

Werk

Jahr: 1924

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:1

Werk Id: PPN101433392X_0001

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PID=PPN101433392X_0001 | LOG_0011

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 there 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

gefolgt ist, dann kann die Menge des aus der Atmosphäre in den Weltraum abgegebenen Wasserstoffs vom Ende der Verfestigung an als gering betrachtet werden. Wenn das zutrifft, so müßten, worauf mich Herr Angenheister aufmerksam machte, die auf der Erde vorhandenen Massen des freien Sauerstoffs dividiert durch die Massen des Wassers gleich sein dem Dissoziationsgrade des Wasserdampfes bei der Temperatur des Beginns der Erstarrung der Erdoberfläche.

Das in Wasserstoff verwandelte Weltmeer würde einen Druck von 260 Atm. ausüben, der dem Sauerstoff der Luft äquivalente Wasserdampf den Druck von 0.22 Atm. Der Quotient $\frac{0.22}{2660} = 0.0008$ sollte also gleich sein dem Dissoziationsgrade des Wassers bei 260 Atm. und der Temperatur des Beginns der Erstarrung der Erdoberfläche. Dieser ergibt sich bei $T = 1800^\circ$ zu 0.0003 und bei $T = 1900^\circ$ zu 0.0006 *). Aus jenem Quotienten würde sich also die Temperatur des Beginns der Erstarrung der Erdoberfläche um etwa 200° zu hoch ergeben. Da aber auch während der schnelleren Abkühlung nach dem Beginn der Erstarrung der Erdoberfläche merkliche Mengen von Wasserstoff in den Weltraum gegangen sein werden, so würde dadurch die berechnete Temperatur des Beginns der Erstarrung abnehmen.

Wir haben also zwischen vier Epochen der Bildung unserer Atmosphäre zu unterscheiden. In der ersten ging aus dem Gemenge von viel Wasserdampf wenig Sauerstoff und Wasserstoff, der Sauerstoff in die flüssige Silikatschicht und der Wasserstoff in den Weltraum. In der zweiten ging nur der Wasserstoff in den Weltraum und der überschüssige Sauerstoff reicherte sich an. In der dritten hörte das Abwandern des Wasserstoffs auf, weil die Temperatur der Atmosphäre schnell sank. Schließlich trat die Kondensation des Wasserdampfes ein, und es blieb das Gasgemenge unserer Atmosphäre zurück.

Göttingen, Institut für physikalische Chemie.

Ermittlung der Tiefe von schwerestörenden Massen mittels Drehwage.

Von Dr. O. Meisser.

Bei Drehwagenmessungen kommt es meistens darauf an, die Umrissse der Schwereanomalie festzustellen. Zu diesem Zwecke betrachtet man die horizontale Änderung der Schwerebeschleunigung g , um aus dem Verlauf der Isogammen auf die Ausdehnung der betreffenden störenden Masse zu schließen.

Im folgenden soll für eine schwerestörende Masse, die sich in erster Annäherung durch eine Kugel ersetzen läßt, gezeigt werden, daß die Drehwage

*) W. Nernst: Theoretische Chemie 1921, S. 765.

nicht nur — wie bekannt — deren Umriß angibt, sondern daß man auch die ungefähre Tiefe des Schwerpunktes des gravitierenden Gebildes angeben kann, falls Drehwagenbeobachtungen für mindestens zwei Stationen vorliegen.

Unter Zugrundelegung eines rechtwinkligen räumlichen Koordinatensystems (x, y, z) liefert, wenn U das Potential der Anziehung bedeutet, die Drehwage die Größen

$$P = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \dots \dots \dots (1)$$

$$Q = \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \dots \dots \dots (2)$$

$$R = \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} = \frac{\partial g}{\partial y} \dots \dots \dots (3)$$

$$S = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = \frac{\partial g}{\partial x} \dots \dots \dots (4)$$

Aus (3) und (4) folgt ferner

$$g_{P_s} = g_{P_i} + s \cdot \sqrt{R_i^2 + S_i^2} \dots \dots \dots (5)$$

wobei die Richtung s durch den Winkel α mit der positiven X -Achse durch

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{R}{S}$$

gegeben ist (Fig. 1).

Für gewöhnlich trägt man die Werte von $\frac{\partial g}{\partial s}$ in eine Karte ein, um die Umrisse des schwerstörenden Gebildes zu bestimmen. Dabei hat jedoch bei der Diskussion einige Vorsicht zu walten, wie J. Koenigsberger*) kürzlich gezeigt hat.

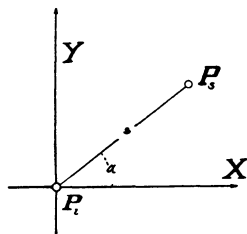


Fig. 1.

Für die weiteren Betrachtungen nehmen wir eine kugelförmige Masse an, deren Dichte σ_1 und die des umgebenden Mediums σ_2 sei. Liegt der Kugelmittelpunkt M im Ursprung des Koordinatensystems, so erhält man für einen außerhalb der Kugel gelegenen Aufpunkt folgende Ausdrücke für P, R, S :

$$\left. \begin{aligned} P &= 3 G(\sigma_1 - \sigma_2) \frac{V}{r^5} \cdot y \cdot x, & R &= 3 G(\sigma_1 - \sigma_2) \frac{V}{r^5} \cdot y \cdot z, \\ S &= 3 G(\sigma_1 - \sigma_2) \frac{V}{r^5} \cdot x \cdot z, \end{aligned} \right\} \dots (6)$$

worin V das Volumen der Kugel, $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ und die Gravitationskonstante $G = \frac{200}{3} \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ gr}^{-1} \text{ sec}^{-2}$ ist.

Zur Tiefenbestimmung kann man einmal, wie es J. Koenigsberger*) angibt, die Betrachtung von $\frac{\partial g}{\partial s}$ zugrunde legen. In Fig. 2 ist der Verlauf von

*) Koenigsberger, Petroleum XX, 16, S. 723, 1924.

$\frac{\partial g}{\partial s} / \left(\frac{\partial g}{\partial s} \right)_{\max}$ als Funktion der Entfernung des Aufpunktes von der Projektion des Kugelmittelpunktes M auf die Horizontalebene gegeben. Als Einheit für

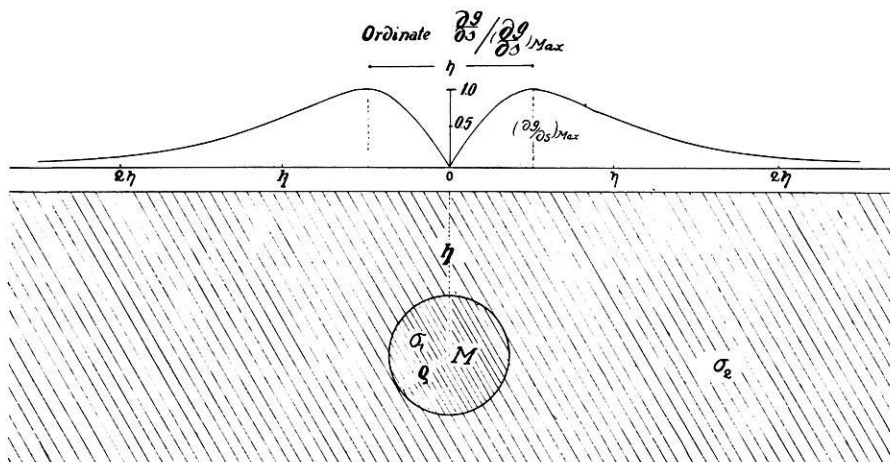


Fig. 2.

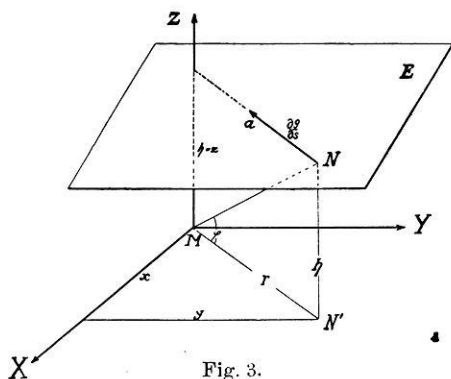


Fig. 3.

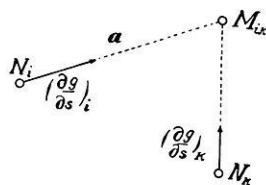


Fig. 4.

die Abszisse ist die Tiefe h des Kugelmittelpunktes unter der Oberfläche gewählt, während die Ordinaten auf die des Maximums bei $\pm h/2$

$$\left(\frac{\partial g}{\partial s} \right)_{\max} = 239,8 (\sigma_1 - \sigma_2) \left(\frac{q}{h} \right)^3 10^{-9} \text{ (C.G.S.)}$$

bezogen sind. Dadurch erhält die Kurve einen allgemeineren Charakter, zumal ihr relativer Verlauf auch unabhängig vom Kugelradius q ist. Aus Fig. 2 ersieht man, daß die Tiefe h gleich dem Durchmesser des Kreises ist, auf dessen Peripherie die Punkte mit den Maximalwerten $\left(\frac{\partial g}{\partial s} \right)_{\max}$ liegen.

Die eben angeführte Methode der Tiefenbestimmung benötigt immer eine ziemliche Zahl von Punkten. Im folgenden soll ein anderer Weg angegeben werden, der es gestattet, schon aus den Beobachtungen an nur zwei Stationen, Schlüsse auf die Tiefe der störenden Masse zu ziehen, falls sie sich in weiter Annäherung durch eine Kugel ersetzt denken läßt. Aus nebenstehender Fig. 3 ergibt sich für die Tiefe h

$$h = r \cdot \operatorname{tg} N \hat{M} N' = r \cdot \operatorname{tg} \varphi.$$

Dieser Ausdruck läßt sich umformen in

$$h = r \cdot z/x \cdot \sqrt{1 + (y/x)^2}.$$

Unter Beachtung der Relationen (6) findet man, — da $\hat{h} = a$ gleich der Entfernung des Aufpunktes von der Projektion des Kugelmittelpunktes auf die Horizontalebene E , —

$$h = a \cdot \frac{R \cdot S}{P \sqrt{R^2 + S^2}} \quad \dots \dots \dots (7)$$

Praktisch wird man so vorgehen, daß in eine Karte die den Punkten N_i entsprechenden Größen $\left(\frac{\partial g}{\partial s}\right)_i$ eingetragen werden (Fig. 4). Die Horizontalgradienten von N_i und N_k mögen sich im Punkte $M_{i,k}$ schneiden. Die Entfernung $N_i M_{i,k}$ liefert dann sofort das in Formel (7) benötigte a , während die Größen P_i , R_i und S_i sich aus den Angaben der Drehwage in N_i ergeben. Für die Anschaulichkeit dieses Verfahrens sei noch bemerkt, daß man es als ein Einschneiden des Kugelmittelpunktes von N_i und N_k aus ansprechen kann. Selbstverständlich stellt der so gewonnene Wert nur eine obere Grenze für die Tiefe h dar, innerhalb deren man sicher auf die schwerestörende Masse stoßen wird; denn in der Natur dürfte man kaum ein schwerestörendes Gebilde von idealer Kugelform vorfinden. Trotzdem kann aber Formel (7) dazu dienen, um bei gegebenen Verhältnissen eine schnelle Orientierung über die ungefähre Tiefe einer Schwereanomalie zu ermöglichen. Schließlich läßt die Relation (7) bei mehreren Punkten, deren errechneten Tiefen keinen einheitlichen Wert ergeben, rückwärts den Schluß zu, daß die unterirdische Masse sich hinsichtlich ihrer Anziehung nicht durch eine entsprechende Kugel ersetzen läßt und daher eine anders geartete Form besitzen muß.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, 25. Juli 1924.