestalt mit Erzeugenden parallel zu einem Erdradius. Die äußeren und inneren Begrenzungsflachen seien parallel; ubrigens ist diese Annahme nicht wesentlich. Den Kraftfluß zerlegen wir in seine Anteile nach außen und innen, sie sind einander gleich, aber der Richtung nach entgegengesetzt, und in den Kraftfluß durch die Seitenflache. Bedeutet W das Schwerepotential an irgend einer Stelle der Oberfläche und $-\frac{\partial W}{\partial n}$ die Schwereintensität daselbst, so mißt das Integral $\int \frac{\partial W}{\partial n} \cdot d\sigma$, erstreckt über die ganze Oberflache den gesamten aus dem Innern der Fläche kommenden Kraftfluß $-4\pi f m_1$; m_1 bedeute die Schollenmasse. Danach ergibt sich als Mittelwert δg_1 der Anziehung an der freien Oberfläche der Scholle

$$\delta g_1 = -\frac{2\pi f m_1}{Q} - \frac{1}{2Q}\int_s \frac{\partial W}{\partial n} d\sigma,$$

wo f die Gravitationskonstante, Q die Querschnittsfläche bedeute und $\int_s \frac{\partial W}{\partial n} d\sigma$ den seitlich hindurchtretenden Kraftfluß bezeichnet. Im andern Fall umschließt die Fläche die Masse m_2 zwischen Meeresniveau und Schollentiefe T_1 und es folgt wegen $Q = \text{const}$

$$\delta g_2 = -\frac{2\pi f m_2}{Q} - \frac{1}{2Q}\int_{s'} \frac{\partial W}{\partial n} d\sigma.$$

Wenn $m_1 = m_2$, sind die rechten Seiten einander gleich und somit $\delta g_1 = \delta g_2$, für den Fall einer hydrostatischen Schollenlagerung. Bei der zweiten Massenordnung schneidet die Oberfläche mit dem Meeresniveau ab, und die Anziehung (g_2) der übrigen Erde zusammen mit δg_2 ergibt die Normalschwere in diesem Niveau, oder

$$\gamma_0 = (g_2) + \delta g_2.$$

Daruber, in der Höhe h über dem jetzt freien Meeresniveau, herrscht die Schwereintensität

$$\gamma = \gamma_0 \left(1 - \frac{2h}{R}\right),$$

wo R den mittleren Erdradius bedeutet und die höheren Potenzen von $\frac{h}{R}$ zu vernachlässigen sind. Mit dieser Schwereintensität werde die an der (ebenen oder schwach gekrümmten) Schollenoberflache verglichen, wenn das Gleichgewicht hydrostatisch. In diesem Fall ist wegen der Gleichheit der Massen $(m_1 = m_2)$ $\delta g_1 = \delta g_2$, und die Anziehung (g_1) der übrigen Erde geht aus der (g_2) für das Meeresniveau durch die normale Abnahme mit der Höhe hervor, daher ist im Mittelwert über die Oberfläche:

$$g = \gamma.$$

Denkt man sich diese Intensität g aus Messungen bekannt und nach der „Reduktion in freier Luft“ $+\frac{2h}{R}$ auf das Meeresniveau reduziert, wobei $g_0 = g + \frac{2h}{R}$ entsteht, so ist das Gleichgewicht hydrostatisch, wenn

$$\Delta g_0 \equiv g_0 - \gamma_0 = 0 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots (2)$$

Diese Gleichung bezieht sich auf Mittelwerte über größere Flächen, nicht auf Einzelergebnisse, die von örtlichen Anomalien der Dichte beeinflußt sein können, und von der Lage zum Schollenrand.

Statt den Kraftfluß durch Flachen verschiedener Größe zu betrachten, kann man ihn für dieselbe geschlossene Flache berechnen, die nun verschieden große Massen enthält. Der Schnitt durch die Scholle sei längs des Meeresniveaus geführt, die Fläche umschließt daher den Teil der Schollenmasse, der nach Abzug des äußeren Teils übrigbleibt, d. h. $m_1' = m_1 - \delta m_1$, hingegen bleibt die Masse m_2 unverändert und demgemäß auch ihr Kraftfluß durch die umschließende Flache. Der verminderten Masse m_1' entspricht aber der Kraftfluß

$$\delta g_1' = -\frac{2\pi f.(m_1 - \delta m_1)}{Q} - \frac{1}{2Q}\int\limits_{s'} \frac{\partial W}{\partial n}\, d\sigma.$$

Der seitlich austretende Kraftfluß ist der kleinen Masse $(m_1 - \delta m_1)$ wegen geringer als zuvor, und somit verschieden von dem fruheren um den Betrag $\frac{1}{2Q}\int\limits_{s'}^{s} \frac{\partial W}{\partial n}\, d\sigma$. Diesen gilt es abzuschätzen und dazu genügt die Annahme, daß die außere Platte kreisförmig und durch ein flaches Umdrehungsellipsoid approximierbar sei. Ist dann h die Dicke der Scheibe, so wird $h/2$ die halbe kleine Achse c des Umdrehungsellipsoids. Seine Anziehung X_0 auf einen beliebigen Punkt des Äquators wird durch das Verhältnis zu der Anziehung Z_0 an einem Ellipsoidpol bestimmt gemäß:

$$\frac{X_0}{Z_0} = a \frac{\left(\operatorname{arctg} \lambda - \frac{\lambda}{1+\lambda^2}\right)}{2\,c\,(\lambda - \operatorname{arctg} \lambda)},$$

dabei ist a die halbe große Achse der Meridianellipse und λ in dem speziellen Fall:

$$\lambda = \frac{a}{c}\sqrt{1-\frac{c^2}{a^2}}.$$

Mit wachsender Größe der Halbachse a konvergiert $\frac{X_0}{Z_0}$ gegen den Grenzwert $\pi/4$. Dieser Fall läßt sich praktisch stets hinreichend genau annähern, dann ist $X_0 = \frac{\pi}{4} Z_0$, anderseits folgt für die Anziehung am Pol:

$$Z_0 = -2\pi f \varrho h \left(1 - \frac{\pi h}{2a}\right).$$

Die Anziehung X_0 kann als Maß für den mittleren Kraftfluß pro Flacheneinheit durch die Seitenwand des flachen Zylinders angenommen werden, daher:

$$\frac{1}{2Q}\int_{s'}^{s} \frac{\partial W}{\partial n} \cdot d\sigma = X_0 \cdot \frac{2\pi a h}{2\pi a^2},$$

oder, mit Einführung des Wertes von X_0:

$$\frac{1}{2Q}\int_{s'}^{s} \frac{\partial W}{\partial n} d\sigma = 2\pi f \varrho h \cdot \frac{h\pi}{4a}\left(1 - \frac{\pi h}{2a}\right),$$

z. B. für $a = 12.5$ km, $h = 0{,}5$ km ist der Verlust, den $\delta g_1'$ durch den seitlichen Kraftstrom erfahrt, $< 0{,}001$ cm/sec^{-2}; er kommt nicht in Betracht. Der maximale Anziehungsverlust, um den sich δg_1 von $\delta g_1'$ unterscheidet, wird durch Z_0 gemessen, der aus den Messungen als Mittelwert über der ebenen Oberfläche gewonnen wird. Reduziert man den Mittelwert g über einer Scholle zuerst wie in freier Luft und zieht davon die Anziehung der äußeren Platte ab, so ergibt sich die Bouguer'sche Formel:

$$g_0'' = g + \frac{2h}{R} - 2\pi f \varrho h.$$

Gegen die Normalschwere im Meeresniveau ergibt sich die Differenz:

$$g_0'' - \gamma_0 = \left\{\left(g + \frac{2h}{R}\right) - \gamma_0\right\} - 2\pi f \varrho h,$$

oder mit $g_0'' - \gamma_0 = \Delta g_0''$

$$\Delta g_0'' = \Delta g_0 - 2\pi f \varrho h. \qquad (3)$$

Im Falle des hydrostatischen Gleichgewichtes ist $\varDelta g_0 = 0$, und die Außenhöhe h ist mit dem Schollentiefgang verbunden durch die Gleichgewichtsbedingung (1) mit $p_r = 0$

$$\varrho' T - (\varrho' - 1.03)t = \varrho(T + h).$$

Sei T_0 für $h = 0$ der Tiefgang einer mit dem Meeresniveau abschneidenden Festlandscholle, bestimmt durch $T_0 = \frac{(\varrho' - 1.03)\,T}{\varrho' - \varrho}$, so gehört zu einer Scholle mit der mittleren Außenhöhe h der Tiefgangsunterschied $T - T_0 = \varDelta T$, wo

$$(\varrho' - \varrho)\varDelta T = \varrho h, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3')$$

somit ist auch:

$$\varDelta g_0'' = -2\pi f(\varrho' - \varrho)\varDelta T. \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

In diesem Zusammenhang zeigt sich die Schwerestörung $\varDelta g_0''$ als ein Maß für den relativen Schollenauftrieb.

Abweichungen vom hydrostatischen Gleichgewicht heben sich, wie nun leicht zu erkennen, in den Schwerestörungen ab. An der Oberfläche einer zu hoch gestellten Scholle ist die Schwere übernormal, weil das tragende dichtere Mittel oberhalb des hydrostatischen Horizontes liegt, einen Sattel bildet und eine größere Masse herausragt. Demnach muß $\varDelta g_0$ positiv sein. Zugleich ist der Tiefgang, vom Meeresniveau aus gerechnet, unternormal; $\varDelta g_0''$, welches in jedem Falle einem Tiefgangsunterschied oder einem Auftrieb proportional, wird sich als zu klein ergeben. Verschwindet es überhaupt, während $\varDelta g_0$ positiv, so trägt der Schollenuntergrund die ganze äußere Last, wenn diese auf einer so großen Fläche ausgebreitet liegt, daß die Seitenspannungen am eingetauchten Teil die Last nicht abstützen können. Übernormalem Tiefgang einer Scholle entspräche ein negatives $\varDelta g_0$; die Scholle befindet sich in einer Mulde des tragenden Mittels, die mit dem weniger dichten Schollenmaterial ausgefüllt ist. Gegen diese Deutungen der Schwereanomalien läßt sich einwenden, daß Dichteanomalien, sei es in der Scholle, sei es unterhalb, wenn sie nur ausgebreitet genug sind, dieselbe Wirkung in der Schwere zeigen würden, wie Schollen der normalen mittleren Dichte, die zu hoch oder zu tief gestellt sind. In keinem Falle herrscht hydrostatisches Gleichgewicht, und auf diese Unterscheidung kommt es in erster Linie an, wenn der Versuch gemacht werden soll, die Statik der Erdkruste aus den Dokumenten der Schwereanomalien zu verstehen. Der Übersicht wegen seien die Beziehungen der Schwereanomalien zum Gleichgewicht zusammengestellt.

1. Hydrostatisches Gleichgewicht:

$$[\varDelta g_0] = 0, \qquad [\varDelta g_0''] = -2\pi f \varrho h = -2\pi f(\varrho' - \varrho)\varDelta T;$$

2. nicht hydrostatisches Gleichgewicht:
   a) zu hoch gestellte Schollen

$$\varDelta g_0 > 0, \qquad \varDelta g_0'' = \varDelta g_0 - 2\pi f \varrho h > [\varDelta g_0''];$$

   b) zu tief gestellte Schollen

$$\varDelta g_0 < 0, \qquad \varDelta g_0'' < [\varDelta g_0''].$$

Wie sich diese Größen tatsächlich verhalten, darüber geben die Messungen an Berggipfelstationen Aufschluß — es sind Einzel-, nicht Mittelwerte —, aber der allgemeine Sinn der Abweichungen vom hydrostatischen Gleichgewicht tritt deutlich hervor:

	h	Δg_0	$\Delta g_0''$
	m	cm/sec^{-2}	cm/sec^{-2}
Feldberghof (Schwarzwald)	1281	$+0.136$	-0.005
Schneekoppe	1605	$+0.139$	-0.021
Ätna	2943	$+0.292$	-0.014
Pikes Peak.	4293	$+0.217$	-0.207
Montblanc	4807	$+0.200$	-0.214

Immerhin wäre es denkbar, daß die individuellen Berge die Schwimmlage nicht einnehmen, weil eingespannt in die Scholle, von der sie getragen werden; diese selbst kann sich dabei wohl im hydrostatischen Gleichgewicht befinden. Ein

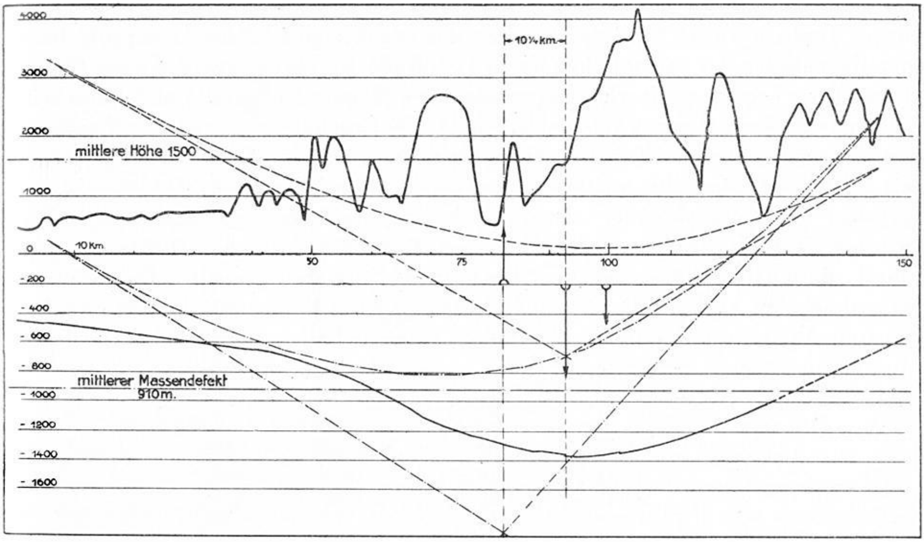

Fig. 1.

Analogon im kleinen wäre z. B. ein flacher ausgedehnter und schwimmender Eisberg, der eine größere Gesteinsmasse eingeschlossen trägt. Über derselben besteht eine positive Schwereanomalie $\Delta g_0 > 0$; aber im Mittel über die Oberfläche muß sich $\Delta g_0 = 0$ ergeben, da die zusätzliche Last den Gesamttiefgang entsprechend vergrößert. Aus Einzelwerten läßt sich daher kein zuverlässiger Schluß auf die Art des Gleichgewichtes ziehen, man muß dazu auf Mittelwerte der Schwereanomalien über größere Flächen zurückgehen, was ein engmaschiges Netz von Schwerestationen voraussetzt.

Ein hinreichend dichtes Netz von Beobachtungsstationen umfaßt das Gebiet der Schweiz. Es ist vorbildlich durch seine Dichte; eine Pendelstation auf etwa 200 qkm. Von den Ergebnissen dieser Messungen interessieren die Schwereanomalien, sie sind in der Form $\Delta g_0'' =$ const als Linien gleichen Massendefekts dargestellt und in dem Kärtchen zu der kleinen Schrift von Prof. Heim, „Das Gewicht der Berge“, veröffentlicht. Massendefekt bedeutet Auftrieb. Die Linien gleichen Auftriebes folgen der allgemeinen Richtung des Rhein-Rhône-Tals, einer, wie es scheint, bereits bei der Faltung ausgezeichneten Achse. Zur Bildung des mittleren Auftriebes ist das Gebiet in neun senkrecht zu dieser Achse liegende Streifen von 25 km Breite und 150 km Länge eingeteilt; die nordliche Grenze der Streifen fällt mit der Linie $\Delta g_0'' = 0.04$ cm/sec^{-2} ungefähr zusammen, der erste Schnitt geht am Montblanc-Massiv vorbei. In jedem Streifen wurden die Mittelwerte ($\Delta g_0''$) für schmale Felder gebildet und daraus die Resultierende nach der Methode der Zusammensetzung paralleler Krafte mittels des Seilpolygons ermittelt. Sie trifft das Meeresniveau — die Bezugsfläche der Darstellung — in einem Punkt, der Projektion des Auftriebmittelpunkts. Damit muß die Projektion der Schwerpunkte der äußeren Massen zusammenfallen, weil sonst ein Drehmoment um eine horizontale Achse durch den Gesamtschwerpunkt vorhanden ware. Deshalb wurde fur jeden Streifen das zugehörige mittlere Alpenprofil nach den Höhenlinien der geologischen Karte 1:500000 für die Schweiz mit einer für die Darstellung bequemen Überhöhung gezeichnet und danach ebenfalls mittels des Seilpolygons die Resultierende gebildet (s. Fig. 1). Die Ergebnisse nach den Kräfteplänen sind in nachstehender Tabelle zusammengestellt, wo zu jedem Streifen $[\Delta g_0'']$ als Mittelwert, und die mittlere Höhe der äußeren Masse zur Dichte 2.7 angegeben sind, die einander als Auftrieb und Last das Gleichgewicht halten wurden. Zum Vergleich sind die wirklichen Massen, auf dieselbe Dichte bezogen, durch die mittlere Höhe über dem Meeresniveau daneben gestellt. Die Große Δ bezeichnet den Abstand der Lote durch den außeren Massenmittelpunkt und den inneren Auftriebsmittelpunkt, dieser liegt in allen Fällen nordlich von dem Lot durch den äußeren Schwerpunkt.

Streifen	$[\Delta g_0'']$	Hydrostatische Gleichgewichts-höhe	Mittlere Alpenhöhe	Δ km
1	0.091	810	1600	$10^1/_4$
2	0.085	750	1850	$16^3/_4$
3	0.090	850	1760	$6^3/_4$
4	0.087	760	1720	10 0
5	0.080	710	1400	$14^3/_4$
6	0.089	790	1410	$12^1/_2$
7	0.110	980	1500	6
8	0.120	1060	1460	10
9	0.126	1120	1450	10

Daraus folgt: Von der äußeren, das Meeresniveau in der Gegenwart überragenden Masse sind 55 Proz. kompensiert durch den Auftrieb, der Rest, eine Masse von der mittleren Hohe 720 m und der Dichte 2.7 uber der heutigen Basis, wird vom Untergrund des Gebirges getragen, er nimmt dabei den entsprechenden Druck von rund 190 Atm. (nach dieser Rechnung) auf. Außerdem ist ein Drehmoment vorhanden, von dessen Größe das Gewicht der Alpen oberhalb des Meeresniveaus an einem Hebelarm von etwa 10 km eine Vorstellung gibt. Das Drehmoment sucht den Südfuß der Alpen zu senken, das nördliche Vorland zu heben und da Gleichgewicht besteht, müssen die Spannungen am eingetauchten Körper ein Moment von entgegengesetzter Größe ergeben. Nach der Schwerestörung beurteilt, erscheint der nördliche Teil, weil überkompensiert, zu tief gestellt, der sudliche dagegen zu hoch, oder: dichtere Massen liegen hier der Oberfläche näher als dort, wo bei der Aufwölbung des Gebirges im Untergrund eine Mulde sich gebildet hat, in die das leichtere Krustenmaterial eingesunken ist.

II. Ein gewisses Interesse beansprucht in diesem Zusammenhang die Frage nach dem Schollentiefgang. Er ergibt sich für eine mit dem Meeresniveau abschneidende, hydrostatisch ausgewogene Scholle aus:

$$T_0 = \frac{(\varrho' - 1.03)t}{\varrho' - \varrho}.$$

Maßgebend für den Tiefgang sind die Mittelwerte ϱ' und ϱ der Dichte und ihre Differenz, wie nachstehende Tabelle mit $\Delta\varrho = \varrho' - \varrho$ zeigt:

ϱ	$\Delta\varrho = 0.15$ T_0 km	$\Delta\varrho = 0.10$ T_0 km	$\Delta\varrho = 0.05$ km
2.75	40	60	120
2.80	41	62	124
2.85	42	64	128
2.90	44	66	132

Daraus folgt als (hydrostatische) Tiefgangsanderung, wenn die Außenhohe um 1 km zunimmt:

ϱ	$\Delta\varrho = 0.15$ ΔT km	$\Delta\varrho = 0.10$ ΔT km	$\Delta\varrho = 0.05$ ΔT km
2.75	18.3	27 5	55
2 80	18.7	28.0	56
2.85	19.0	28.5	57
2.90	19.3	29.0	58

Mit der Annahme von $\Delta\varrho = 0.1$ ergibt sich ein Tiefgang von 60 km fur eine Scholle in ungestorter Schwimmlage, ein Wert, der eine gewisse Stutze erhält aus den Beobachtungen uber die Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erdbebenwellen mit der Tiefe. So hat Mohorovičič*) eine sprunghafte Geschwindigkeitsänderung in etwa 58 km Tiefe aufgedeckt, und neuerdings wies Dr. Gutenberg**) nach, daß in Mitteleuropa in einer Tiefe von etwa 55 km die Geschwindigkeiten longitudinaler Erdbebenwellen sich von 5.9 km/sec auf 8 km/sec andern, dies bedeutet aber, daß die Festigkeit der tieferen Substanz nahezu doppelt so groß ist wie diejenige oberhalb dieser Grenzfläche. Wenn die Alpen aus einer Scholle von dieser Mächtigkeit hervorgegangen sind, so läge ihr gegenwärtiger mittlerer Tiefgang bei 84 km; er mußte sich aus Erdbebenwellen, die unterhalb und durch den Alpenkorper fortgepflanzt werden, bestimmen lassen. Bei dem Zusammenschub einer Scholle wird eine Arbeit von dem Faltungsdruck geleistet, die abgesehen von dem auf die Reibung entfallenden und in Wärme umgesetzten Anteil bestimmt ist aus dem mittleren hydrostatischen Druck p_n bei der Tiefgangsänderung von T_1 auf T_2 der Scholle und der Verschiebung $T_2 - T_1 = \Delta T$ gemäß

$$A = p_n \Delta T.$$

---

*) Jahrb. d. meteorol. Observ. f. d. Jahr 1909. Zagreb 1910.

**) Theorie der Erdbebenwellen.

Sei für die Alpenscholle angenommen $T_1 = 60$ km vor, $T_2 = 84$ km nach der Faltung, ihre mittlere Dichte 2.7, dann betrug $p_n = 19500$ Atm. Durch den Zusammenschub der Scholle, bis sie diesen Tiefgang erreichte, nahm die Außenhöhe zu bis auf 900 m; im Mittel und pro cm^2 wurde dabei die Arbeit geleistet: $A = 4.8 \times 10^8$ kg m/cm^{-2}.

Hatte die Scholle anfanglich eine Dicke von 60 km, so stand sie unter einem mittleren hydrostatischen Druck von 8100 Atm.; am Schluß der Faltung betrug er, nach den heutigen Abmessungen beurteilt, 11400 Atm. Der mittlere Arbeitsdruck in der horizontalen Schubrichtung lag demnach bei $p_s = 9700$ Atm.

Der Zusammenschub erfolgte in der Hauptsache auf einer Basis, deren Querschnittsbreite in der Gegenwart 100 km beträgt. Solange die hydrostatische Einstellung der Scholle nicht gestört wurde, mußte die Arbeit bei der Querverkürzung die gleiche sein wie die zur Tiefgangsänderung, oder $p_n \varDelta T = p_s \varDelta S$. Mit dem Wert für $p_s = 9700$ Atm. ergibt sich $\varDelta S = 50$ km, d. h. Punkte, die horizontal 150 km vor dem Zusammenschub in dessen Richtung auseinander lagen, befinden sich jetzt in einem Abstand von 50 km. Die Verkurzung erfolgte im Verhältnis von 1 : 3.

Aus der Konstanz des Volumens der Scholle läßt sich gleichfalls ein Rückschluß auf die Querschnittsverkürzung ziehen, sie ergibt sich zu $\varDelta S = 44$ km, eine Zahl, die mit der ersten (50 km) befriedigend ubereinstimmt. Jedoch kann der Unterschied auch bedeuten, daß die Faltung mit einer beträchtlich höheren Spannung einsetzte, als dem oben berechneten mittleren Druck von 9700 Atm. Die obere Grenze dieser Fließspannung ergibt sich aus der Arbeitsgleichung $p_n \varDelta T = p_s \varDelta S$ mit $\varDelta S = 44$ km zu $p_s \simeq 11000$ Atm. Dieser Druck unterscheidet sich nicht wesentlich von demjenigen, dem der Alpenkörper im eingetauchten Teil noch heute unterworfen ist. Allerdings ist es nicht mehr der Druck zur bildsamen Umformung, sonst hätte sich das hydrostatische Gleichgewicht im Laufe der Zeit herausgebildet, das tatsächlich nicht besteht, und man müßte daraus schließen, daß seit der Alpenfaltung eine Verfestigung des tragenden Untergrundes stattgefunden hat.

Da das Gebirge zu hoch gestellt ist, mußte ein Teil der Arbeit auf die Hebung der ganzen Scholle verwendet werden, gemessen an der noch vorhandenen Überhohung von etwa 0.7 km betrug sie wenige Prozente (etwa 3 Proz.) der Arbeit bei dem Zusammenschub, und in demselben Maßstabe sind die an der äußeren Faltung beteiligten Kräfte zu bewerten, die das Oberflächenrelief geprägt haben. Bedeutungsvoller erscheint indessen das Tiefenrelief, die Grenze zwischen den äußeren Festlandschollen und der inneren Kruste, denn es enthält auch die Narben, welche frühere Gebirge, die im heutigen Oberflächenrelief nicht mehr vorhanden sind, bei der Umbildung des Krustengleichgewichtes im Untergrunde hinterlassen haben; sie in den Schwerestörungen nachzuweisen, in denen das Tiefenrelief sich abzeichnet, hat aber kaum Aussicht auf Erfolg, solange die Messungen der Schwereintensität nicht in hinreichend engmaschigem Netz erfolgen.