

## Werk

**Jahr:** 1929

**Kollektion:** fid.geo

**Signatur:** 8 GEOGR PHYS 203:5

**Digitalisiert:** Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

**Werk Id:** PPN101433392X\_0005

**PURL:** [http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X\\_0005](http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0005)

**LOG Id:** LOG\_0018

**LOG Titel:** Über den größten möglichen Schwereunterschied

**LOG Typ:** article

## Übergeordnetes Werk

**Werk Id:** PPN101433392X

**PURL:** <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

**OPAC:** <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

## Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

## Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen  
Georg-August-Universität Göttingen  
Platz der Göttinger Sieben 1  
37073 Göttingen  
Germany  
Email: [gdz@sub.uni-goettingen.de](mailto:gdz@sub.uni-goettingen.de)

## Über den größten möglichen Schwereunterschied.

Von **Karl Jung**, Potsdam. — (Mit vier Abbildungen.)

Es wird eine für alle vorkommenden Fälle ausreichende Abschätzung für den größten möglichen, von Dichteunterschieden verursachten Schwereunterschied zwischen zwei Stationen  $P_1$  und  $P_3$  abgeleitet. Das Ergebnis wird in Form von übersichtlichen Kurven für den praktischen Gebrauch wiedergegeben.

Bisweilen kommt es vor, daß die auf benachbarten Stationen gemessenen Schwerewerte einen unwahrscheinlich hohen Unterschied haben. Besonders bei sehr kleinen Stationsabständen ist dies der Fall, wenn Ungenauigkeit der Messungen und Reduktionen einen verhältnismäßig großen Teil der gefundenen Schweredifferenz ausmachen können. Für solche Fälle\*) ist es vorteilhaft, Abschätzungsmöglichkeiten für den größten unter den gegebenen Umständen möglichen Schwereunterschied zu besitzen. Eine in den meisten Fällen ausreichende Abschätzung soll im folgenden abgeleitet werden.

1. Schwereunterschiede und ihre Ursachen. Schwereunterschiede an verschiedenen Stationen haben folgende Ursachen:

- a) Geographische Lage auf der rotierenden, abgeplatteten Erdfigur;
- b) verschiedene Meereshöhe der Stationen;
- c) die topographische Gestalt des Geländes;
- d) im Untergrund verborgene Dichteunterschiede.

Die Wirkung a) ist in den bekannten Schwereformeln von Helmert, Berroth, Heiskanen u. a. wiedergegeben und kann berücksichtigt werden. Die Schwereformeln enthalten die Wirkung der Rotation und Abplattung, nach Abzug des ihnen entsprechenden Normalwertes kann die Erde als ruhend und kugelförmig angesehen werden. Die Einflüsse b) und c) werden durch eins der geläufigen Verfahren zur Reduktion auf gleiche Meereshöhe (einschließlich topographische Reduktion) beseitigt. Alsdann bleibt nur noch d) übrig, der Einfluß der im Untergrund verborgenen Dichteunterschiede. Mit ihm allein soll sich im folgenden befaßt werden.

2. Schranken der durch Dichteunterschiede hervorgerufenen Schwereunterschiede. Die Einflüsse a), b), c) seien bereits abgezogen. Was noch an Schwereunterschieden bleibt, hängt außer von den Ungenauigkeiten der Messung nur noch von mehr oder weniger unbekanntem Dichteunterschieden ab. Um die Zuverlässigkeit der Messung zu prüfen, ist es notwendig, den größten möglichen Einfluß der Dichteunterschiede abzuschätzen. Ihre Wirkung ist nämlich nicht unbeschränkt, sie hängt ab von der Stations-

---

\*) Ein Beispiel hierfür wird vom Verfasser in einer späteren Arbeit behandelt werden.

entfernung, von den möglichen Dichteunterschieden und von dem Volumen, in dem die Dichteunterschiede sich ausbreiten, und wächst mit ihnen. Für alle drei bestehen obere Grenzen. Somit können auch die Schwereunterschiede nicht über alle Schranken wachsen. Es gibt größte mögliche Schwereunterschiede.

Ihre Berechnung läßt sich eventuell durch vernünftige Beschränkungen über die Ausdehnung der Dichteunterschiede (z. B. Ausgleichstiefe) vereinfachen.

3. Einfache Abschätzung des größten möglichen, von Dichteunterschieden hervorgerufenen Schwereunterschieds (nur für große Stationsentfernungen). Bei zwei Stationen müssen unter der Station mit größerer Schwere dichtere Gesteine liegen, die unter der anderen Station fehlen. Die einfachste Abschätzung der Wirkung dieser Gesteine erhält man unter der Annahme, daß sich eine horizontale, unendlich ausgedehnte Gesteinsplatte unter der erstgenannten Station befindet, die auf die andere Station nicht einwirkt. Die Wirkung einer solchen mit der Dichte  $\Delta\sigma$  belegten Schicht von der Dicke  $d$  beträgt

$$\Delta g = 2k^2 \cdot \Delta\sigma \cdot \pi \cdot d \quad (k^2 = \text{Gravitationskonstante}).$$

Mit  $k^2 = 6,67 \cdot 10^{-8}$  erhält man

$$\Delta g = 42 \cdot \Delta\sigma \cdot d \text{ Milligal} = 42 \cdot \Delta\sigma \cdot d \cdot 10^{-3} \text{ cgs-Einheiten (} d \text{ in Kilometer).}$$

Bequem ist bei dieser Abschätzung, daß die Stationsentfernung nicht eingeht, und daß sich die Schweredifferenz proportional der Dicke der Gesteinsplatte ergibt. Es ist jedoch klar, daß diese Abschätzung nur sehr bedingt brauchbare Resultate liefert, nämlich nur dann, wenn die der Berechnung zugrunde gelegte Annahme, daß sich die Gesteinsplatte unendlich weit ausdehnt, nicht gar zu einschneidend ist. Da die dichten Massen sich in Wirklichkeit nicht bis unter die Station mit geringerer Schwere erstrecken, kann die Gesteinsplatte strenggenommen nicht als nach allen Richtungen unendlich ausgedehnt angesetzt werden, eine Grenze befindet sich jedenfalls zwischen beiden Stationen. Die vorliegende Abschätzung ist nur dann zulässig, wenn beide Stationen hinreichend weit von dieser Grenze entfernt sind, also nur bei im Verhältnis zur Dicke der wirksamen Schichten sehr großem Stationsabstand. Im allgemeinen ergibt sie viel zu große Beträge und ist gerade für den wichtigen Fall sehr kleiner Stationsabstände nicht einmal der Größenordnung nach richtig.

Es soll im folgenden eine für alle vorkommenden Fälle ausreichende, auch die Krümmung der Erdoberfläche berücksichtigende Abschätzung abgeleitet werden.

4. Ableitung einer für alle vorkommenden Fälle ausreichenden Abschätzung für den größten möglichen, von Dichteunterschieden verursachten Schwereunterschied. Auf der ganzen Erde ist die Schwerkraft mit nur geringen Abweichungen nach dem Erdmittelpunkt gerichtet. Da

die praktisch vorkommenden Störungen die Schwerkraft nur um höchstens einige Minuten ablenken, ist es bei Abschätzungen erlaubt, die Schwerkraft als zum Erdmittelpunkt gerichtet anzunehmen und die Wirkung von Störungsmassen auf die Schwerkraft der Wirkung auf die nach dem Erdmittelpunkt gerichteten Komponente gleichzusetzen.

Es werden (Fig. 1 a) zwei Stationen  $P_1$  und  $P_2$  betrachtet, ihr Abstand auf der Erdoberfläche sei  $2a$ . Bei kleinem Stationsabstand kann  $a$  als Strecke, bei sehr großem Abstand muß  $a$  als Bogen angesehen werden. Die Richtung zum Erdmittelpunkt wird mit  $Z$  bezeichnet.

$O$  sei der Mittelpunkt von  $P_1P_2$ . Durch  $O$  wird die Symmetrieebene zu  $P_1$  und  $P_2$ , senkrecht auf  $P_1P_2$  gelegt. Diese Ebene teilt den unterhalb von  $P_1$  und  $P_2$  befindlichen Raum in zwei Teile. Wird ein beliebiger Punkt des Raumteils unter  $P_2$  mit Masse belegt, so ist deren Wirkung auf die  $Z$ -Komponente der Schwerkraft in  $P_2$  größer als in  $P_1$ . Man erhält also den größten denkbaren Unterschied der  $Z$ -Komponente der Schwerkraft zwischen  $P_1$  und  $P_2$ , wenn der ganze Raumteil unter  $P_2$  mit einer um  $\Delta\sigma$  dichteren Masse belegt ist als der Raumteil unter  $P_1$ . Die gleiche Wirkung erhält man, wenn man unter  $P_1$  gar keine Masse, unter  $P_2$  die Dichte  $\Delta\sigma$  annimmt. Hierbei kann  $\Delta\sigma$  konstant angenommen werden. Sind bei den in der Natur vorkommenden Fällen mehr als zwei verschiedene Dichten, also mehr als ein Dichteunterschied  $\Delta\sigma$  zu berücksichtigen, so ist für  $\Delta\sigma$  der größte der vorhandenen Dichteunterschiede oder ein geeigneter Mittelwert einzusetzen.

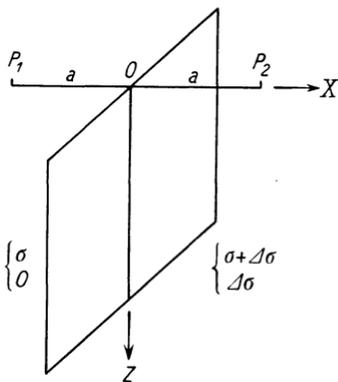


Fig. 1 a.

Aus dem mit  $\Delta\sigma$  belegten Raumteil schneidet das Volumen der Erde eine Halbkugel aus. Der größte mögliche Schwereunterschied zwischen  $P_1$  und  $P_2$  wird also hervorgerufen durch eine Belegung der unter  $P_2$  liegenden Halberde mit dem Dichteunterschied  $\Delta\sigma$ .

Eine solche Massenverteilung ist mit den Beobachtungen nicht verträglich. Sie würde größere Schwereunterschiede und größere Abweichungen der Schwererichtung von der Richtung zum Erdmittelpunkt zur Folge haben als bisher durch Messungen festgestellt sind, auch dürfte sie sich astronomisch, z. B. in täglichen Schwankungen der Mondbewegung, bemerkbar machen. Außerdem kann man eine solche Massenverteilung nicht auf jedes beliebige Stationspaar beziehen.

Bedeutend geringer ist die den tatsächlichen Verhältnissen angetane Gewalt, wenn man annimmt, daß die Massenverteilung in der Erde bis sehr nahe an die Oberfläche kugelsymmetrisch ist und Dichteunterschiede der oben beschriebenen Art nur oberhalb einer bestimmten Tiefe, die höchstens gleich der

isostatischen Ausgleichstiefe anzunehmen ist, vorkommen. Eine solche Massenverteilung ist in Fig. 1 b wiedergegeben (die vordere Hälfte der mit  $\Delta\sigma$  belegten Halbkugelschale ist der plastischeren Darstellung wegen weggelassen). Sie geht immer noch weit über das wirklich Vorhandene hinaus, ist aber zu Abschätzungen wohl zu verwenden.

Nun kann man eine Massenordnung finden, die auf einen Punkt ( $P_I$  in Fig. 1 c) der Erdoberfläche eine Wirkung vom Betrag des Schwereunterschieds zwischen  $P_1$  und  $P_2$  ausübt. Man braucht nur die Punkte  $P_1$  und  $P_2$  mitsamt den auf sie wirkenden Massen längs  $P_1P_2$  so zu verschieben, daß  $P_1$  und  $P_2$  in  $P_I$  zusammenfallen. Hierdurch wird die mit  $\Delta\sigma$  belegte Halbkugelschale in

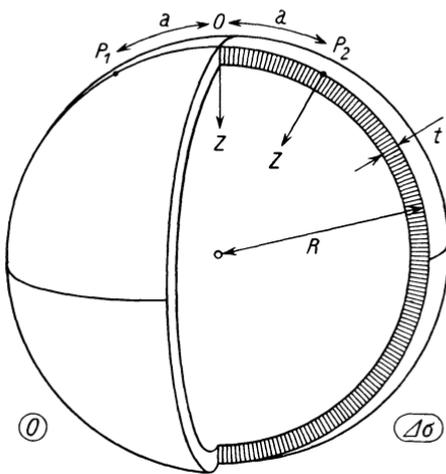


Fig. 1 b.

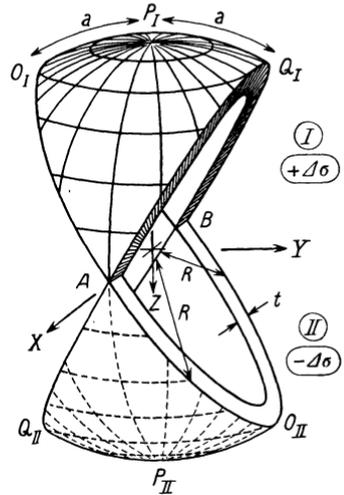


Fig. 1 c.

zwei gleichfalls mit  $\Delta\sigma$  belegte Halbkugelschalen zerlegt. Die eine entspricht der Wirkung auf  $P_2$  und ist von der Ebene  $AO_I B O_{II}$  begrenzt, die andere entspricht der Wirkung auf  $P_1$  und ist begrenzt von  $A Q_I A Q_{II}$ . Diese beiden Halbkugeln wirken auf  $P_I$  wie die ursprüngliche Halbkugelschale auf  $P_2$  und  $P_1$ . Durch Subtraktion der letztgenannten Halbkugelschale von der ersten erhält man die Massenordnung, die auf  $P_I$  eine Wirkung von der Größe des Schwereunterschieds zwischen  $P_1$  und  $P_2$  ausübt. Wie diese Massenordnung aussieht, zeigt Fig. 1 c: die Masse I mit der Dichte  $+\Delta\sigma$ , geformt wie die Schale einer Apfelsinenschnitte, liegt unter dem Punkt  $P_I$ , eine gleich geformte Masse II mit der Dichte  $-\Delta\sigma$  liegt unter seinen Antipoden bei  $P_{II}$ . Die größte Breite von I und II ist  $2a$ .

5. Berechnungen und Ergebnis. Die bei der Berechnung verwandten Koordinatensysteme zeigt Fig. 2. Zu bemerken ist nur, daß der Ursprung der Z-Achse in  $P_{II}$  und nicht im Erdmittelpunkt liegt. Der Erdradius

sei  $R$ , die Dicke der mit  $\pm \Delta\sigma$  belegten Schalen sei  $t$ . Der Abstand von dem Massenelement  $dm$  zum Aufpunkt  $P_I$  wird mit  $e$  bezeichnet.

Dann ist das Schwerepotential:

$$W = k^2 \int_{I, -II} \int \int \frac{dm}{e}$$

und die  $Z$ -Komponente der Schwerkraft.

$$\Delta g = \frac{\partial W}{\partial z} = k^2 \int_{I, -II} \int \int \frac{\xi dm}{e^3}.$$

Zu integrieren ist über  $I$  und  $II$  unter Berücksichtigung des Vorzeichens von  $\Delta\sigma$ .

Es ist praktisch, die Größe  $\varrho' = \frac{\varrho}{R}$

(später entsprechend  $t' = \frac{t}{R}$ ,  $a' = \frac{a}{R}$ ) ein-

zuführen. Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} \Delta g &= k^2 \cdot \Delta\sigma \cdot R \int_{I, -II} \int \int \frac{(1 - \varrho' \sin \varphi) \varrho'^2 \cos \varphi}{(1 + \varrho'^2 - 2 \varrho' \sin \varphi)^{3/2}} d\varrho' d\varphi d\lambda \\ &= k^2 \cdot \Delta\sigma \cdot R \int_{I, -II} \int \int J d\varrho' d\varphi d\lambda. \end{aligned}$$

Aus Symmetriegründen kann man viermal über ein Viertel von  $I$  und  $II$  integrieren und erhält somit:

$$\Delta g = 4 k^2 \cdot \Delta\sigma \cdot R \cdot \int \int \int J d\varrho' d\varphi d\lambda. \\ (A P_I Q_I, -A P_{II} Q_{II})$$

Für  $\varrho'$  sind die Integrationsgrenzen  $1 - t'$  und  $1$ . Über  $\varphi$  ist auf dem Meridian  $\lambda = \text{const}$  von der Ebene  $A Q_I B$  bis zum Pol  $P_I$  und von  $P_{II}$  bis zur Ebene  $A Q_{II} B$  zu integrieren. Integrationsgrenzen sind also

für  $I$ :  $\Phi$  und  $\pi/2$ , für  $II$ :  $-\pi/2$  und  $-\Phi$ .

Hierbei ist  $\Phi$  durch die Gleichung der Ebene  $A Q_I B Q_{II}$  bestimmt:

$$\frac{y}{R - z} = \text{tg } a' = \frac{\varrho \cos \Phi \sin \lambda}{\varrho \sin \Phi}, \quad \Phi = \text{arc cotg} \left( \frac{\text{tg } a'}{\sin \lambda} \right).$$

Zum Schluß wird über  $\lambda$  integriert von  $0$  bis  $\pi/2$ .

Somit ist:

$$\Delta g = 4 k^2 \cdot \Delta\sigma \cdot R \int_{\lambda=0}^{\pi/2} \int_{\varrho'=1-t'}^1 \left\{ \int_{\varphi=\Phi}^{\pi/2} J d\varphi - \int_{\varphi=-\pi/2}^{-\Phi} J d\varphi \right\} d\varrho' d\lambda.$$

Zur Durchführung der Integration über  $\varphi$  setzt man  $\sin \varphi = u$ ,  $\cos \varphi d\varphi = du$ . Das unbestimmte Integral ist

$$\int J d\varphi = \int \frac{(1 - \varrho' u) \varrho'^2 du}{(1 + \varrho'^2 - 2 \varrho' u)^{3/2}} = \frac{\varrho'^2 u - \varrho'^3}{\sqrt{1 + \varrho'^2 - 2 \varrho' u}} + \text{Const},$$

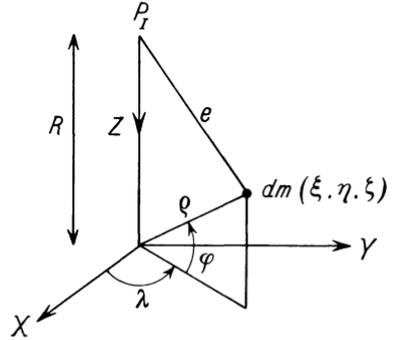


Fig. 2.

und man erhält durch Einsetzen der Grenzen

$$\int_{\varphi=\Phi}^{\pi/2} J d\varphi - \int_{\varphi=-\pi/2}^{-\Phi} J d\varphi = \frac{\varrho'^3 - \varrho'^2 U}{\sqrt{1 + \varrho'^2 - 2\varrho'U}} + \frac{\varrho'^3 + \varrho'^2 U}{\sqrt{1 + \varrho'^2 + 2\varrho'U}},$$

wobei

$$U = \sin \Phi = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\operatorname{tg} a'}{\sin \lambda}\right)^2}}.$$

Die Integration über  $\varrho'$  ist ebenfalls elementar möglich. Mit

$$\int \frac{\varrho'^3 d\varrho'}{\sqrt{1 + \varrho'^2 \pm 2\varrho'U}} = \left(\frac{\varrho'^2}{3} \mp \frac{5}{6} U \varrho' + \frac{5}{2} U^2 - \frac{2}{3}\right) \sqrt{1 + \varrho'^2 \pm 2\varrho'U} \\ \pm \left(\frac{3}{2} U - \frac{5}{2} U^3\right) \ln(\pm 2U + 2\varrho' + 2\sqrt{1 + \varrho'^2 \pm 2\varrho'U})$$

und

$$\int \frac{\varrho'^2 U d\varrho'}{\sqrt{1 + \varrho'^2 \pm 2\varrho'U}} = \left(\frac{1}{2} U \varrho' \mp \frac{3}{2} U^2\right) \sqrt{1 + \varrho'^2 \pm 2\varrho'U} \\ + \left(\frac{3}{2} U^2 - \frac{1}{2} U\right) \ln(\pm 2U + 2\varrho' + 2\sqrt{1 + \varrho'^2 \pm 2\varrho'U})$$

ergibt sich nach Einsetzen der Grenzen:

$$\int_{\varrho'=1-t'}^1 \left\{ \int_{\varphi=\Phi}^{\pi/2} J d\varphi - \int_{\varphi=-\pi/2}^{-\Phi} J d\varphi \right\} d\varrho \\ = -\left(\frac{1}{3} + \frac{1}{3} U - U^2\right) \sqrt{2(1+U)} - \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{3} U - U^2\right) \sqrt{2(1-U)} \\ + (U - U^3) \left[ \ln(1+U) + \sqrt{2(1+U)} \right] - \ln\left((1-U) + \sqrt{2(1-U)}\right) \\ - \left(\frac{(1-t')^2}{3} - \frac{1}{3} U(1-t') + U^2 - \frac{2}{3}\right) \sqrt{1 + (1-t')^2 + 2U(1-t')} \\ - \left(\frac{(1-t')^2}{3} + \frac{1}{3} U(1-t') + U^2 - \frac{2}{3}\right) \sqrt{1 + (1-t')^2 - 2U(1-t')} \\ - (U - U^3) \left[ \ln\left((1+U-t') + \sqrt{1 + (1-t')^2 + 2U(1-t')}\right) \right. \\ \left. - \ln\left((1-U-t') + \sqrt{1 + (1-t')^2 - 2U(1-t')}\right) \right].$$

Die Integration nach  $\lambda$  wird graphisch ausgeführt. Hierzu muß die rechte Seite der obigen Gleichung für verschiedene Wertepaare ( $t'$ ,  $a'$ ) und hinreichend viele Werte von  $\lambda$  berechnet werden. Diese umfangreiche Rechenarbeit läßt sich erheblich abkürzen, wenn man die Wurzeln und die Potenzen von  $1-t'$  nach  $t'$  entwickelt und  $t'$  gegen 1, entsprechend  $t'^2$  gegen  $t'$  und  $t'^2$  gegen 1 streicht. Das kann unbedenklich geschehen, da  $t'$  selbst für die Ausgleichstiefe von etwas über 100 km kleiner als  $\frac{1}{50}$  ist und Genauigkeiten bis auf mehrere Prozent ausreichen. Zu beachten ist nur, daß  $1-U$  bei kleinen Werten von

$a'$  fast Null werden kann. Deshalb ist  $t'$  nicht ohne vorherige Prüfung gegen  $1 - U$  zu vernachlässigen, und  $\frac{t'^2}{2(1-U)}$  kann nicht stets als kleine Größe angesehen und gestrichen werden.

Führt man diese Vereinfachungen durch, so erhält man:

$$\Delta g = 4k^2 \cdot \Delta \sigma \cdot R \cdot \int_{\lambda=0}^{\pi/2} K d\lambda,$$

$$K = t' \left[ \sqrt{1 + \frac{t'^2}{2(1-U)}} \cdot \frac{2+U}{3} \sqrt{2(1-U)} + \frac{1}{2} (1-U+U^2) \sqrt{2(1+U)} \right] + \left( \frac{1-U}{3} - U^2 \right) \sqrt{2(1-U)} \left[ \left( \sqrt{1 + \frac{t'^2}{2(1-U)}} - 1 \right) - \frac{t'^2}{2\sqrt{1 + \frac{t'^2}{2(1-U)}}} \right] + 2.30 \cdot U(1+U)(1-U) \cdot \log_{(10)} \frac{[(1-U) - t'] + \sqrt{2(1-U)} \cdot \sqrt{1 + \frac{t'^2}{2(1-U)}}}{(1-U) + \sqrt{2(1-U)}}$$

$$U = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\operatorname{tg} a'}{\sin \lambda}\right)^2}} \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{a'}{\sin \lambda}\right)^2}} \text{ für kleine Werte von } a'$$

Für  $t = 100, 10, 1$  km und  $a = 100, 10, 1$  km,  $100$  m wurde die Berechnung von  $K$  für hinreichend viele Werte von  $\lambda$  ( $\frac{1}{2}, 1, 5, 10, 30, 60, 90^\circ$ ) durchgeführt, bei den kleineren Werten von  $\lambda$  auf etwa 5 Proz., bei den größeren Werten von  $\lambda$  auf etwa 10 Proz. genau. Für jedes Wertepaar ( $t, a$ ) wurde eine  $K(\lambda)$ -Kurve gezeichnet, durch Auszählen integriert und das Ergebnis geprüft, indem die Flächen aus Karton ausgeschnitten und auf der Briefwaage gewogen wurden. Aus den so erhaltenen

Werten für  $\int_{\lambda=0}^{\pi/2} K d\lambda$  wurde  $\frac{\Delta g}{\Delta \sigma}$

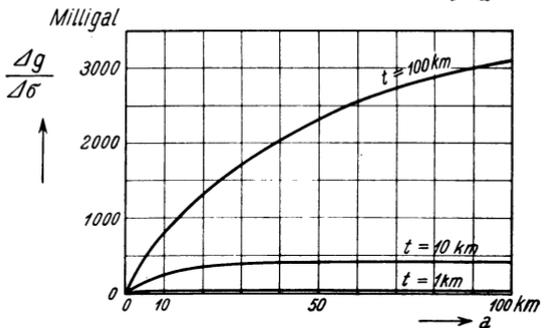
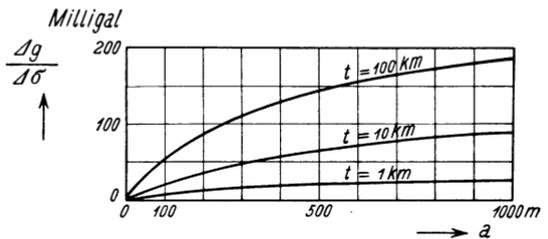


Fig. 3.

unter Annahme von  $k^2 = 6,67 \cdot 10^{-8}$  und  $R = 6370$  km für jedes Wertepaar ( $t, a$ ) berechnet und das Ergebnis schließlich als Kurve (Fig. 3) aufgetragen.

Die Ordinaten der Fig. 3, mit  $\Delta\sigma$  multipliziert, geben also den größten möglichen, von im Untergrund verborgenen Dichteunterschieden verursachten Unterschied der Schwere in  $P_1$  und  $P_2$  an, wobei  $a$  die halbe Entfernung zwischen  $P_1$  und  $P_2$  bedeutet und  $t$  die Tiefe ist, bis zu der der Dichteunterschied  $\Delta\sigma$  vorkommt.

6. Kurze Diskussion des Ergebnisses. Wie eine flüchtige Betrachtung der Kurven (Fig. 3) zeigt, steigt  $\frac{\Delta g}{\Delta\sigma}$  mit wachsendem  $a$  von Null

bis zu einem Höchstwert an. Dieser Höchstwert ist etwa  $40 \cdot t$  ( $t$  in Kilometer), also so gut wie gleich dem Werte, den man mittels der einfachen, auf S. 66 gebrachten Abschätzung findet. Wie dort schon gesagt, ist diese Abschätzung nur für große Stationsentfernungen gültig. Bei  $a = t$  ist etwa  $\frac{3}{4}$ , bei  $a = \frac{1}{10} t$  etwa  $\frac{1}{5}$ , bei  $a = \frac{1}{100} t$  etwa  $\frac{1}{20}$  und bei  $a = \frac{1}{1000} t$  etwa  $\frac{1}{100}$  des Höchstbetrages  $\frac{\Delta g}{\Delta\sigma} = 40 t$  ( $t$  in

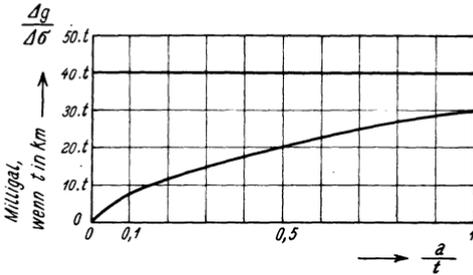


Fig. 4.

Kilometer) erreicht (Fig. 4). Größere, von Dichteunterschieden hervorgerufene Schwereunterschiede sind nicht möglich und werden, falls sie beobachtet sind, von Ungenauigkeiten der Messung und der Reduktionen vorgetäuscht, wenn man nicht Annahmen über die Dichteverteilung im Untergrund machen will, die von den bisherigen Erkenntnissen weit abweichen.

Potsdam, Geodätisches Institut, März 1929.

## Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Rahmenmethoden.

Von J. N. Hummel. — (Mit einer Abbildung.)

Das magnetische Feld eines durch den Untergrund gesandten stationären Stromes wird für den Fall untersucht, daß Rotationskörper abweichender Leitfähigkeit im sonst homogenen isotropen Medium eingelagert sind, wobei die Rotationsachse in der Richtung des homogenen Stromfeldes liegt. Es gelingt zu zeigen, daß bei tief unter der Erdoberfläche liegenden Einlagerungen die Störungen im normalen regelmäßigen Magnetfelde an der Oberfläche nahezu gleichzeitig mit den Verzerrungen im zugehörigen Potentiallinienbilde verschwinden.

Wird mittels Elektroden ein künstliches Stromfeld im Erdboden erzeugt, so kann an der Erdoberfläche entweder das Stromfeld selbst, oder aber das magnetische Feld des Stromes vermessen werden. Die Feststellung des Stromverlaufes geschieht vorteilhaft indirekt mit den Potentiallinienmethoden, bei