

Werk

Jahr: 1926

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:2

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0002

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0002

LOG Id: LOG_0086

LOG Titel: Vorträge, gehalten auf der 5. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft im Anschluß an die
Düsseldorfer Naturforscher-Versammlung vom 22. bis 24. September 1926

LOG Typ: section

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

noch den, a zu verkleinern. Also auch hiernach sind systematische Einflüsse wahrscheinlich: $q = a/\varepsilon$ ist stets bedeutend größer als 1.

§ 6. Man wird also Herrn O. Myrbach beipflichten müssen, daß unzweifelhaft ein Mondeinfluß vorhanden ist, dessen genauere Art aber einstweilen noch nicht feststellbar ist. Offenbar sind alle uns bisher zur Verfügung stehenden Reihen noch viel zu kurz, um entscheidende Schlüsse über die bloße Tatsache der Einwirkung des Mondes hinaus zu gestatten.

Ein Beispiel, wie lange Zeiten zu einem sicheren Nachweis eines Mondeinflusses nötig sind, gibt unter anderem v. Mädler in einem fast vergessenen Werke²⁾. Aus 425 Jahren findet er, daß die Wahrscheinlichkeit eines guten Weinjahrs mit der Größe der im Jahre möglichen Monddeklinationen (entsprechend dem 18 jährigen Zyklus) von 52 auf 62 Proz., regelmäßig ansteigend, wächst. Nur die allerniedrigsten Deklinationen fallen etwas heraus. Es ist dies ein sehr hübsches Beispiel, sowohl für die Realität einer Mondeinwirkung, wie für die Länge der zu ihrem sicheren Nachweis erforderlichen Zeiträume!

Literatur.

1) O. Myrbach: Ein Beitrag zur Frage, ob Sonnenflecken und Mondphase einen auslösenden Einfluß auf Erdbeben haben. Zeitschr. f. Geophys. 2, Heft 6, S. 217—222.

2) v. Mädler: Der Himmel. (S. 132.) Hamburg 1871.

Vorträge, gehalten auf der 5. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft im Anschluß an die Düsseldorfer Naturforscher-Versammlung

vom 22. bis 24. September 1926.

Die Möglichkeit einer merkwürdigen Kompensationserscheinung bei der seismischen Aktivität verschiedener Faltungsgebiete.

Von V. Conrad in Wien — (Mit drei Abbildungen.)

Das einfachste und naheliegendste Problem der Periodizität der Erdbeben ist in ihrem täglichen und jährlichen Häufigkeitstang zu suchen.

Soweit es sich um die Statistik gefühlter Beben handelt, haben E. Tams, Cavasino, der Verfasser u. a. die Realität beider Häufigkeitsschwankungen zur Genüge erwiesen.

Bei der Wertung makroseismischen Materials im Hinblick auf die Erschließung von Periodizitäten bestehen bekanntlich bedeutende Schwierigkeiten, die sich auf eine eventuell wechselnde Beobachtungsfähigkeit der Menschen für Bodenverrückungen beziehen. Es sind drei Fälle möglich:

1. Die Reizschwelle ist konstant, die Bebenhäufigkeit unterliegt irgendwelchen reellen Schwankungen. Es liegt der Fall einer objektiven Häufigkeitsstatistik der Beben vor.

2. Die Reizschwelle ist variabel, die Bebenhäufigkeit innerhalb der betrachteten, gleichen Zeitabschnitte konstant. Die Statistik bezieht sich dann einzig und allein auf die Variation der Reizschwelle.

3. Reizschwelle und Bebenhäufigkeit sind periodische Funktionen der betrachteten Zeiten. In diesem Falle werden sich die beiden Schwankungen superponieren.

Um dieser Schwierigkeit der Problemstellung zu entgehen, wurden die in Wien (Zentralanstalt für Meteorologie) registrierten Nahbebendiagramme auf die obengenannten Periodizitäten untersucht. Auch dieses Material ist nicht völlig

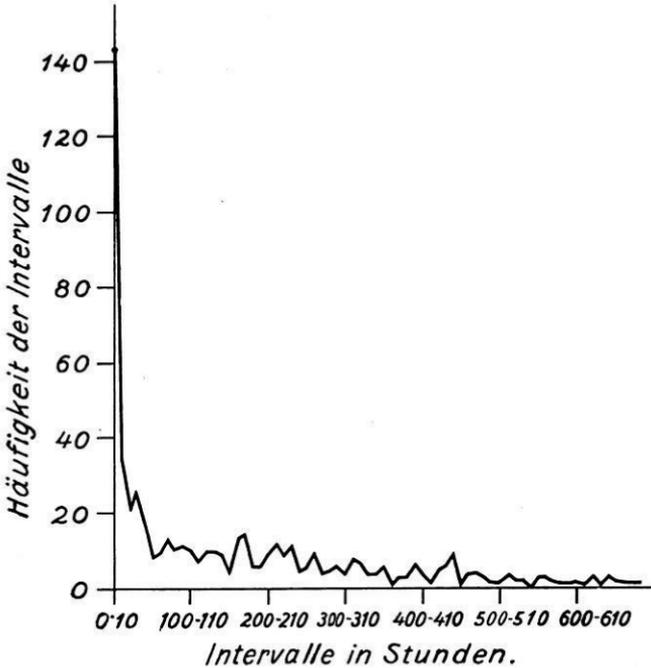


Fig. 1. Die Exponentialkurve.

frei von subjektiven Einflüssen und anderen Fehlerquellen. Während die ersteren durch Auswählen der Diagrammintensität II und III nach der Göttinger Skala so ziemlich eliminiert werden können, bleibt noch als schwerwiegendste Fehlerquelle die Existenz der Nachbeben, die nach Tams (die Frage der Periodizität der Erdbeben) zwar auch eventuell eine von Tages- und Jahreszeit abhängige Häufigkeitsschwankung zeigen, im großen und ganzen jedoch ihrer Häufigkeit nach in einer Abklingungskurve verlaufen müssen.

So wurde vor allem der Versuch gemacht, ein quantitatives Kriterium für die Ausschaltung der Nachbeben zu finden. Es wurden die Zeitdifferenzen zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Nahbebendiagrammen ($\Delta \leq 1000$ km) gebildet. Als Einheit für die Verteilungstafel wurde ein 10 stündiges Zeitinter-

vall genommen. Die Fig. 1 zeigt graphisch die resultierende Verteilung der Häufigkeiten für steigende Zeitintervalle. Von den 658 Nahbeben, die in den 20 Jahren 1906 bis 1925 in Wien registriert wurden, hatten 22 Proz. ein Zeitintervall zwischen 0 und 10 Stunden. Die Häufigkeitskurve fällt dann rasch gegen die Abszissenachse ab, um sich ihr in unregelmäßigen Schwankungen sehr langsam zu nähern. Der erste Teil der Kurve bis zu einem Zeitintervall von 50 bis 60 Stunden läßt sich in genügender Annäherung durch eine Exponentialkurve darstellen. Die übrigbleibende Restkurve könnte vielleicht aussagen, daß bestimmte größere Zeitdifferenzen zwischen zwei Beben bevorzugt sind. Daraus könnte eine gewisse Neigung zum periodischen Ablauf der Erdbebenhäufigkeit vermutet werden, wobei die große Rolle des Zufalls auch hier gewiß nicht übersehen werden darf.

Auf Grund dieser Untersuchung wurde ein Beben dann als Nachbeben angesprochen und als solches eliminiert, wenn es dem vorangehenden binnen rund 50 Stunden oder einer kleineren Zeitspanne nachfolgte. Dazu tritt noch die Bedingung halbwegs gleicher Herdkoordinaten.

Nach Ausschaltung der Nachbeben blieben 418 Diagramme aller Diagrammintensitäten, 120 Diagramme der Intensität II und III übrig.

Dieses Material wurde nach zweistündigen bzw. monatlichen Häufigkeiten geordnet. Während die Details der Untersuchung in dem Heft 63 der Mitteil. d. Erdbeb. Komm. d. Wien. Akad. d. Wiss. publiziert sind, sollen hier nur die hauptsächlichsten Resultate mitgeteilt werden.

Bei der Behandlung der Werte mit Hilfe der harmonischen Analyse ergab sich, was die Amplituden betrifft, sowohl beim täglichen wie beim jährlichen Gang der Häufigkeit eine ungemein langsame Konvergenz der Reihen, was von vornherein die Aufstellung eines physikalischen Bildes nahezu unmöglich macht. Die relativen Amplituden erreichen im Maximum den 1,73fachen Wert der Expektanz. Nach diesem Kriterium zu schließen, würde weder eine Tages- noch eine Jahresschwankung der Häufigkeit bei dem vorliegenden Material existieren. Da dieses Resultat so sehr den Folgerungen widerspricht, die aus dem makroseismischen Beobachtungsmaterial gezogen worden sind, wurde noch das Abbesche Kriterium auf die unausgeglichene Abweichungen von dem Mittel angewendet. Auch dieser Weg läßt den Schluß zu, daß die Abweichungen der zweistündigen und monatlichen Frequenzen vom Mittel als zufällige Fehler betrachtet werden können. Die Anwendung des Abbeschen Kriteriums auf Wertereihen, die auf Periodizitäten untersucht werden sollen, könnte vielleicht vielfach unnütze Arbeit von vornherein ersparen.

Während die Betrachtung der Amplituden, die beim mikroseismischen Material auftreten, zu einem Ziele gelangt, das den Resultaten, die aus dem makroseismischen Material geschöpft wurden, gerade entgegengesetzt ist, zeigen die Phasenzeiten eine weitgehende Übereinstimmung, soweit es sich um die tägliche Häufigkeitsschwankung handelt. Die mittlere Extremzeit der ganztägigen Welle differiert gegen das Material von E. Tams um 19 Zeitminuten, gegen das österreichische makroseismische Material (1897 bis 1907) um 4 Minuten. Die größte Zeitdifferenz beim halbtägigen Glied beträgt 23 Zeitminuten. Eine solche Über-

einstimmung der Phasenzeiten muß als sehr bedeutsamer Umstand hervorgehoben werden. Die Wahrscheinlichkeit einer solchen zufälligen Koinzidenz der Extreme ist eine ausnehmend kleine.

Was die tägliche Häufigkeitsschwankung der Nahbebendiagramme anlangt, muß gesagt werden, daß die Amplitudenbetrachtung gegen, die Phasenbetrachtung für die Existenz einer Realperiode von 24 Stunden spricht. Man wird das dahin deuten müssen, daß doch vielleicht auch beim mikroseismischen Material eine reale Tagesschwankung existiert, daß jedoch auch die Beobachtungen von 20 Jahren nicht hinreichen, um eine Realperiode nachzuweisen.

Was den jährlichen Gang betrifft, so sprechen sowohl Amplituden als Phasenzeiten gegen die Existenz einer Periode in der Länge von 12 Monaten. Dieses negative Resultat ließ den Gedanken aufkommen, daß eine Teilung des Materials nach Herdgebieten vielleicht doch etwas mehr Licht auf das Problem werfen könnte. Von den 658 Bebendiagrammen ließen 169 eine makro- oder mikroseismische Herdbestimmung zu. Dieses an und für sich so stark reduzierte Material mußte nach den Ergebnissen der weiteren Untersuchung nochmals unterteilt werden. Die Beben mit Herden in den Alpen wurden von denen im Apennin und dem dinarischen Faltungsgebiet getrennt. Es ergab sich dabei ein täglicher Gang, der durch Fig. 2 für beide Gebiete dargestellt wird. Die ganztägige Welle erhält jetzt für die nördlichen wie

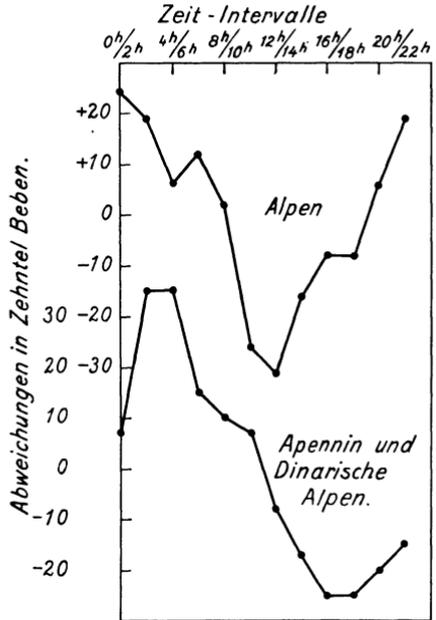


Fig. 2. Die Kurve des täglichen Ganges (gleichlaufende Kurven).

für die südlichen Herde eine ausschlaggebende Rolle, die Konvergenz der Reihen ist eine unverhältnismäßig bessere geworden. Während die Phasenzeiten bei den alpinen Beben sich, soweit es die ganztägige Welle betrifft, in gutem Einklang mit den früheren Untersuchungen befinden, verspäten sich die Extreme der südlichen Herdgebiete um 4 Stunden gegen die Alpen. Die relativen Amplituden lassen auch hier keinen Schluß auf eine Realperiode zu, auch wenn ihr Verhältnis zur Expektanz gegen die frühere Untersuchung gewachsen ist. Es muß noch bemerkt werden, daß das Abbesche Kriterium für das Gebiet der dinarischen Alpen und des Apennins aussagt, daß die zweistündigen Abweichungen der Bebenhäufigkeit nicht mehr recht als zufällige Abweichungen betrachtet werden können.

Einen überraschenden Eindruck bietet Fig. 3, das die jährliche Häufigkeitsschwankung der Beben im alpinen Gebiet einerseits, dem Apennin und den dinarischen Alpen andererseits darstellt. Beide Schwankungen

zeigen eine ausgesprochene halbjährige Welle, die aber mit ziemlich weitgehender Genauigkeit spiegelbildlich verläuft. Die Extreme treten ganz ungefähr zu den Zeiten der Äquinoktien und der Solstitien auf. Die Betrachtung der relativen Amplituden in ihrem Verhältnis zur Expektanz zeigen hier ebenso wie das Abbesche Kriterium, daß ein Schluß auf eine Realperiode nicht zu ziehen ist. Dagegen ist die weitgehende zeitliche Übereinstimmung der Extreme der halbjährigen Welle (26. und 21. April) sehr bemerkenswert. Ein solches rein zufälliges Zusammentreffen hätte denn doch auch eine ausnehmend kleine Wahrscheinlichkeit. Man wird auch hier eher der Ansicht zuneigen müssen, daß es sich

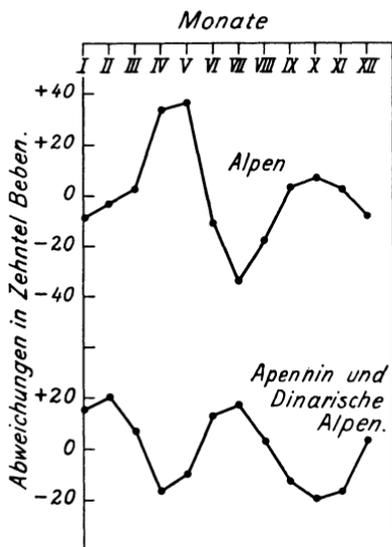


Fig. 3. Jährlicher Gang (spiegelbildliche Kurve).

doch um eine reale Erscheinung handelt, die aber aus dem zu kleinen Umfang des Materials quantitativ nicht verifiziert werden kann. Stellt man sich auf diesen Standpunkt, so kommt man zu der Aussage, daß die jährliche Häufigkeitsschwankung der Beben in den Alpen und den südlichen Faltungsgebieten durch je eine Doppelwelle dargestellt wird, die spiegelbildlich verlaufen. Wenn es auch in Hinsicht auf die Amplitudenbetrachtung wohl verfrüht ist, an die Aufstellung eines physikalischen Bildes zu denken, so mag es doch erlaubt sein, ein nicht unmögliches Modell zu erwähnen. Man könnte sich dabei Kräfte vorstellen, die zur Zeit der Äquinoktien etwa ost-westlich gerichtet wären und stauchend auf die Längsrichtung der alpinen Faltung wirken würden. Zur Zeit der Solstitien müßten die gleichen Kräfte nord-südlich orientiert sein, und so die südlichen Faltungsgebiete affizieren.

Nach R. Schumann und R. Spitaler könnte vielleicht an Kräfte gedacht werden, die von der Bewegung des Rotationspoles der Erde herrühren. Nach W. Schweydar würde die Größenordnung der Kräfte hierzu nicht hinreichen.

Wirft man noch einmal einen Blick auf die reine Statistik, so würde der Zusammenhalt des mikro- und makroseismischen Materials erkennen lassen, daß der eingangs erwähnte dritte Fall, soweit er die Tagesschwankung der Häufigkeit betrifft, realisiert zu sein scheint, daß nämlich Reizschwelle sowohl als auch Häufigkeit einer Tagesschwankung unterworfen sind, die keine zu großen Phasenzzeitdifferenzen aufweisen dürften.

Bei der Jahresschwankung, soweit sie makroseismisch aus einem Material deduziert wird, das nord-südlich streichende und ost-westlich gerichtete Faltungsgebiete einschließt, müßte man beinahe an den Fall denken, in dem nur die Reizschwelle variabel wäre.

Die Zerlegungs- und die Kanaltheorie der Gezeiten.

Von R. Sterneck in Graz. — (Mit zwei Abbildungen.)

Die Zerlegungstheorie und ihre Anwendung auf die Gezeiten der Ozeane und der Nordsee. Die Integration der Differentialgleichungen der Kanaltheorie. Berechnung der Längs- und Querschwingungen. Die Zerlegung der fluterzeugenden Kräfte mit Hilfe der Formeln der Gleichgewichtstheorie. Längs- und Querschwingungen vorgegebener Epochen und ihre Zusammensetzung. Anwendungen auf den Baikalsee und die Adria.

Bei meinen Untersuchungen über die Gezeiten habe ich zwei neue Methoden eingeführt, deren theoretische Grundlagen ich als „Zerlegungs-“ und „Kanaltheorie“ bezeichne. Eine in letzter Zeit zwischen diesen beiden Methoden vollzogene Verbindung setzt uns nunmehr in den Stand, die Gezeiten in schmalen kanalförmigen Meeresteilen beliebiger Länge und Krümmung ohne irgend eine vereinfachende Annahme zu berechnen. Hierüber möchte ich kurz berichten und dann einige der Ergebnisse an der Hand von Figuren erläutern.

Unter „Zerlegungstheorie“ verstehe ich folgendes: Wenn an irgend einer Stelle des Meeres eine periodische Gezeitenbewegung

$$\zeta = \eta \cos(\sigma t - \kappa)$$

beobachtet ist, so können wir diese in zwei Bewegungen derselben Periode, aber mit willkürlich angenommenen Epochen κ_1 und κ_2 zerlegen. Die Zerlegung hat die Form

$$\zeta = \zeta_1 + \zeta_2,$$

wobei

$$\zeta_1 = \eta_1 \cos(\sigma t - \kappa_1) \quad \text{und} \quad \zeta_2 = \eta_2 \cos(\sigma t - \kappa_2)$$

ist. Für η_1 und η_2 findet man, indem man zuerst $\sigma t = 0^\circ$, dann $\sigma t = 90^\circ$ einsetzt, die beiden Relationen

$$\begin{aligned} \eta \cos \kappa &= \eta_1 \cos \kappa_1 + \eta_2 \cos \kappa_2, \\ \eta \sin \kappa &= \eta_1 \sin \kappa_1 + \eta_2 \sin \kappa_2 \end{aligned}$$

und aus diesen die Werte

$$\eta_1 = \eta \frac{\sin(\kappa - \kappa_2)}{\sin(\kappa_1 - \kappa_2)}, \quad \eta_2 = \eta \frac{\sin(\kappa - \kappa_1)}{\sin(\kappa_2 - \kappa_1)},$$

durch deren Einsetzung eine für alle Werte t gültige Identität resultiert.

Die ersten Bestandteile ζ_1 , an sämtlichen Stellen des betreffenden Meeres für sich betrachtet, bilden nichts anderes als eine stehende Welle mit der Epoche κ_1 , die Bestandteile ζ_2 eine solche mit der Epoche κ_2 . Diese beiden stehenden Wellen sind zur Beschreibung des Phänomens vollkommen geeignet und ausreichend. Am einfachsten ist es, $\kappa_2 = \kappa_1 + 90^\circ$, also die beiden Schwingungen orthogonal anzunehmen.

Die tatsächlichen Gezeitenerscheinungen sind durch vier Faktoren bedingt: 1. die Einwirkung der fluterzeugenden Kräfte, 2. das Mitschwingen mit den Nachbargebieten, 3. die Einwirkung der Erdrotation, 4. den Einfluß der Reibung. Das Ergebnis aller dieser Einwirkungen weicht in den Ozeanen, wie Theorie und

Erfahrung zeigen, nicht sehr wesentlich von einer Schwingungsform ab, die unter der bloßen Einwirkung der Schwerkraft hydrodynamisch möglich wäre und der Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \right),$$

wo $c = \sqrt{gh}$ ist (h die Tiefe), sowie der Randbedingung $\frac{\partial \xi}{\partial \nu} = 0$ (ν die Normale) genügen würde. Man wird sich also vor allem mit der Integration dieser Differentialgleichung zu beschäftigen haben, wenn man die Ozeangezeiten untersuchen will.

Es ist leicht zu sehen, daß die Einzelschwingungen ξ_1 und ξ_2 , in die wir ξ zerlegt haben, wenn wir sie orthogonal annehmen, auch jede für sich die obige Differentialgleichung, aber nicht mehr die Randbedingung befriedigen müssen. Aus letzterem Grunde werden ξ_1 und ξ_2 nicht als selbständige Schwingungen, sondern nur in ihrer Verbindung möglich sein. Alles aber, was vom Rande unabhängig ist, wird auch von ξ_1 und ξ_2 gelten. So wird z. B. der Abstand der Knotenlinien jeder dieser beiden Schwingungen ebenso groß sein, wie wenn sie als selbständige Schwingungen hydrodynamisch möglich wären.

Diese Knotenlinien von ξ_1 und ξ_2 werden daher entweder je ein System von Parallelkurven bilden oder an einigen Stellen eine Konfiguration dreier gegeneinander konvexer und ungefähr unter einem Winkel von 60° geneigter Kurven, die dann für sich die Knotenlinien einer sogenannten „Dreieckschwingung“ bilden; letzteres dann, wenn die Richtung des schwingenden Meeresteils sich sehr wesentlich ändert.

Bei der Anwendung dieser Zerlegungstheorie auf die Ozeangezeiten habe ich $\kappa_1 = 0^\circ$ und $\kappa_2 = 90^\circ$ (Greenwich) gesetzt. Die Knotenlinien von ξ_1 sind die Stundenlinien für $\kappa = \kappa_2$, jene von ξ_2 die Stundenlinien für $\kappa = \kappa_1$. Von der Annahme ausgehend, daß immer eine der oben genannten Konfigurationen verwirklicht ist, habe ich diese Knotenlinien in eine Weltkarte eingezeichnet und auf ihrer Grundlage zwei neue Isorrhachienkarten hergestellt, eine für die halbtägigen und eine für die ganztägigen Tiden. (Wiener Ber. 1920, 1921; Ann. d. Hydr. 1922.) Diese beruhen also nicht ganz allein auf der Diskussion der Beobachtungen, sondern, wenn man so sagen darf, auf der graphischen Ermittlung zweier partikularer Integrale der die Gezeitenbewegung im Ozean charakterisierenden Differentialgleichung.

Es sei gestattet, hier eine allgemeinere Bemerkung einzufügen, die die Anwendbarkeit der Mathematik auf die Gezeitentheorie betrifft. Die Berechnung der fluterzeugenden Kräfte haben die Mathematiker und Astronomen ja restlos geleistet; ihre Ergebnisse lassen sich heute sozusagen auf einer Druckseite in den Formeln der „Gleichgewichtstheorie“ zusammenfassen, die die jeweilige Lage der Niveaufläche unter dem Einfluß dieser Kräfte darstellen (siehe unten). Der größtenteils noch zu erledigende Teil der Gezeitentheorie betrifft hingegen die Einwirkung dieser Kräfte auf die tatsächlich vorhandenen Meeresräume. Dabei handelt es sich um die Integration der betreffenden hydrodynamischen Differentialgleichungen. Und da ist nun vom Standpunkte des Mathematikers leider zu

sagen, daß es eine alle Einzelheiten treffende Lösung wohl kaum jemals geben wird; die tatsächlichen Verhältnisse sind viel zu verwickelt.

Dies gilt sogar von größeren Nebenmeeren; die notwendige Schematisierung entfernt die mathematische Theorie allzusehr von der Wirklichkeit. So hat z. B. G. J. Taylor (Proc. London Math. Soc. 1920) die Theorie der Gezeiten eines rechteckigen Nebenmeeres in mathematisch vollkommen einwandfreier Weise entwickelt; es zeigte sich jedoch, daß diese Theorie in ihrer Anwendung auf die Nordsee mit den Beobachtungen ganz und gar nicht übereinstimmt. Meine eigenen Untersuchungen (Ann. d. Hydr. 1925) führten mich zu einer vollkommen entgegengesetzten Auffassung, die darin besteht, daß wir in der nördlichen Nordsee die Interferenz zweier aus dem Atlantischen Ozean stammender stehender Wellen beobachten, während die beiden Ansätze, die Hoofden und die Deutsche Bucht, sich wie mitschwingende Meeresbuchten verhalten, daß also gerade die Abweichungen von der rechteckigen Gestalt für das Zustandekommen der Gezeiten in der südlichen Nordsee bestimmend sind.

Eine weitaus präzisere mathematische Behandlung gestatten dagegen die kanalförmigen Meeresteile. Hier habe ich für die numerische Integration der Differentialgleichungen der sogenannten „Kanaltheorie“ eine einfache Methode angegeben (Wiener Ber. 1915), die bereits in zahlreichen Fällen zu einer sehr guten Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten geführt hat.

Voraussetzung dieser Methode ist, daß der in Betracht gezogene Kanal keine anderen als Längs- und Querschwingungen ausführen kann. Ob dies zutrifft, hängt wieder im wesentlichen davon ab, ob die Eigenperiode in der Querrichtung einen im Vergleich zur Schwingungsperiode kleinen Wert hat.

Die Längsschwingungen des Kanals sind mit periodischen Horizontalverschiebungen der Wasserteilchen und mit vertikalen Oberflächenbewegungen verbunden, deren Elongationen in einem bestimmten Querschnitt mit ξ und η bezeichnet sein sollen. Wenn dann in der Längsrichtung eine periodische Kraft einwirkt, so hängen die Längsschwingungen des Kanals von der Bewegungs- und der Kontinuitätsgleichung ab. Diesen beiden Gleichungen konnte ich eine Form geben, die unmittelbar die numerische Integration von Querschnitt zu Querschnitt ermöglicht, nämlich die folgende:

$$\Delta \eta = \frac{4 \pi^2}{g T^2} \Delta x \cdot \xi + \Delta h, \quad \xi = - \frac{1}{S(x)} \int_0^x \eta \cdot b(x) dx.$$

Hierin bedeutet g die Akzeleration der Schwerkraft, T die Periode, $b(x)$ und $S(x)$ die Breite und die Querschnittsfläche des Kanals in der Entfernung x von einem Ende (längs der Mittellinie gemessen) und Δh die längs Δx stattfindende maximale Neigung der Niveaufläche unter dem Einfluß der einwirkenden Kraft.

Die Querschwingungen des Kanals sind von zweierlei Art: Erstens solche, die durch die Einwirkung der fluterzeugenden Kräfte in der Richtung der einzelnen Querschnitte, zweitens solche, die durch die Einwirkung der Erdrotation auf die Längsschwingungen entstehen. Die ersteren lassen sich leicht aus den Neigungen der Niveaufläche in der Querrichtung berechnen, wenn man an sie noch einen Faktor multiplikativ anbringt, der von der Trägheit des

Wassers herrührt und den ich daher als „Trägheitsfaktor“ bezeichne; er hat den Wert $\frac{\tan \frac{\pi}{2} \frac{\tau_q}{T}}$, wo τ_q die Eigenperiode des Kanals in der Querrichtung und T die Periode der einwirkenden Kraft bedeutet. Die letzteren berechne ich aus den Horizontalverschiebungen bei der Längsschwingung. Ist ξ ihr Wert an einer bestimmten Stelle, so ist $\frac{4\xi}{T}$ die mittlere und $v = \frac{4\xi}{T} \cdot \frac{\pi}{2}$ die Maximalgeschwindigkeit der Wasserteilchen. Die ablenkende Kraft der Erdrotation bewirkt daher eine Maximalneigung der Niveaufläche in der Querrichtung im Betrage

$$\tan \alpha = \frac{2 \omega \sin \varphi}{g} \cdot v,$$

wo ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde und φ die geographische Breite bezeichnet. (Wiener Ber. 1914.) So lassen sich also beide Arten von Querschwingungen mit vollkommen hinreichender Exaktheit berechnen.

Die eben erwähnte Art der Berechnung der Längsschwingungen hat nun aber zur Voraussetzung, daß die fluterzeugende Kraft in der Richtung der Mittellinie überall synchron einwirkt. Dies wird nur bei kurzen und geraden Kanälen zutreffen. In anderen Fällen können wir die Phase der durch Δh gemessenen Neigungen der Niveaufläche längs der Mittellinie nicht mehr als konstant annehmen.

Hier muß nun wieder die Zerlegungstheorie einsetzen. Wir können nämlich auch die fluterzeugende Kraft, die längs der Mittellinie des Kanals wirkt, in zwei periodische Komponenten mit vorgeschriebenen Epochen zerlegen, z. B. in Komponenten mit den Epochen 0^h und 3^h bezüglich eines fixen Meridians. Jeder dieser beiden Komponenten ist dann eine Längsschwingung zugeordnet, die, weil nun die Kraft an allen Stellen synchron einwirkt, nach der oben erörterten Integrationsmethode berechnet werden kann. Die entsprechenden Größen Δh findet man aus den Formeln der Gleichgewichtstheorie. Diese geben die Erhebung h der Niveaufläche an jeder einzelnen Stelle der Erdoberfläche zu jeder vorgegebenen Zeit an. Sie lauten für die einzelnen wichtigsten Partialtiden:

M_2 ,	$T = 12.42$ Stdn.,	$h = 24.257 \text{ cm} \cdot \cos^2 \varphi \cdot \cos(\sigma t + 2 \lambda)$,
S_2 ,	$T = 12.00$ „	$h = 11.287 \text{ „} \cdot \cos^2 \varphi \cdot \cos(\sigma t + 2 \lambda)$,
N_2 ,	$T = 12.66$ „	$h = 4.697 \text{ „} \cdot \cos^2 \varphi \cdot \cos(\sigma t + 2 \lambda)$,
K_2 ,	$T = 11.97$ „	$h = 3.054 \text{ „} \cdot \cos^2 \varphi \cdot \cos(\sigma t + 2 \lambda)$,
K_1 ,	$T = 23.93$ „	$h = 14.143 \text{ „} \cdot \sin 2 \varphi \cdot \cos(\sigma t + \lambda)$,
P ,	$T = 24.07$ „	$h = 4.686 \text{ „} \cdot \sin 2 \varphi \cdot \cos(\sigma t + \lambda)$,
O ,	$T = 25.82$ „	$h = 10.069 \text{ „} \cdot \sin 2 \varphi \cdot \cos(\sigma t + \lambda)$.

Dabei muß die Zeit t von der Kulmination des betreffenden Idealgestirns in jenem Meridian gezählt werden, auf welchen sich auch die Längen λ beziehen. σ bedeutet $\frac{2\pi}{T}$, wobei T für die einzelnen Partialtiden die vorstehend angegebenen Werte besitzt.

Will man also z. B. die beiden zur Partialtide M_2 gehörigen Längsschwingungen finden, so berechnet man nach der ersten dieser Formeln zunächst die Erhebungen h um 0^h bezüglich des angenommenen Meridians, also für

$\sigma t = 0^0$, an den einzelnen Schnittpunkten der Querschnitte mit der Mittellinie, indem man die diesen Punkten entsprechenden Werte φ und λ (letzteres auf den gewählten Meridian bezogen) in die Formel einsetzt. In den Differenzen je zweier Resultate erhält man dabei die Werte Δh , mit deren Hilfe man die der betreffenden Partialtide zugeordnete Längsschwingung mit der Epoche 0^h nach der besprochenen Integrationsmethode berechnen kann. Ebenso wird eine zweite Längsschwingung mit der Epoche 3^h (bei halbtägigen Tiden) berechnet, indem man in die entsprechende Formel zunächst $\sigma t = 90^0$ einsetzt und dann ganz analog vorgeht. Auch die Querschwingungen mit den Epochen 0^h und 3^h müssen gesondert berechnet werden, ebenso die beiden von der Erdrotation herührenden Querschwingungen dieser Epochen.

An jedem Ende eines Querschnittes erhalten wir dann verschiedene, aus den Längs- und Querschwingungen herstammende Beiträge zu Amplituden, die zu Schwingungen mit der Epoche 0^h und zu solchen, die zur Epoche 3^h gehören. Ihre bezüglichlichen Summen η_0 und η_3 liefern dann an der betrachteten Stelle die resultierende Amplitude $\eta = \sqrt{\eta_0^2 + \eta_3^2}$ und die auf den gewählten Meridian bezogene Eintrittszeit des zugehörigen Hochwassers, bzw. die Kappazahl $\kappa = \arctan \frac{\eta_3}{\eta_0}$, wie sich unmittelbar aus den eingangs erwähnten Zerlegungsformeln ableiten läßt.

Die Eintagskomponenten werden auf ganz dieselbe Art theoretisch untersucht. An die Stelle der Schwingungen mit den Epochen 0^h und 3^h treten diejenigen für 0^h und 6^h (also wieder für $\sigma t = 0^0$ und 90^0). Die Rechenmethoden bleiben genau die gleichen.

Mit dieser Zerlegung in synchrone Schwingungskomponenten und der nachträglichen Zusammensetzung der Einzelresultate ist nun offenbar eine Methode zur Berechnung der Gezeiten in beliebig langen und beliebig geformten Kanälen gefunden, die nicht die geringste Schematisierung der Gestaltverhältnisse zur Voraussetzung hat, und von der wir daher ziemlich genaue, mit den Beobachtungen gut übereinstimmende Resultate erwarten können.

Setzt man bei einem kanalförmigen Nebenmeere $\Delta h = 0$, so erhält man das bloße Mitschwingen mit dem äußeren Meere. Man kann dann aus dem Vergleich mit jenem Rechnungsergebnis, das mit Berücksichtigung der Werte Δh erhalten wurde, einen Schluß darauf ziehen, welcher Einfluß der Wirkung der fluterzeugenden Kräfte innerhalb des betreffenden Nebenmeeres zuzuschreiben ist. Für die Adria habe ich z. B. nach dieser Methode gefunden (Wiener Denkschr. 1919), daß die Halbtagestiden fast nur vom Mitschwingen herrühren, während die Eintagestiden ungefähr zu einem Drittel aus der unmittelbaren Einwirkung der fluterzeugenden Kräfte entstehen.

Dieselbe Frage läßt sich unter gewissen Umständen auch mit Hilfe der Zerlegungstheorie allein beantworten. Wenn wir in einem Gebiete eine auf einen bestimmten Meridian reduzierte Kappazahl κ beobachten und außerdem wissen, daß die dortselbst stattfindende Gezeitenbewegung nur von zwei Einflüssen herrührt, etwa einer selbständigen Gezeit mit der Kappazahl κ_1 und einer Mitschwingungsgezeit mit der Kappazahl κ_2 (beide auf ebendenselben Meridian

reduziert), so können wir aus diesen Daten mit Hilfe der eingangs aufgestellten Formeln bereits das Verhältnis der zugehörigen Amplituden

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{\sin(\kappa - \kappa_2)}{\sin(\kappa_1 - \kappa)}$$

berechnen. Natürlich gilt dies nur für solche Gebiete, die von Querschwingungen ziemlich unbeeinflusst sind.

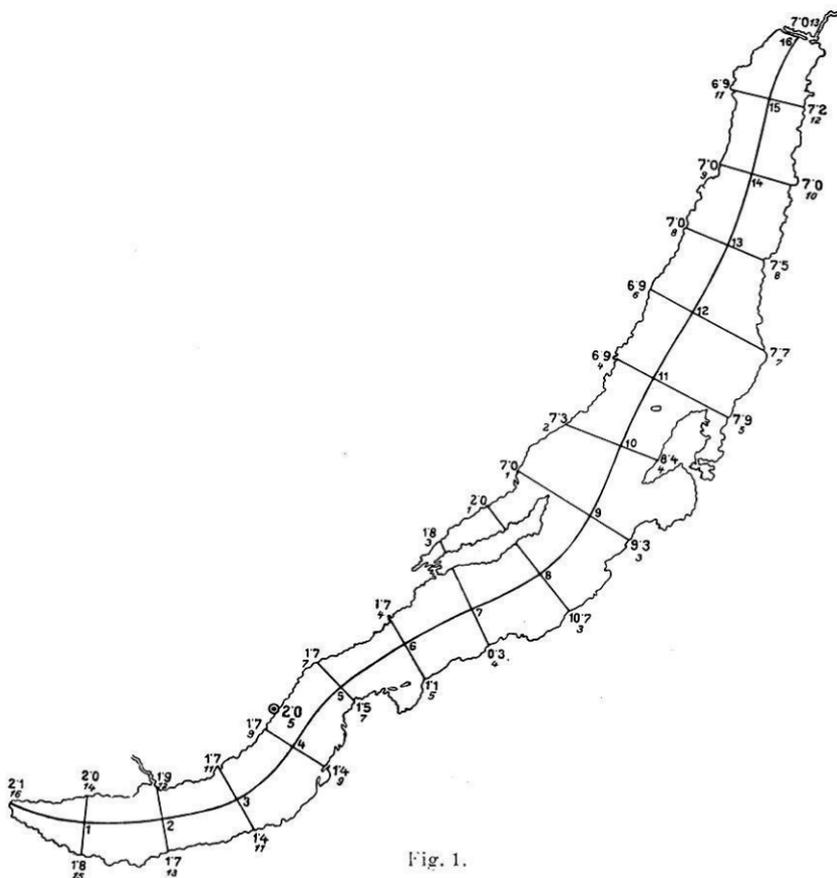


Fig. 1.

Wendet man diese Formel auf das Rote Meer an, aus welchem uns durch die ausgezeichnete Untersuchung Prof. Vercellis*) nunmehr für eine größere Zahl von Stationen die Kappazahlen der einzelnen Partialtiden recht genau bekannt sind, so ergibt sich als Wert des eben genannten Verhältnisses bei den Halbtagestiden ungefähr $\frac{1}{3}$, bei der Eintagestide K_1 aber ungefähr 1. Es ist also jedenfalls unrichtig, wenn die Gezeiten des Roten Meeres in einer kürzlich erschienenen Arbeit**) fast als reine Mitschwingungsgezeiten bezeichnet werden.

*) Campagna idrografico-scientifica nel Mar Rosso. Parte Ia. Genova 1925.

**) A. Defant: Ann. d. Hydr. 1926, S. 185—194.

Als ein Beispiel für die Anwendung meiner kombinierten Methode möchte ich den Baikalsee anführen, über dessen Hauptmondflut in einem kürzlich erschienenen russischen Werke*) ein Beobachtungsdatum mitgeteilt wird. Eine

*Querschnitte der Adria
und
theoretische Amphidromie
zu M_2*



Fig. 2

recht genaue, zur Ausmessung der Querschnitte geeignete Tiefenkarte ist in „Petermanns Mitteilungen“ 1910 enthalten. In Fig. 1 ist an jedem Ende eines Querschnittes die nach der Zerlegungs- und Kanaltheorie berechnete Hochwasserzeit von M_2 , auf den mittleren Meridian bezogen, in Mondstunden und darunter die

*) Der Baikalsee. Herausgegeben von W. B. Schostakowitsch, Irkutsk 1926.

theoretische Amplitude in Millimetern angegeben; ferner ist auch das einzige vorliegende Beobachtungsdatum eingesetzt, das aus der Analyse einjähriger Beobachtungen an der durch den eingeringelten Punkt bezeichneten Stelle gewonnen wurde. Es zeigt sich, wie man der Figur entnimmt, theoretisch ein Umlauf des zu M_2 gehörigen Hochwassers um den Baikalsee im Sinne des Uhrzeigers, aber mit außerordentlich raschen Übergängen in der Mitte. Die theoretische Amplitude an der Beobachtungsstelle ist etwas größer als die beobachtete, die Eintrittszeit stimmt fast ganz genau. Ferner ist bemerkenswert, daß der Unterschied zwischen den theoretischen Hochwasserzeiten an den beiden Enden des Sees nicht sechs, sondern bloß fünf Mondstunden beträgt, ein Resultat, das sich aus der einfachen Kanaltheorie unter keinen Umständen ergeben könnte.

Fig. 2 bezieht sich auf die Adria. Die Mittellinie dieses Meeres ist nicht besonders lang und erstreckt sich im Gegensatz zu der des Baikalsees nahezu in konstanter Richtung. Unter diesen Umständen führte auch die einfache Kanaltheorie bereits zu sehr genauen Ergebnissen. Die Figur zeigt die zu M_2 gehörige theoretische Amphidromie. Die an den Kurven und an den Beobachtungsstationen angeschriebenen Kappazahlen sind auf den 15. Meridian reduziert. Als ich die Theorie der Adriagezeiten entwickelte (Wiener Denkschr. 1919), standen mir zu ihrer Prüfung bloß die Daten von der Ostküste des Meeres zur Verfügung. Nun werden in einer soeben vom Bureau Hydrographique International in Monaco herausgegebenen Tabelle*) auch die harmonischen Konstanten veröffentlicht, die Herr Prof. Crestani in Padua für einige Stationen an der Westküste der Adria berechnet hat. Die neuen reduzierten Kappazahlen von M_2 sind gleichfalls in Fig. 2 eingetragen und bestätigen vollauf die früheren theoretischen Ergebnisse. Insbesondere fügen sich Ancona und Vieste mit aller Exaktheit der nach der Kanaltheorie berechneten Amphidromie ein.

Im Vortrage wurde auch noch erwähnt, wie man mit Hilfe der kombinierten Theorie den strengen Nachweis führen kann, daß es im Atlantischen Ozean keine einheitlichen Längsschwingungen geben kann (Ann. d. Hydr. 1926); ferner wurden auch die auf das Schwarze Meer bezüglichen Ergebnisse (Ann. d. Hydr. 1926) erläutert.

Einige Periodogramme.

Von Leo Wenzel Pollak in Prag.

Es werden die Ergebnisse von Periodogrammanalysen umfangreichen meteorologischen Materiales mitgeteilt, welche lehren, daß bisher keine einzige mehrtägige Periode dem Schusterschen Kriterium Genüge leistet. Als Ursache hierfür muß, falls solche Perioden vorhanden sind, ihre geringe Persistenz angesehen werden. Die Resultate werden den Periodogrammen ausgewählter fiktiver Zahlenreihen und der Polbewegungen unserer Erde gegenübergestellt.

Bisher ist es meines Wissens nur viermal gelungen, für eine vermutete oder behauptete Per.ode eine Amplitude nachzuweisen, die den von Schuster ge-

*) Publication Nr. 12, Tables. 1926.

forderten vierfachen Betrag der Expektanz erreicht oder übertrifft. Und zwar hat A. Schuster bzw. H. Turner bei der 11- bis 14-jährigen Periode der Sonnenflecken $\alpha = 5.41$ gefunden, V. Conrad für den ganzsonnentägigen und jährlichen Gang der Erdbebenhäufigkeit der österreichischen Alpen- und Karstländer Beträge zwischen 5.46 und 12.2, E. Tams beim ganzsonnentägigen Gang der Vogtländischen Erdstöße 8.9 und ich für die Bewegung des Rotationspoles der Erde ein α , das zwischen 5.11 und 10.67 liegt.

Sieht man von der täglichen und jährlichen Periode der meteorologischen Elemente, deren physikalische Realität auf der Hand liegt, ab, so ist insbesondere auf meteorologischem Gebiete bisher in keinem einzigen Falle dem Schusterschen Kriterium voll genügt worden. Die Tatsache, daß in den bisher untersuchten meteorologischen Erscheinungen die Periodogrammanalyse für mehrjährige Perioden nur Amplituden ergeben hat, welche die Expektanz nicht genügend übertreffen, hat F. Baur zu der Meinung veranlaßt, daß in den meteorologischen Erscheinungen offenbar mehrere Perioden übereinandergelagert sind und es wenigstens bei der Aufsuchung mehrjähriger Perioden wegen der Kürze der zur Verfügung stehenden Beobachtungsreihen nicht möglich ist, für irgend eine Periode eine Amplitude zu erhalten, die den von Schuster geforderten vierfachen Betrag des Mittelwertes erreicht. Baur*) erhofft für die Trennung der realen Perioden von der Analyse möglichst großer Zeiträume sehr viel. Daß damit der von Schuster geforderte vierfache Wert der Expektanz erreicht werden wird, muß ich sehr bezweifeln. Zu dieser Behauptung glaube ich mich durch einen Analogieschluß berechtigt, der sich auf die Ergebnisse der Untersuchung mehrtägiger Perioden stützt. Die Zerlegung umfangreichen argentinischen und europäischen meteorologischen Materials nach der Schusterschen Methode lieferte selbst aus 10-jährigem Luftdruckmaterial, das nicht weniger als 222 mal die längste analysierte Welle umfaßte, für keine der mehrtägigen Versuchswellen eine Amplitude, die auch nur das dreifache der Expektanz erreichen würde. Die Mehrzahl der erwähnten 11 Periodogramme sind zwischen 4 bis 26 Tagen berechnet worden. Zählt man die durchschnittliche Häufigkeit aller Maxima in den Periodogrammen aus, so erfährt man, daß die Wellenlängen von 6, 8, 10, 12, 16, 18, 22 Tagen am häufigsten vorkommen. Defant fand etwa 6, 9, 13, 24 bis 25, Weickmann 6, 8, 10 bis 12, 20 bis 24 Tage.

Wie wenig kohärent oder persistent die mehrtägigen Wellen im Luftmeer sind, kann auch erkannt werden, wenn eine Reihe fiktiver, wirklich periodischer Werte analysiert wird. Man ist erstaunt, mit welcher Sicherheit und Genauigkeit die in einem verhältnismäßig kurzen Material enthaltenen periodischen Komponenten durch die Periodogrammanalyse herausgeschält werden können. Mit meinen Hilfsmitteln zur rascheren Periodogrammanalyse ist es mir möglich gewesen, eine große Anzahl fiktiver Wertereihen zu zerlegen und das Verhalten derselben bei der Analyse zu studieren. Ich bespreche hier nur sieben Periodogramme. Weitere, auch theoretische Ergänzungen bringt ein demnächst in

*) Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 12, 29 (1925).

„Gerlands Beiträgen zur Geophysik“ erscheinender umfangreicher Aufsatz: „Das Periodogramm der Polbewegung“.

Einer von V. Conrad, Wien, gebrachten Anregung*) folgend, habe ich 342 hintereinander gefallene Augensummen zweier Spielwürfel, also reine Zufallszahlen, analysiert und finde, wie es sein muß, daß keine Amplitude den zweifachen Wert der Expektanz überschreitet. Weiter wurde das Periodogramm von 648 bloßen Häufigkeitszahlen, der Folge von Eintrittszeiten eines experimentell erzeugten Ereignisses (akustische Rhythmen gleicher Intensität) berechnet. Die dem Experimentator bekannten Perioden können wirklich aufgedeckt werden. Aber man ist, der Kürze des Materials wegen, nur imstande, die zwei kürzeren von den drei vorhandenen Wellen mit der vom Schusterschen Kriterium geforderten Wahrscheinlichkeit als vorhanden zu erweisen. — Es wurde ferner die Summe zweier recht nahe aneinander liegender einfacher harmonischer Funktionen, deren Amplituden im Verhältnis von etwa 2 : 1 stehen, analysiert:

$$10.04988 \sin\left(\frac{360^\circ}{10} x + 84.3^\circ\right) + 5.00000 \sin\left(\frac{360^\circ}{12} x + 323.1^\circ\right).$$

Die drei ersten Periodogramme verwenden 60 äquidistante Funktionswerte, und zwar bezieht sich das erste Periodogramm auf die ersten 60 Funktionswerte ($x = 0$ bis 59), das zweite auf die für $x = 29$ bis 89, das dritte auf jene für $x = 39$ bis 99 sich ergebenden Ordinaten. Die zwei letzten Periodogramme sind aus den ersten 240 bzw. 480 Funktionswerten berechnet. Eine nähere Betrachtung der Ergebnisse lehrt zunächst, daß 60 Werte der Funktion zur Trennung und Sicherstellung der beiden recht nahe aneinander liegenden Perioden unzulänglich sind, weiter aber auch 240 Daten für den Nachweis der längeren Welle noch nicht genügen, und erst 480 Funktionswerte auch die längere Periode mit dem vom Schusterschen Kriterium geforderten vierfachen Werte der Expektanz darzutun gestatten. Man bemerkt aber, daß die 60 Funktionswerte nicht gleichwertig sind. Verwendet man, wie dies im ersten Falle geschieht, die ersten 60 Funktionswerte, so weist das Periodogramm nur ein einziges Maximum bei der Versuchsperiode 10 auf. Die auflösende Kraft von nur 60 Werten in der getroffenen Auswahl ist zu klein, um die Doppellinie zu trennen. Das für die zweite harmonische Funktion zu erwartende zweite Maximum fehlt. Dabei läßt sich aber Amplitude und Phasenwinkel der im Zahlenmaterial enthaltenen beiden harmonischen Funktionen selbst bei nur 60 gegebenen Funktionswerten sehr genau berechnen, nur kann die längere und überdies schwächere Welle, weil im Periodogramm bei dieser Versuchsperiode ein Maximum fehlt, nicht erkannt werden. Etwas günstiger liegen die Verhältnisse, wenn man bei auch nur 60 verwendeten Funktionswerten einen anderen Ausschnitt des ganzen Zahlenmaterials der Analyse unterwirft. Wählt man statt der ersten 60 Funktionswerte 60 andere, welche mit der 30. oder 40. Ordinate beginnen, so lassen die Periodogramme bei den Versuchsperioden 10 und 12 (bzw. 13) deutliche Maxima erkennen. Die beiden

*) Meteorol. Zeitschr. 1924, S. 299 ff.

Komponenten der Zahlenreihen verraten jetzt schon ihre Anwesenheit, und bei der kürzeren Komponente wird sogar bereits dem Schusterschen Kriterium Genüge geleistet. Bei Vermehrung des Beobachtungsmaterials können die beiden im fiktiven Beobachtungsmaterial enthaltenen Schwingungen mit fortschreitender Sicherheit festgestellt werden. Bei 240 Funktionswerten kann die Welle 10 mit großer Wahrscheinlichkeit ($\alpha = 7$) als reell bezeichnet werden.

Man könnte nun einwenden, daß eine so präzise Sicherstellung der Schwingungskomponenten nur bei fiktivem (exakt periodischem) Zahlenmaterial möglich ist. Es war daher für mich besonders interessant, die Polbewegung nach dem Schusterschen Verfahren zu analysieren. Diese geophysikalische Periode hängt bekanntlich von den Luftmassenverschiebungen auf der Erde ab, und diese sind eine Funktion der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Von den 7 berechneten Periodogrammen der Polbewegung, welche die geographische Breite von Pulkowa, den Abstand des momentanen Rotationspoles vom mittleren, sowie seine x - und y -Koordinaten in verschiedenen Epochen behandeln, führe ich nur die der x - und y -Koordinate in den Jahren 1890.0 bis 1924.1 auszuweise vor.

Zehntel Jahre	x (ohne z)	y (ohne z)	Zehntel Jahre	x (ohne z)	y (ohne z)
3	$17 \cdot 10^{-5}$	$80 \cdot 10^{-5}$	10	9640 $\cdot 10^{-5}$	8049 $\cdot 10^{-5}$
4	255	253	11	2957	2007
5	34	509	12	14514	14347
6	550	326	13	1445	1673
7	566	348	14	183	424
8	627	1165	15	1279	1179
9	535	722	16	468	1436

Als Hauptergebnis dieser Analysen, welche 36 zwischen 3 bis 38 Zehntel Jahren liegende Versuchsperioden umfassen, ist einerseits die zweifellose Sicherstellung der Chandlerschen und jährlichen Periode mit Werten von α zwischen 5 und 11, andererseits die unumgängliche Ablehnung aller anderen mitunter in der Polbewegung vermuteter Perioden zu bezeichnen (Expektanz x : $1360 \cdot 10^{-5}$, y : $1469 \cdot 10^{-5}$).

Zusammenfassend können wir also sagen: Die Ansicht einzelner Meteorologen, daß die Kürze der Beobachtungsreihen allein Schuld an der Unmöglichkeit trage, daß bis jetzt keine mehrjährigen Perioden als reell nachgewiesen werden konnten, gaben Anlaß, mehrtägige Perioden mit dem Schusterschen Verfahren zu untersuchen. Es scheint der Beweis gelungen, daß nicht die Kürze des Beobachtungsmaterials die Ursache für das Versagen der Schusterschen Methode bildet, sondern der Umstand, daß ihre Voraussetzungen nicht erfüllt sind. Aus der Tatsache, daß selbst bei 10jährigem meteorologischen Material keine der mehrtägigen Perioden dem Schusterschen Kriterium für eine reelle Periode genügt, muß wohl geschlossen werden, daß die Persistenz der „Wellen im Luftmeer“ eine recht geringe ist. Diese Ansicht wird besonders gestützt durch die Analyse fiktiver, wirklich periodischer Werte und durch das Periodogramm der Polbewegung, einer geophysikalischen Periode, die zwar von stark wechselnden meteorologischen Erscheinungen abhängig, aber derart persi-

stent ist, daß die Realität der jährlichen und Chandlerschen Periode über jeden Zweifel sichergestellt werden kann.

Trotzdem also nach der Schusterschen Methode und durch sein Kriterium keine der aufgezeigten mehrtägigen Perioden als reell nachgewiesen bezeichnet werden kann, verpflichten die immerhin auffallende Übereinstimmung der Ergebnisse der nun in großer Zahl vorliegenden Analysen und die Erfolge neuerer Untersuchungen (L. Weickmanns Symmetriepunkte), die Frage intensiv weiter zu verfolgen. Leicht zu handhabende und Vertrauen erweckende Methoden der (individuellen) Analyse quasiperiodischer Erscheinungen und Kriterien zum Nachweis der Realität der so gefundenen Komponenten fehlen aber noch.

Zur Theorie des elektrischen Feldes der Erde.

Von Teodor Schlomka.

Nach allgemeinem Dafürhalten besitzt die Erde eine negative Eigenladung. Solange jedoch keine genauen Werte des Potentialgefälles aus den Polargebieten vorliegen, gibt es noch eine andere Möglichkeit, nämlich die, daß die Erdoberfläche im ganzen keine elektrische Eigenladung besitzt, sondern daß die negative Oberflächenladung der bisher untersuchten Gebiete nur eine Influenzladung ist. Die influenzierende positive Ladung müßte dann die Erde in Gestalt einer Kugelzone umgeben.

Vom Vortragenden ist diese zunächst ziemlich unwahrscheinliche Annahme eingehend durchgerechnet worden. Bezeichnet man mit e die elektrische Ladungsdichte der influenzierenden Kugelzone, mit c ihren Radius, mit χ ihren freien Öffnungswinkel und mit a den Erddurchmesser, so läßt sich die auf der Erdoberfläche influenzierte Dichte k für die verschiedenen Polabstände ϑ berechnen aus der Gleichung

$$k = e \cdot \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{a}{c}\right)^{2m-1} \cdot P_{2m}(\cos \vartheta) \cdot \left[P_{2m-1}(\cos \chi) - P_{2m+1}(\cos \chi) \right],$$

in der die P die bekannten einfachen Kugelfunktionen bedeuten.

Diese Gleichung ist für $\frac{a}{c} < \frac{3}{4}$ leicht numerisch auszuwerten. Für den

in der Wirklichkeit aber in Frage kommenden Fall ist $\frac{a}{c}$ fast gleich 1, und hierfür konvergiert die Reihe sehr schlecht. Durch ein halb rechnerisches, halb graphisches Verfahren kann man jedoch auch in diesem Falle mit etwa 10 Proz. Genauigkeit den Wert von k ermitteln. [Inzwischen ist es dem Vortragenden unter Benutzung eines 1881 von C. Neumann angegebenen Theorems gelungen, die Reihe für $\frac{a}{c} = 1$ auf einen einfachen endlichen Wert zurückzuführen, so daß auch für diesen Fall k genau angegeben werden kann.]

Diese Berechnungen sind auch für ähnliche luftelektrische Fragen von Nutzen. Man kann an Hand derselben feststellen, in welchem Maße der die Erde in etwa