

Werk

Jahr: 1928

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:4

Werk Id: PPN101433392X_0004

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PID=PPN101433392X_0004 | LOG_0005

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

Gezeitenerscheinungen in der Atmosphäre.

[Zusammenfassender Bericht*].

Von **J. Bartels**, Berlin-Eberswalde. — (Mit zehn Abbildungen.)

Nach einem Überblick über die harmonische Analyse der Gezeitenkräfte wird die Analogie zwischen den Gezeiten eines unbegrenzten Ozeans gleichförmiger Tiefe und der Atmosphäre behandelt. Die solaren und lunaren periodischen Druckschwankungen sind Resonanzschwingungen der Erdatmosphäre. Die Eigenperioden von drei Schwingungsformen, die den Kugelfunktionen P_2^2 , P_2^0 und P_4^3 entsprechen, fallen in die Nähe der Perioden der anregenden Kräfte. Die dritteltägige solare Druckschwankung wird durch die entsprechende Periode der Lufttemperatur erzeugt, die lunare halbtägige Welle ist eine Wirkung der Flutkraft des Mondes, während die halbtägige solare Druckwelle durch das Zusammenwirken der solaren Flutkraft und der halbtägigen Temperaturschwankung entsteht. Das Zurückbleiben der Amplitude der lunaren Flut hinter dem theoretischen Wert deutet darauf hin, daß die gesamte feste und flüssige Erdoberfläche im Mittel zu $\frac{3}{4}$ den Gezeitenkräften nachgibt. Die periodischen Luftversetzungen, die mit den Druckwellen verbunden sind, können für die höchsten leitenden Atmosphärenschichten aus erdmagnetischen Beobachtungen erschlossen werden.

1. Die Gezeitenkräfte. Die nächsten Himmelskörper, Sonne und Mond, erzeugen an der Erdoberfläche zusätzliche Gravitationskräfte, die den Erdkörper sphäroidisch zu verlängern streben und wegen der wechselnden Stellung von Sonne und Mond periodisch veränderlich sind. Diese Kräfte sind sehr schwach, etwa 10^{-7} der Schwerkraft. Die Niveauflächen des Gesamtpotentials der Erdschwere und der störenden Flutkräfte entfernen sich bei vereinigter Sonnen- und Mondwirkung um weniger als 1 m von den ungestörten Potentialflächen der Erdschwere. Wäre die Erdkugel ganz mit Wasser bedeckt, und würden die Erdrotation und die Bewegungen von Sonne und Mond langsam genug erfolgen, so hätte das Wasser Zeit, seine Oberfläche in jedem Augenblick den gestörten Niveauflächen anzupassen. Der vertikale Abstand zwischen gestörten und ungestörten Niveauflächen stellt also die Gleichgewichtsflut ξ dar, bei

*) Nach einem Vortrag in der Gesellschaft für angewandte Mathematik und Mechanik, Berlin, Juni 1927, und einer kurzen Mitteilung auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Frankfurt a. M., Sept. 1927.

der längs der freien Oberfläche Gleichgewicht zwischen Schwerkraft und Flutkräften bestünde. Ist z die Höhe über dem Meeresspiegel, g die Schwerebeschleunigung, Ω das Potential der Gezeitenkräfte, so ist das Gesamtpotential gleich $(gz + \Omega)$; die ungestörte Oberfläche $z = 0$ verändert sich also auf $\bar{\xi} = -\Omega/g$. $\bar{\xi}$ ist also nur ein anschaulicher Ausdruck für die Gezeitenkräfte.

Ist σ die Zenitdistanz des Gestirns, r seine Entfernung von der Erde, so ist die geographische Verteilung von $\bar{\xi}$ in erster Näherung gegeben durch

$$\bar{\xi} = \text{const. } P_2^2(\cos\sigma)/r^3 = \text{const. } \frac{1}{2}(3\cos^2\sigma - 1)/r^3 \dots (1)$$

σ und r sind Funktionen der Zeit, die durch die relative Bewegung der flut-erzeugenden Körper bestimmt werden. $\bar{\xi}$ als Funktion von Ort und Zeit wird durch die harmonische Analyse des Gezeitenpotentials ausgedrückt. In der konsequenten Fortsetzung der Darwinschen Rechnungen durch Doodson⁹⁾ versteht man darunter die Entwicklung von $\bar{\xi}$ in eine Summe von Partialtiden folgender Form:

$$\bar{\xi} = \sum D \cdot G(\vartheta) \cdot \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} (n_1\tau + n_2s + n_3h + n_4p + n_5N' + n_6p_1) \dots (2)$$

Hierin bedeuten n_1, n_2, \dots, n_6 ganze Zahlen (+, - oder 0), D Zahlenkoeffizienten, $G(\vartheta)$ geodätische Koeffizienten (D und G abhängig von n_1, n_2, \dots, n_6), ϑ Abstand vom Nordpol; ferner τ mittlere lokale Mondzeit in Winkelmaß, von der unteren Kulmination ab gerechnet, s, h mittlere Längen des Mondes und der Sonne, p, p_1 Längen des Perigäums des Mondes und der Sonne, N' negative Länge des aufsteigenden Knotens der Mondbahn. Die Umlaufzeiten der Argumente, die sämtlich gleichförmig mit der Zeit wachsen, sind für τ 24^h 50^m, für s 27.3 Tage, für h 1 Jahr, für p 8.85, N' 18.6, p_1 21 000 Jahre. Unter den Argumenten in (2) sind auch die üblichen enthalten, z. B. τ mittlere Mondzeit, $(\tau + s)$ Sternzeit, $(\tau + s - h)$ Sonnenzeit t .

Man kann die Formel (2) für $\bar{\xi}$ auffassen als zeitlichen Ablauf an einem bestimmten Orte, aber auch als Verteilung von $\bar{\xi}$ auf der ganzen Erde in einem festen Augenblick, denn $\tau = 0$ für Greenwich ist gleichzeitig $\tau = \lambda$ in der östlichen Länge λ . Die Glieder mit den größten Koeffizienten gehören ausschließlich zwei Gruppen an, deren geodätische Koeffizienten G die tesserale Kugelfunktion $P_2^1(\vartheta)$ für die ganztägigen ($n_1 = 1$) und die sektorielle Funktion $P_2^2(\vartheta)$ für die halbtägigen ($n_1 = 2$) Glieder sind. Jeder wesentliche Term hat also die Form

$$\begin{aligned} \text{ganztägig} & \dots \text{const. } \sin 2\vartheta \cdot \cos(\lambda + \alpha), \\ \text{halbtägig} & \dots \text{const. } \sin^2\vartheta \cdot \cos(2\lambda + \beta). \end{aligned}$$

Die Haupttide ist die halbtägige Mondtide M_2 mit $\bar{\xi} = 100 \cdot C \cdot \sin^2\vartheta \cos 2\tau$, wobei $100 C = 24.4 \text{ cm}$. Die Amplituden der übrigen Partialtiden werden

ebenfalls als Vielfache von C , also in Prozenten der Amplitude von M_2 angegeben. Hier kommen von den übrigen Tiden nur noch folgende in Betracht:

Die halbtägige Sonnentide S_2 mit $46.6 C \sin^2 \vartheta \cos 2t$,
 die elliptische Mondtide N_2 mit $19.2 C \sin^2 \vartheta \cos (2\tau - s + p)$,
 der halbtägige Term $-3.7 C \sin^2 \vartheta \cos (2\tau - N')$,
 ferner die gantztägige Mondtide O_1 mit $41.5 C \sin 2\vartheta \sin (\tau - s)$.

Die luni-solaren oder Sternzeitglieder K_1, K_2 , sowie die übrigen gantztägigen Terme P_1, Q_1, M_1 sind, trotz ihrer zum Teil großen Koeffizienten, für die Erklärung der Druckbeobachtungen belanglos (§ 9).

Die anschauliche Deutung der einzelnen Terme ist bekannt und ergibt sich aus den zeitlichen Argumenten. M_2 und S_2 entsprechen fiktiven, gleichförmig im Äquator kreisenden Monden und Sonnen. N_2 gibt den Einfluß der Mondentfernung wieder, denn $(s - p)$ ist die Entfernung des Mondes vom Perigäum, längs der Ekliptik gemessen (Hilfsmond in gleichförmiger Entfernung im Äquator, halbwegs zwischen mittlerem Mond und Perigäum; er bleibt im Monat um etwa einen halben Mondtag hinter dem mittleren Mond zurück). O_1 stellt, wie alle gantztägigen Glieder, die Asymmetrie der Flut relativ zum Äquator dar, die durch die Schiefe der Ekliptik entsteht und am einzelnen Orte als „tägliche Ungleichheit“ erscheint. Das Glied mit dem Argument $(2\tau - N')$ schließlich geht darauf zurück, daß die Mondbahn um etwa 5° gegen die Ekliptik geneigt ist. Da der aufsteigende Knoten in 18.6 Jahren die Ekliptik durchläuft, so schwankt während eines Knotenumlaufs die Neigung J der Mondbahn gegen den Äquator zwischen $23\frac{1}{2} \pm 5^\circ$. Je geringer J ist, desto größer ist die fluterzeugende Kraft des Mondes im Monatsmittel. Deshalb addiert sich der Term mit $(2\tau - N')$ zu M_2 für $N' = 180^\circ$ (d. h. $J = 18\frac{1}{2}^\circ$), während er für $N' = 0$ ($J = 28\frac{1}{2}^\circ$) entgegengesetztes Vorzeichen hat.

2. Problemstellung. Sowohl der feste Erdkörper wie die Ozeane und die Atmosphäre geben den Gezeitenkräften nach. Für die feste Erde ist das z. B. durch Beobachtung der periodischen Lotschwankungen nachgewiesen, die etwa $0.01''$ erreichen; beim Meere zeigt sich die Ebbe und Flut unmittelbar in dem Steigen und Fallen des Wassers an der Küste. Am Grunde der Atmosphäre können wir horizontale Massenverschiebungen unter der Wirkung der Flutkräfte am besten als Luftdruckschwankung nachweisen, denn bei den langsamen meteorologischen Vorgängen ist der Luftdruck am Boden stets proportional der darüberliegenden Luftmasse. Um die Größenordnung der Druckänderungen im voraus abzuschätzen, wollen wir eine Atmosphäre über einer starren Erde annehmen. Im Falle der Gleichgewichtsflut würden (angenähert) die Isobarenflächen mit den gestörten Niveauflächen zusammenfallen; beim Hauptmondglied würde die Hebung um 24.4 cm einer Druckamplitude von $c_2 = 0.022$ mm entsprechen, was an den gewöhnlichen Barographen nicht abzulesen wäre.

Wir wollen damit die Beobachtungen vergleichen. In unseren Breiten sind die Verhältnisse ungünstig, wegen der großen unperiodischen Druckänderungen, die mit dem Wetterwechsel, dem Neben- und Übereinanderfließen kalter und warmer Luftmassen verbunden sind. In den Tropen, mit ihrer gleichmäßigen Witterung, hängt dagegen der Gang des Luftdrucks im allgemeinen nur unwesentlich mit den Witterungserscheinungen zusammen. Vielmehr schreibt der Barograph dort an jedem Tage zwei äußerst regelmäßige sinusförmige Wellen von je 12 Stdn. Dauer [Fig. 10*]. Die Maxima dieser täglichen Doppelwelle treten bekanntlich um 10 Uhr vormittags und abends ein, die Minima um 4 Uhr früh und nachmittags. Die Amplitude [= $\frac{1}{2}$ (Max. — Min.)] beträgt etwa 1 mm. Der naheliegenden Deutung als Ebbe und Flut stehen folgende Bedenken entgegen: 1. Die Flutkraft der Sonne (S_2)

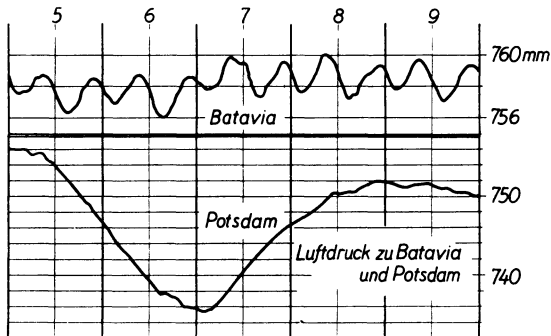


Fig. 10.

Registrierungen des Luftdrucks zu Batavia und Potsdam, 5. bis 9. November 1919. Mittlere Ortszeit. — Druckmaßstab für Potsdam halb so groß wie für Batavia. — Zur Veranschaulichung des typischen Unterschiedes im Druckverlauf innerhalb und außerhalb der Tropen.

beträgt nur 46 Proz. von der des Mondes (M_2). Wie kommt es, daß die lunare Flut in den Barogrammen so völlig gegen die solare zurücktritt? — 2. Warum tritt das Druckmaximum nicht zur Zeit der Meridiandurchgänge der Sonne ein, also um Mittag und Mitternacht, sondern 2 Stdn. vorher? — 3. Weshalb ist die solare Flut 100 mal so groß, als auf Grund der Gleichgewichtstheorie zu erwarten?

Zunächst scheint folgender Ausweg möglich: Der Mond kann zwar seiner ganzen physikalischen Beschaffenheit nach nur durch seine Gravitation geophysikalische Erscheinungen auslösen. Die Sonne dagegen sendet auch Strahlung. Wenn man aber versucht, die halbtägige Luftdruckschwankung mit der periodischen Erwärmung der Luft durch die Sonne in Zusammenhang zu bringen, so stößt man sofort wieder auf eine Schwierigkeit: Die tägliche Temperaturschwankung ist eine wesentlich gantztägige Periode; es ist also unwahrscheinlich, daß sie eine halbtägige Druckwelle verursachen sollte.

*) Fig. 1 bis 9 sind im vorhergehenden Aufsatz (Veranschaulichung beobachteter Perioden usw.), Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 3, Heft 8, enthalten, dessen Methoden hier benutzt werden.

An diesem Problem hat sich die Theorie der Gezeitenschwingungen der Atmosphäre entwickelt, und heute kann die Frage in den Grundzügen als gelöst gelten. Es ist verständlich, daß diese Theorie große Ähnlichkeit mit derjenigen der Gezeiten eines flüssigen Ozeans haben wird; die Kompressibilität der Luft verwickelt die Rechnungen, aber es läßt sich eine weitgehende Analogie zwischen den Bewegungen der Luft und des Wassers ableiten. — Nur wenige Namen seien genannt [Geschichtliches in ⁵⁾]: Von Lord Kelvin stammt der Grundgedanke, wonach die Erde als Ganzes auf halbtägige Schwingungen abgestimmt ist. M. Margules wandte die Laplacesche Gezeitentheorie darauf an. J. Hann¹⁰⁾ sammelte und analysierte das Beobachtungsmaterial für die solare Schwankung. S. Chapman⁵⁾ erklärte die solaren und lunaren Druckwellen aus den anregenden Kräften.

3. Die Analogie zwischen den Gezeiten des Meeres und der Atmosphäre²⁾.

Die Grundgleichungen für kleine atmosphärische Bewegungen von Gezeitencharakter lauten, unter Vernachlässigung unwesentlicher Glieder,

$$\left. \begin{aligned} \varrho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial t} - 2\omega v \cos \vartheta \right) &= - \frac{\partial p}{a \partial \vartheta} - \varrho_0 \frac{\partial \Omega}{a \partial \vartheta}, \\ \varrho_0 \left(\frac{\partial v}{\partial t} + 2\omega u \cos \vartheta \right) &= - \frac{\partial p}{a \sin \vartheta \partial \lambda} - \varrho_0 \frac{\partial \Omega}{a \sin \vartheta \partial \lambda}, \\ 0 &= - \varrho g - \frac{\partial p}{\partial z}; \\ \frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{1}{a \sin \vartheta} \left(\frac{\partial}{\partial \vartheta} (\varrho_0 \sin \vartheta \cdot u) + \frac{\partial}{\partial \lambda} (\varrho_0 v) \right) + \frac{\partial}{\partial z} (\varrho_0 w) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Dabei ist ϑ Poldistanz, λ östliche Länge, z Höhe; u, v, w Komponenten der Geschwindigkeit nach Süden, Osten, oben; ϱ Dichte der Luft (ϱ_0 für Ruhe), $p = p_0 + p^*$ Luftdruck (p_0 für Ruhe), t Zeit, g Schwere, ω Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation, a Erdradius, $\Omega = -g\bar{\xi}$ Gezeitenpotential; der Index s bezeichnet Bodenwerte.

Die Gleichungen für die Gezeitenbewegungen in einem inkompressiblen Ozean gleichförmiger Tiefe h lauten:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} - 2\omega v \cos \vartheta &= - \frac{g}{a} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\xi - \bar{\xi}), \\ \frac{\partial v}{\partial t} + 2\omega u \cos \vartheta &= - \frac{g}{a \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\xi - \bar{\xi}); \\ \frac{\partial \xi}{\partial t} + h \cdot \frac{1}{a \sin \vartheta} \left| \frac{\partial}{\partial \vartheta} (u \sin \vartheta) + \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right| &= 0. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

Dabei ist ξ die Erhebung der freien Oberfläche, $\bar{\xi}$ die Höhe der Gleichgewichtsflut.

Zur vollständigen Analogie zwischen den Systemen (3) und (4) fehlt zweierlei: Erstens das Auftreten der Vertikalgeschwindigkeit w in der Kontinuitätsgleichung (3). w wird weggeschafft durch Integration dieser Gleichungen über die ganze Höhe der Atmosphäre, denn

$$\int_{z=s}^{z=\infty} \frac{\partial}{\partial z} (\varrho_0 w) dz = \varrho_0 w \Big|_s^{\infty} = 0.$$

Zweitens das gleichzeitige Auftreten von ϱ und p in (3). Statt ϱ wird die Temperatur T eingeführt, mit Hilfe der Zustandsgleichung $p = R\varrho T$ ($R =$ Gaskonstante). Dabei muß man bedenken, daß jeder Druckänderung eine Temperaturänderung entspricht zufolge $\Delta T/T = \frac{\kappa - 1}{\kappa} \Delta p/p$ ($\kappa = c_p/c_v =$ Verhältnis der spezifischen Wärmen); außerdem werden Temperaturänderungen $\tau^* T_0$ durch Wärmezufuhr und -entzug durch Strahlung und Leitung auftreten. Man kann das atmosphärische Gleichungssystem (3) derartig umformen, daß es formal ebenso gebaut ist, wie das System (4) für den Ozean. Diese Umformung gilt streng für eine Atmosphäre mit adiabatischem vertikalen Temperaturgradienten; der Vergleich mit den weitergehenden Rechnungen von H. Lamb¹⁴⁾ zeigt, daß die Vernachlässigung für andere Temperaturgradienten nur zu unwesentlichen Fehlern führt. Es entsprechen einander allgemein folgende Größen:

	Dabei bedeuten:	
Ozean	Atmosphäre	}
$u, v \sim \bar{u}, \bar{v},$	$\bar{u} = \frac{g}{p_{s0}} \int_s^{\infty} \varrho_0 u dz, \quad \bar{v} = \frac{g}{p_{s0}} \int_s^{\infty} \varrho_0 v dz,$	
$h \sim I_1,$	$I_1 = \int_s^{\infty} (p_0/p_{s0})^{1/\kappa} dz,$	
$\xi \sim I_1 \cdot p_s^*/p_{s0},$		
$\bar{\xi} \sim -(\Omega/g) - T^*.$	$T^* = \frac{g}{R} \int_s^{\infty} \frac{p_0}{p_{s0}} \int_s^z \frac{\tau^*}{T_0^2} \left(\frac{p_0}{p_{s0}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} dz dz.$	

Die physikalischen Dimensionen entsprechender Größen stimmen überein.

Die freien Schwingungen sind durch h oder I_1 bestimmt. Die Daten für den Druck p_0 in der freien Atmosphäre geben bei numerischer Integration für Europa $I_1 = 9.97$ km, für den Äquator 10.06 km. Die Atmosphäre ist also einem Wasserozean der gleichförmigen Tiefe 10 km äquivalent. Das gilt aber nur, solange man vom Meeresspiegel ausgeht; über den Einfluß der Gebirge vgl. § 5. Zur Gravitation Ω tritt die tägliche, vom adiabatischen Effekt befreite Temperaturschwankung $\tau^* T_0$ als anregende Kraft.

Der Wert der Analogie (5) liegt darin, daß die Theorie der Schwingungen eines Ozeans gleichförmiger Tiefe fertig vorliegt (Laplace, Hough). Es

ist bemerkenswert, daß man soviel Scharfsinn auf die Lösung dieses Problems verwandt hat, obwohl bei den Ozeanen auch nicht die entfernteste Möglichkeit besteht, die Theorie an den Beobachtungen zu prüfen. Denn die Begrenzung der Ozeane durch die Kontinente bringt Grenzbedingungen hinein, wodurch sich die Erscheinung in mehr oder weniger selbständige Schwingungen der einzelnen Ozeane und Meeresteile auflöst. Erst in der Übertragung auf die unbegrenzte Atmosphäre, wie sie, in anderer Form, auf Laplace und Margules zurückgeht, wird die Theorie angewandt zur Deutung geophysikalischer Beobachtungen.

4. Die Lösungen für den Ozean¹³⁾. Es werden periodische Bewegungen betrachtet; $u, v, \xi, \bar{\xi}$ haben den Zeitfaktor $e^{i(\sigma t + s)}$. Für nicht rotierende Erde ($\omega = 0$) kann man u, v eliminieren und bekommt für freie Schwingungen ($\bar{\xi} = 0$) für ξ die Gleichung der Kugelflächenfunktionen. Die Knotenlinien $\xi = 0$ der Kugelfunktion $P_n^m(\cos \vartheta) \cos m \lambda$ fallen mit $2m$ Meridianen ($\lambda = \text{const}$)

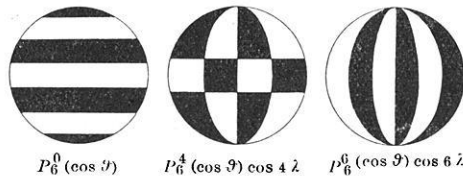


Fig. 11.

Schematische Darstellungen der Kugelfunktionen $P_6^0(\cos \vartheta)$ (zonal), $P_6^4(\cos \vartheta) \cos 4 \lambda$ (tesseral) und $P_6^6(\cos \vartheta) \cos 6 \lambda$ (sektoriell), in orthogonaler Projektion einer Halbkugel. Gebiete mit positivem Vorzeichen schwarz, mit negativem Vorzeichen weiß.

und $(n - m)$ Parallelkreisen ($\vartheta = \text{const}$) zusammen und teilen die Kugel in Flächen abwechselnden Vorzeichens. Wegen der besonderen Form dieser Gebiete (Fig. 11) unterscheidet man zonale ($m = 0$), tesserale ($0 < m < n$) und sektorielle ($m = n$) Funktionen. Außer stehenden und wandernden Wellen sind stationäre Bewegungen möglich. Zu den Wellen der n -ten Ordnung gehört die Eigenfrequenz

$$\sigma_n = \sqrt{n(n+1)} \cdot \sqrt{gh/a} \dots \dots \dots (6)$$

Für erzwungene Schwingungen ($\bar{\xi} \sim P_n^m \cos m \lambda$) der Periode σ wird

$$\xi = \bar{\xi} / \left(1 - \frac{\sigma^2}{\sigma_n^2}\right) \dots \dots \dots (7)$$

Für rotierende Erde werden die Verhältnisse verwickelter. Laplace verwandte Reihen nach Potenzen von $\cos \vartheta$; Hough gelang es, nach Kugelfunktionen zu entwickeln, wodurch der Übergang von der ruhenden zur rotierenden Erde klarer wird. Man sucht Lösungen proportional $e^{i(\sigma t + m \lambda + s)}$. Die Knotenlinien fallen noch immer mit Meridianen und Parallelkreisen zusammen. Jeder Schwingungsform auf ruhender Erde entspricht eine solche auf rotierender Erde.

mit derselben Anzahl von Knotenlinien. Diese haben aber ihre Lage verändert, und ξ wird als unendliche Reihe dargestellt:

$$\cos m \lambda (\dots + k_{n-4}^m P_{n-4}^m + k_{n-2}^m P_{n-2}^m + k_n^m P_n^m + k_{n+2}^m P_{n+2}^m + k_{n+4}^m P_{n+4}^m + \dots) \quad (8)$$

wobei allerdings P_n^m noch das Hauptglied bleibt. Die zonalen Schwingungen entsprechend P_n^0 bleiben symmetrisch um die Rotationsachse, aber die Bewegung der Wasserteilchen ist nicht mehr rein meridional. Bei den sektoriellen und tesseralen Schwingungen entstehen drei Klassen, von denen keine stationär ist. Aus den stationären Bewegungen, die ohne Niveauänderung auf nicht rotierender Erde möglich sind, entstehen Wellen, die sehr langsam westwärts wandern und in mehreren Tagen die Erde umkreisen. [Wellen zweiter Art (Klasse) nach Margules (Hough).] Die fortschreitenden Wellen, die auf ruhender Erde mit gleichen Geschwindigkeiten west- und ostwärts fortschreiten, werden zu Wellen, die schneller westwärts, langsamer ostwärts fortschreiten. [Wellen erster Art (Klasse) nach Margules (Hough).] Da die störenden Kräfte (tägliche Temperaturschwankung, Gezeitenkräfte) der Rotation entgegengesetzt, also westwärts wandern, so kommen hier nur westwärts wandernde Wellen erster Art in Frage.

5. Eigenschwingungen der Erdatmosphäre. Die Amplitude einer erzwungenen Schwingung ist nach (7) proportional der anregenden Kraft, außerdem stark abhängig von dem Verhältnis der Frequenzen der Eigenschwingung und der erzwungenen Schwingung. Es ist also wichtig, die Eigenperioden S für die verschiedenen Schwingungsformen zu berechnen. Diese hängen allein von der Tiefe h des Ozeans ab. Hier interessieren vor allem die Schwingungsformen, die in den Beobachtungen (§ 6) hervortreten, also $P_2^2 \cos 2 \lambda$, mit $S = 12$ Stdn., ferner $P_4^3 \cos 3 \lambda$, mit $S = 8$ Stdn., P_2^0 mit $S = 12$ Stdn. Oben wurde die Tiefe des äquivalenten Ozeans zu 10 km berechnet; die entsprechenden Eigenperioden sind für P_2^2 11.08 Stdn., für P_2^0 11.46 Stdn., für P_4^3 7.16 Stdn. Die Übereinstimmung mit 12 und 8 Stdn. ist viel schlechter, als nach den Beobachtungen zu erwarten. Es ist besser, umgekehrt zu fragen, wie tief ein Ozean sein müßte, damit er zu diesen Schwingungsformen gerade die richtige Eigenperiode $\frac{1}{2}$ oder $\frac{1}{3}$ Tag hätte. Nebenbei bemerkt ist diese Fragestellung auch für die numerische Rechnung bequemer; die Kettenbruchgleichungen zwischen h und S lassen sich leichter nach h als nach S auflösen. Die „Resonanztiefen“ werden

$$\text{für } P_2^2 \text{ 7.84 km, für } P_4^3 \text{ 7.66 km, für } P_2^0 \text{ 8.84 km (9)}$$

Es gibt also einen gleichförmigen Ozean der Tiefe 8 km, der gleichzeitig für diese drei Schwingungsformen nahezu die verlangten Eigenperioden hat. Die Bedeutung dieser Tatsache tritt erst hervor, wenn man die Resonanztiefen anderer Schwingungsformen damit vergleicht, z. B. P_3^3 mit $S = 8$ Stdn., $h = 13.0$ km; P_4^2 , $S = 12$ Stdn., $h = 2.1$ km usw.; ferner gibt es überhaupt keinen Ozean, der für P_2^1 eine Eigenschwingung von 24 siderischen Stunden

hätte, so daß die gantztägigen Sternzeitglieder ganz, die anderen gantztägigen Gezeitenglieder nahezu ganz unterdrückt werden.

Wie wir sehen werden (§ 6), deuten die Beobachtungen der täglichen Druckwellen darauf hin, daß die Erdatmosphäre auf die Schwingungsformen P_2^2 , P_4^3 und P_2^0 eingestimmt ist. Wie erklärt sich der Widerspruch, daß die äquivalente Höhe der Atmosphäre zu 10 km berechnet wurde, während die Resonanztiefen dieser drei Schwingungsformen 1 bis 2 km darunter liegen?

Hier versagt leider die Rechnung, und man muß sich mit der qualitativen Antwort begnügen, daß der Widerspruch wahrscheinlich durch die Unebenheiten der Erdoberfläche bedingt ist. Die Orbitalbewegungen der Luftteilchen bei den täglichen Druckwellen sind zwar sehr gering; sogar bei der halbtägigen Druckschwankung erreicht die Ost-Westgeschwindigkeit am Äquator nur 20 cm/sec, und die ganze Hin- und Herbewegung umfaßt nur 3 km. Aber man kennt vom Ozean her den entscheidenden Einfluß der Randbedingungen. Für die Atmosphäre werden namentlich die Kettengebirge im Westen Amerikas wichtig sein, weil sie einen geschlossenen nordsüdlichen Wall von 2 bis 3 km Höhe bilden. Dadurch wird die äquivalente Höhe der Atmosphäre von ihrem Wert von 10 km, der vom Meeresspiegel aus gerechnet ist, vermutlich auf die Größenordnung von 8 km herabgedrückt. Dann ist auch verständlich, daß die Resonanztiefen für die zonale Schwingung P_2^0 größer sein darf als für die sektoriellen und tesserale Formen, denn das Haupthindernis verläuft nordsüdlich, wird also die ostwärtlich erfolgenden Oszillationen bei P_2^2 und P_4^3 stärker behindern, die nordsüdlich erfolgenden Oszillationen bei P_2^0 dagegen nur unwesentlich stören. Analytische Rechnungen hatten bisher keinen Erfolg, selbst für stark idealisierte Fälle. Das Wesentliche für die Erklärung der Resonanz liegt wohl in der Ähnlichkeit (9) der Resonanztiefen. Nach einer Bemerkung von A. d. Schmidt würde die äquivalente Höhe auch dann kleiner sein, wenn die freien Schwingungen nicht ganz adiabatisch verlaufen sollten.

Daß die Eigenschwingungsperioden überhaupt von der Größenordnung eines Tages sind, wird plausibel, wenn man bedenkt, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Druckstörungen (Schall 330 m/sec) und die Umfangsgeschwindigkeit der Erde (400 m/sec in 30° Breite) nicht stark voneinander abweichen; eine von der Sonne erzeugte Druckwelle läuft also gewissermaßen mit der Sonne um die Erde. — Im übrigen sei auf die Veranschaulichung der Resonanztheorie durch A. d. Schmidt^{18a)} verwiesen.

6. Die Beobachtungen für die sonnentägigen Druckschwankungen. Wie schon erwähnt (§ 2), hebt sich in den Tropen eine zwölfstündige solare Welle deutlich ab. Außerhalb der Tropen erhält man den periodischen sonnentägigen Gang erst dadurch, daß man die unperiodischen Schwankungen durch Mittelbildung eliminiert. Man bekommt für jeden Ort und jeden Monat Kurven für den täglichen Luftdruckgang, deren Amplituden sämtlich von der Größenordnung 1 mm Quecksilberdruck sind. Diese Kurven wechseln sowohl von

Ort zu Ort wie mit der Jahreszeit ihre Form beträchtlich. Man bekommt erst dann eine Übersicht, wenn man die Kurven harmonisch analysiert, d. h. auflöst in eine Summe von Sinuswellen, deren Periodenlänge nacheinander gleich einem Tage, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ Tag usw. sind. Die physikalische Bedeutung dieses — an sich rein formalen — Rechenverfahrens zeigt sich darin, daß die Extreme des halbtägigen Sinusgliedes (Fig. 12) überall zur selben Ortszeit eintreten wie am Äquator, also um 10 und 4 Uhr. Die eigentümlichen lokalen und jahreszeitlichen Verschiedenheiten der täglichen Druckgänge gehen fast ausschließlich auf das gantztägige Sinusglied zurück und sind eine Wirkung der gantztägigen Temperaturperiode. So war es möglich, die Gegensätze des täglichen Druckganges an Inland- und Küstenstationen, an Gipfel- und Talstationen auch quantitativ zu klären und z. B. im Sinne Hanns aus dem Druckgang auf Berggipfeln die tägliche Temperaturschwankung in der freien Atmosphäre abzuleiten¹⁵⁾. Wie stark das gantztägige Glied von lokalen temperaturerzeugten Luftverschiebungen abhängt (Land- und Seewind, Berg- und Talwind usw.), läßt sich am besten daraus ersehen, daß es an heiteren Tagen verstärkt ist, an trüben Tagen dagegen fast verschwindet

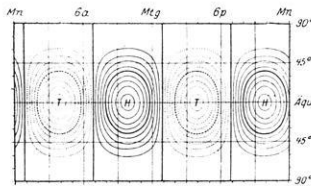


Fig. 12.

Erdkarte der (nach Westen) wandernden halbtägigen Druckwelle. Isobaren im Abstand 0.1 mm Hg. *H* hoher, *T* tiefer Druck. Die Meridiane sind durch die Ortszeit bezeichnet, die mit dem Mittag des Mittelmeridians zusammenfällt (*Mn* Mitternacht; 6*a*, 6*p* = 6 Uhr vor- und nachmittags).

(Fig. 7, S. 395). Die universelle halbtägige Welle dagegen wird nur wenig von lokalen Bedingungen berührt. Ihre Amplitude nimmt regelmäßig vom Äquator zum Pol ab [$\frac{2}{3} = 0.937 \sin^3 \vartheta \sin(2t + 154^\circ)$ mm]²⁰⁾. Die Form ist ähnlich der sektoriellen Kugelfunktion P_2^2 . Während der Äquinoktien ist die Amplitude um etwa 8 Proz. größer als zur Zeit der Sonnenwende; mit zunehmender Höhe über dem Meeresniveau nimmt die Amplitude ziemlich genau proportional dem mittleren Luftdruck ab^{10) 12)}.

Diese regelmäßige zwölfstündige Welle, die die Erde von Osten nach Westen umkreist, scheint sich in Polnähe zu verlieren; die Phasenzeiten werden dort unregelmäßig. A. d. Schmidt¹⁷⁾ und Greely haben gezeigt, daß die Ordnung für diese Stationen wieder hergestellt wird, wenn man die Phase nicht nach Ortszeit, sondern nach Weltzeit berechnet. Die Maxima fallen fast ausnahmslos zwischen 11 und 12 Uhr mittlerer Greenwichzeit (Fig. 4, S. 391). Durch genaue Rechnung^{1) 20)} konnte man diesen Bestandteil der Doppelwelle, der nach Weltzeit abläuft, auch in niedrigeren Breiten nachweisen, wo er als ein kleiner Zusatz zu der ostwestlich wandernden Hauptwelle erscheint. Es handelt sich um eine

stehende Welle von ähnlicher Form, wie die zonale Kugelfunktion P_2^0 (Fig. 13). Die Amplitude erreicht maximal 0.1 mm am Pol.

Man hat erst ziemlich spät bemerkt, daß die dritteltägige Welle von ebenso planetarischem Charakter ist, wie die halbtägige¹¹⁾. Sie verläuft nach Ortszeit, wandert also mit der Sonne. Ihr Hauptteil ist antisymmetrisch zum Äquator¹⁸⁾, so daß auf demselben Meridian gleichzeitig auf der Nordhalbkugel das Maximum, auf der Südhalbkugel das Minimum des Druckes eintritt, während am Äquator der Druck konstant ist. Der erste Extremwert tritt überall um 2 Uhr morgens ein. Fig. 14 zeigt die Gebiete hohen und tiefen Druckes im Mittel der Monate November bis Februar (Nordwinter). Die Amplitude ist am größten unter 30° Nord- und Südbreite mit etwa 0.15 mm. Die Welle ähnelt der tesseralen Kugelfunktion P_4^3 . Im Winter tritt das nächtliche Druckmaximum um 2 Uhr schon im unzerlegten Gang hervor.

Während die halbtägige Druckwelle ihre Form und Phase das ganze Jahr hindurch beibehält, kehrt die dritteltägige Welle ihre Phase vom Sommer zum

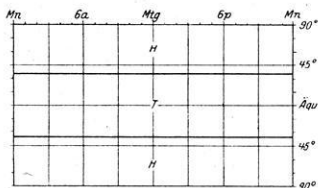


Fig. 13.

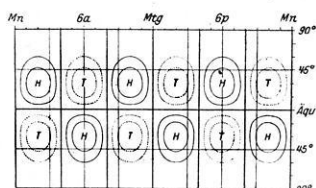


Fig. 14.

Fig. 13. Erdkarte der stehenden halbtägigen Druckwelle im Augenblick 11 Uhr Weltzeit. Nur die Nulllinien des Luftdrucks sind (stark) gezeichnet. Nach 3 Stdn. verschwinden die Druckabweichungen überall; nach 6 Stdn. sind *H* und *T* vertauscht.

Fig. 14. Erdkarte des antisymmetrischen Anteils der (nach Westen) wandernden dritteltägigen Druckwelle; Mittel November—Februar. Abstand der Isobaren 0.05 mm Hg.

Winter um; in der entsprechenden Karte für den Nordsummer müßte man überall *H* und *T* in Fig. 14 vertauschen. In den Übergangsjahreszeiten verschwinden die dritteltägigen Wellen bis auf einen kleinen Rest (Fig. 9).

S. K. Pramanik¹⁶⁾ hat die vierteltägigen Druck- und Temperaturwellen untersucht; eine theoretische Bearbeitung ist angekündigt.

7. Die Beobachtungen für die lunaren Druckschwankungen. Der Mond braucht zu seinem scheinbaren Umlauf um die Erde rund 50 Min. mehr als 24 Stdn. Um lunare Schwankungen zu berechnen, muß man also nach Mondzeit ordnen und die solaren Schwankungen eliminieren, falls sie sich nicht, wie bei vollen Monaten, von selbst wegheben. Für tropische Stationen findet man schon aus einjährigen Beobachtungen brauchbare Werte, und zwar, wie aus der Gezeitentheorie zu erwarten, eine doppelte Welle, deren Maxima mit den oberen und unteren Kulminationen zusammenfallen. Die Amplitude beträgt in Batavia 0.065 mm. Man hat lange Zeit vergeblich versucht [Laplace, Airy u. a.⁴⁾], diese lunare Druckwelle auch für unsere Breiten nachzuweisen. Die Schwierigkeit

liegt darin, daß die unperiodischen Druckschwankungen 100- bis 1000 mal größere Amplituden haben als die gesuchte periodische Welle. Die ersten zuverlässigen Werte wurden für Greenwich⁴⁾ abgeleitet, später für Deutschland²⁾ aus einer insgesamt 66 jährigen Reihe stündlicher Luftdruckwerte für Potsdam und Hamburg. Dabei ergibt sich, daß die lunare Druckvariation auch bei uns eine regelmäßige Doppelwelle ist; die Amplitude erreicht nur 0.01 mm. Die Be-

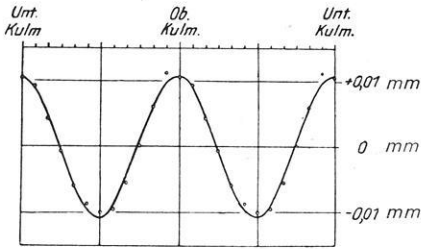


Fig. 15.

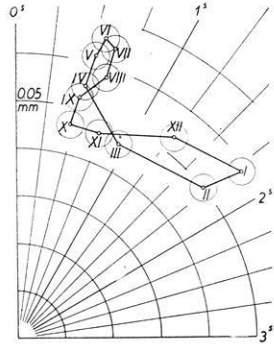


Fig. 17.

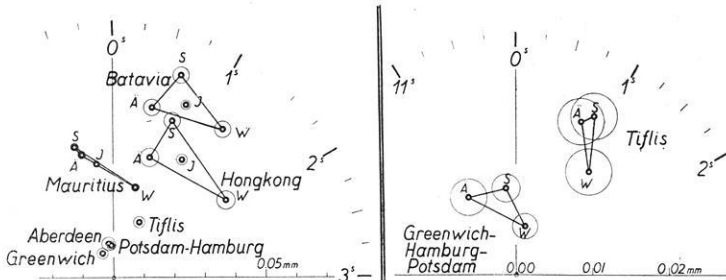


Fig. 16.

Fig. 15. Mondentägige Druckwelle. Mittel Potsdam—Hamburg. Beobachtete Stundenwerte (Punkte) und ausgleichende Sinuswelle (ausgezogen).

Fig. 16. Periodenuhren für die halbtägige lunare Druckschwankung. Wahrscheinliche Fehlerkreise.

Fig. 17. Monatsmittel der lunaren Halbtagswelle. Mittel Batavia—Hongkong. Wahrscheinliche Fehlerkreise. Die römischen Ziffern bezeichnen die Monate.

rechnung ist vom statistischen Standpunkt bemerkenswert; selbst die 66 jährige Reihe genügte nur bei Anwendung besonderer Vorsichtsmaßregeln, indem nur die ruhigsten Tage ausgesucht wurden, insgesamt 150 000 stündliche Werte. Die Rechenarbeit wurde durch einen kleinen Trick vermindert: Statt der einzelnen Druckbeobachtungen (z. B. 765.4, 765.6 mm) wurden bloß die Änderungen von Stunde zu Stunde ausgeschrieben. Die Rechnung stellt eine harte Probe auf die Gültigkeit des Gesetzes dar, wonach die Fehler bei n -facher Vermehrung des Materials im Verhältnis $1/\sqrt{n}$ abnehmen. Die einzelne Barometerablesung ist nämlich nur auf etwa 0.1 mm genau; durch die vielfache Häufung der Beobachtungen gelingt es aber, eben wegen der Gültigkeit dieses Gesetzes,

den mondentägigen Gang unter Elimination der unregelmäßigen Schwankungen bis auf 0.001 mm festzulegen. Die lunare Bewegung der Quecksilberkuppe des Barometers ist also bis auf einige Lichtwellenlängen bekannt. Fig. 15 gibt die ausgeglichene lunare Doppelwelle in Potsdam und Hamburg 750fach vergrößert wieder. Würde man die Registrierungen der gewöhnlichen Barographen im selben Maßstab auftragen, so wäre schon die Dicke des Federstrichs 10 cm, und der Registrierstreifen wäre 60 m hoch.

Die Schwingungsform der lunaren Welle ist durch P_2^2 gegeben, ebenso wie bei der solaren Welle (Fig. 12), nur daß alles nach Mondzeit abläuft und die Maxima mit der Kulmination zusammenfallen. In Fig. 16 sind die bisherigen Beobachtungsergebnisse der lunaren Druckwelle in zwei Periodenuhren (0^s Mondzeit = Kulmination) wiedergegeben, mit ihren wahrscheinlichen Fehlerkreisen; S = Nordsommer, \dot{A} = Äquinoktien, W = Nordwinter, J = Jahr (vgl. auch Fig. 5 und 6, S. 394). Für die außertropischen Stationen ist links nur das Jahresmittel eingezeichnet; die jahreszeitliche Veränderung ist rechts im $2\frac{1}{2}$ fachen Maßstab dargestellt. Für Mauritius sind die Fehlerkreise so klein, daß sie mit dem kleinen, die Beobachtung markierenden Kreis verschmelzen. Trotz der Phasendifferenzen der Jahresmittel hat die jährliche Veränderung überall dieselbe charakteristische Gestalt. Fig. 17 zeigt an den Monatsmitteln, wie groß die jahreszeitlichen Unterschiede sind.

8. Die anregenden Kräfte für die wichtigsten tagesperiodischen Druckwellen. Die Frage nach den anregenden Kräften ist am einfachsten zu beantworten bei der dritteltägigen Druckwelle. Da in der harmonischen Analyse (2) des Gezeitenpotentials kein nennenswertes Glied der Form P_4^3 auftritt, so kann sie nur durch eine dritteltägige Temperaturwelle derselben Form angeregt sein. Wenn man den täglichen Gang der Temperatur an verschiedenen Stationen harmonisch analysiert, so findet man tatsächlich ein entsprechendes achtstündiges Temperaturglied, das ebenso wie die dritteltägige Druckwelle seine Phase vom Sommer zum Winter umkehrt. So fällt z. B. in Potsdam (Fig. 9) ein Extremwert der dritteltägigen Temperaturwelle auf 1 Uhr mittags; er ist im Winter ein Maximum, im Sommer ein Minimum. Der Grund dafür ist leicht einzusehen: Es handelt sich um einen Einfluß der jahreszeitlich veränderlichen Tageslängen. Das nachmittägliche Maximum des unzerlegten Temperaturganges ist nämlich im Winter, an kurzen Tagen, schmal und spitz, und im Sommer, an langen Tagen, breit und flach gewölbt. Die ganz- und halbtägigen Temperaturwellen haben nun das ganze Jahr hindurch dieselbe Phase (Fig. 9); sie bauen zusammen das Morgenminimum und das Mittagmaximum auf. Die dritteltägige Welle addiert sich zu den ganz- und halbtägigen Temperaturwellen gerade in dem Sinne, daß sie im Winter das Maximum verschärft, im Sommer dagegen verbreitert. So erklärt sich der Gegensatz der beiden Halbkugeln mit ihren entgegengesetzten Jahreszeiten, ebenso das Verschwinden der dritteltägigen Druck- und Temperaturwellen zur Zeit der Äquinoktien.

Wenn man die Formeln (5) auf solche temperaturerzeugten Druckwellen anwenden will, so müßte man die Temperaturschwankung in allen Höhen kennen. Darüber liegen nur wenig Daten vor, aber es steht wenigstens fest, daß die Temperaturschwankung nach aufwärts zunächst unter Phasenverzögerung abnimmt. Die Atmosphäre wird, in bezug auf den täglichen Temperaturgang wenigstens, hauptsächlich vom Boden aus durch Konvektion erwärmt, so daß die Erwärmung von unten nach oben fortschreitet. Man kann also die üblichen Formeln der Wärmeleitung ansetzen, wenn es sich auch nicht um echte Wärmeleitung, sondern um Austauschvorgänge handelt [Leitungsglied nach W. Schmidt¹⁹], τ^* als Faktor von i in dem Ausdruck $A \cdot e^{-\beta z} e^{i\alpha t}$, $A = c \cdot e^{i\alpha}$, $\beta = b \cdot e^{i\pi/4}$, b reell. Vgl. auch Fig. 3, S. 390]. Geht man mit diesem Ansatz in T^* ein, so findet man, daß die Extreme der erzwungenen Druckwelle um $\frac{3}{8}$ der Periodenlänge vor den Extremen der Temperaturwelle eintreten, ganz unabhängig von der Stärke des Austausches. Diese Phasenbeziehung bestätigt sich bei der dritteltägigen Druckwelle (Fig. 9).

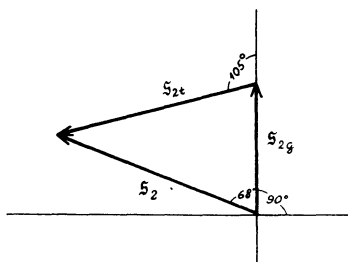


Fig. 18.

Zerlegung des Vektors der halbtägigen wandernden Druckwelle in temperatur- und gravitationserzeugten Anteil

$$s_2 = s_{2t} + s_{2g}$$

eben erwähnten Phasenbeziehung möglich⁵). Der gravitationserzeugte Teil s_{2g} hat sein Maximum um 12 Uhr, der temperaturerzeugte s_{2t} um $8\frac{1}{2}$ Uhr (Fig. 18). (Phasen $s_2^{(n)}$ 158° , s_{2g} 90° , s_{2t} 195° .) Die Resonanzvergrößerung ist etwa hundertfach.

Der parallele jährliche Gang der halbtägigen Druck- und Temperaturwelle (Fig. 9) ist nun verständlich. Erstaunlich bleibt die große Konstanz der halbtägigen Druckwelle von Jahr zu Jahr. Denn bei der scharfen Resonanz hätte man wohl erwartet, daß die Druckwelle empfindlicher auf Änderungen der Wärmestrahlung der Sonne oder der Mitteltemperatur der Erdatmosphäre (optische Trübungen nach Vulkanausbrüchen) reagieren sollte.

Der Vergleich der solaren und lunaren Doppelwelle bietet eine gute Gelegenheit, die Resonanztheorie zu prüfen, denn die Schwingungsform, also auch die Eigenperiode, ist in beiden Fällen dieselbe, während die anregenden Kräfte sich um etwa 4 Proz. in ihrer Periode unterscheiden. Der starke Unterschied in der Vergrößerung der solaren und lunaren Welle (100- bzw. 3fach) zeigt wieder, daß die Eigenschwingung der Atmosphäre für die Form P_2^2 um nur wenige Minuten unterhalb 12 Sonnenstdn. liegen muß, da schon die Verlängerung

der Periode um 25 Min. eine so starke Abschwächung bewirkt; sie kann nicht größer als 12 Stdn. sein, weil dann das Druckminimum mit der Kulmination zusammenfiel [vgl. (7) für $\sigma > \sigma_n$].

Die Houghsche Theorie gestattet, die Resonanzvergrößerung für die Mondflut zu berechnen, wenn die Eigenperiode so nahe bei 12 Stdn. liegt. Bei oberflächlicher Betrachtung scheint sich dabei eine Unstimmigkeit zwischen Theorie und Beobachtung herauszustellen; denn theoretisch sollte die Mondflut 11fach verstärkt sein, während die Beobachtung kaum das 3fache, also $\frac{1}{4}$ dieses Wertes anzeigt. Die Erklärung liegt einfach darin, daß in der Theorie die Erdoberfläche völlig starr angenommen wird. Es ist aber anderweitig festgestellt, daß sie den Gezeitenkräften nachgibt; und man kann geradezu behaupten, daß aus den Beobachtungen der atmosphärischen Mondflut folgt, daß die Unterlage, also die gesamte feste und flüssige Erdoberfläche, im Mittel (d. h. im Faktor von P_2^2) zu $\frac{3}{4}$ den Gezeitenkräften nachgibt. Der verbleibende Rest der Gezeitenkräfte relativ zur schwankenden Erdoberfläche wird dann in der Tat 11fach verstärkt²⁾.

Die halbtägige zonale stehende Druckwelle geht wahrscheinlich auf ein äquivalentes Glied in der geographischen Verteilung der halbtägigen Temperaturschwankung zurück, das durch die Verteilung von Land und Meer bedingt sein wird. Bisher hat man noch nicht danach gesucht.

9. Andere Wellen. Kurz seien noch einige andere Glieder des Gezeitenpotentials (§ 1) besprochen. Nicht in Frage kommen hier die sonnenzeitlichen Glieder, weil sie durch größere thermische Anteile entstellt werden, ferner auch die sternzeitlichen, weil Sternzeit gegen Sonnenzeit sich im Laufe eines ganzen Jahres um nur eine Periode verschiebt; Sternzeitglieder können deshalb als jahreszeitlich veränderliche Sonnenzeitglieder angesehen werden und werden mit diesen durch thermische Anteile verdeckt. Dagegen lassen sich gewisse ganztägige lunare Glieder trennen, z. B. O_1 (§ 1). Trotzdem übertrifft dieses Glied in den Beobachtungen nicht die Fehlergrenzen, ist also nicht nachweisbar, wieder ein Beweis dafür, daß die Atmosphäre nicht auf ganztägige Wellen abgestimmt ist. Dagegen ist neben dem halbtägigen Hauptgliede M_2 auch das Glied N_2 , also der Einfluß der Mondentfernung, ziemlich gut nachzuweisen. Da die Periode von N_2 noch länger ist als die des halben Mondtages, also sich noch weiter als diese von der Eigenperiode entfernt, so ist es in den Beobachtungen relativ schwächer als M_2 ; mit anderen Worten, die lunare Druckwelle unterscheidet sich im Apogäum und Perigäum prozentual um weniger als die fluterzeugenden Kräfte. Schließlich ist noch das Glied mit dem Argument $(2\tau - N')$ gerade noch nachweisbar²⁾.

Die Phasendifferenzen der lunaren Welle an den einzelnen Stationen (Fig. 16) sind wahrscheinlich einem sekundären Einfluß der Meereszeiten zuzuschreiben: An Küstenstationen wird bei Hochwasser Luft vom Meer zum Land abfließen, bei Niedrigwasser umgekehrt. Dadurch entstehen zusätzliche

lokale lunare Druckvariationen, die schwer zu eliminieren sein dürften. Umgekehrt lassen sich die Druckbeobachtungen an Bord von Schiffen zur Feststellung der Hochseezeiten auswerten³⁾.

10. Die tagesperiodischen Windschwankungen. Bei den Meereszeiten beobachtet man nicht bloß das Heben und Senken des Wasserspiegels, sondern auch das Strömen des Wassers. Für die Atmosphäre kann man aus den Druckwellen die zugehörigen Windbewegungen aus (3) berechnen und erhält

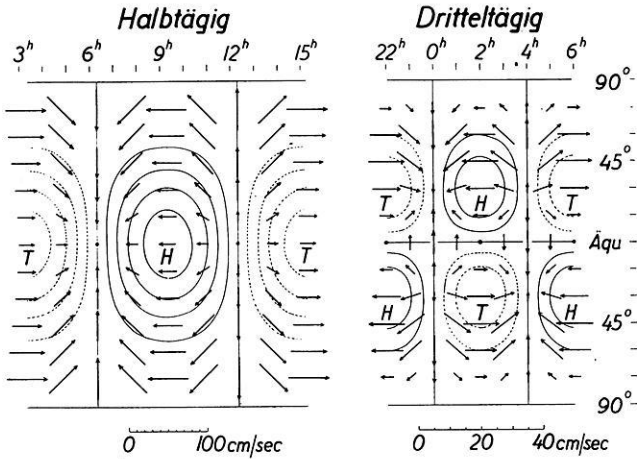


Fig. 19.

Karte der Windgeschwindigkeit der periodischen Luftversetzungen bei der halbtägigen wandernden Druckwelle (Fig. 12) und der dritteltägigen antisymmetrischen Druckwelle im Nordwinter (Fig. 14). Isobarenabstand links 0.2 mm, rechts 0.05 mm. Maßstab für die Windgeschwindigkeit am unteren Rand, rechts fünfmal so groß als links.

Komponenten der Größenordnung 20 cm/sec (Fig. 19). Natürlich folgen diese Winde nicht dem gewöhnlichen barischen Windgesetz, weil dieses nur für stationäre Vorgänge gilt, während in (3) die Beschleunigungsglieder wesentlich sind.

Die Beobachtung an Bodenstationen scheidet aber aus zwei Gründen. Zunächst ist in der Nähe des Erdbodens, wo unsere Anemometer stehen, die Reibung groß und vor allem tageszeitlich stark wechselnd; zweitens stören bei den Winden (den Druckgradienten) die lokalen Einflüsse (Land- und Seewind usw.) weit mehr als beim Druck selbst. Wenn man $\Delta p = \Delta p_u + \Delta p_l$ schreibt (Δp_u universell, Δp_l lokal), so ist zwar $\Delta p_l \ll \Delta p_u$, aber für die Gradienten gilt $\partial \Delta p_l / \partial s \gg \partial \Delta p_u / \partial s$. J. Hann¹⁰⁾ hat für einige Berggipfel die halbtägige Windwelle in den Beobachtungen nachgewiesen; jedoch stimmen nur die Phasen zur Theorie, während die Amplituden fast durchweg, zum Teil mehrfach, zu groß gefunden werden. Besser stimmen tägliche Schwankungen des Passats auf atlantischen Inseln.

11. Beziehungen zum Erdmagnetismus. Die erdmagnetischen Beobachtungen beweisen, daß die horizontalen Bewegungen der höchsten, leitenden Atmosphärenschichten an magnetisch ruhigen Tagen vorwiegend tagesperiodisch sind, daß also, auch in höheren, Breiten Störungen nach Art der Zyklonen und Antizyklonen gewöhnlich fehlen. Die Amplituden der solaren und lunaren erdmagnetischen Variationen verhalten sich fast ebenso wie die der entsprechenden Druckwellen am Boden, aber die Phasen der Luftbewegung oben müßten denen am Boden gerade entgegengesetzt sein. S. Chapman⁶⁾ erklärt diese Abweichung von der Schusterschen Theorie mit selbständigen Temperaturschwankungen der höchsten Schichten (Ozonabsorption) im solaren Falle, und mit einem primären Stromsystem in der Polarlichtzone im lunaren Falle. Im Gegensatz dazu sei die Hypothese erwähnt, daß es sich vielleicht um einen ähnlichen Vorgang wie bei Wellen in einem geschichteten Medium handeln mag: Die durch Resonanz vergrößerten Schwingungen der unteren Luftmassen erzeugen oben entgegengesetzte Druckgradienten, die oberhalb von — zweifellos vorhandenen — hochliegenden Inversionen der Temperatur (Schallbeobachtungen) auch zu entgegengesetzten Bewegungen führen, ähnlich wie bei den internen Wellen in zweifach geschichteten Medien, die A. Defant⁷⁾ 8) beschreibt.

Literatur.

- 1) E. Alt: Meteorol. Zeitschr. **26**, 145 (1909).
- 2) J. Bartels: Abhandl. d. Preuß. Meteorol. Inst. **8**, Nr. 9 (Veröff. Nr. 346), Berlin 1927. Dort ausführlichere Literaturangaben.
- 3) Derselbe: Ann. d. Hydrogr. **54**, 222 u. 270 (1926).
- 4) S. Chapman: Quart. Journ. R. Meteorol. Soc. **45**, 113 (1919).
- 5) Derselbe: ebenda **50**, 165 (1924).
- 6) Derselbe: Proc. London Math. Soc. (2) **26**, 131 (1927). [Referat: Geophysikalische Berichte 1927, S. 94, in Zeitschr. f. Geophys. **3** (1927), Heft 6.]
- 7) A. Defant: Sitzungs-Ber. d. Akad. Wien, Abt. IIa, **132**, 81 (1923).
- 8) Derselbe: Beitr. z. Phys. d. freien Atmosph. **12**, 112 (1926).
- 9) A. T. Doodson: Proc. R. Soc. (A) **100**, 305, London 1922.
- 10) J. Hann-Süring: Lehrb. d. Meteorol., 4. Aufl., 1926.
- 11) J. Hann: Denkschr. Wiener Akad., math.-naturw. Kl. **95**, 1 (1919).
- 12) H. Hergesell: Beitr. z. Phys. d. freien Atmosph. **8**, 178 (1919); **9**, 30 (1920).
- 13) H. Lamb: Lehrb. d. Hydrodynamik, Leipzig 1907 (ausführlicher Hydrodynamics, 5. ed., London 1924).
- 14) Derselbe: Proc. R. Soc. (A) **84**, 551, London 1910.
- 15) E. Kleinschmidt: Beitr. z. Phys. d. freien Atmosph. **10**, 151 (1922).
- 16) S. K. Pramanik: Memoirs R. Meteorol. Soc. **1**, 35, London 1926.
- 17) Ad. Schmidt: Meteorol. Zeitschr. **7**, 182 (1890).
- 18) Derselbe: ebenda **36**, 29 (1919).
- 18a) Derselbe: ebenda **38**, 303 (1921).
- 19) W. Schmidt: ebenda **37**, 49 (1920).
- 20) G. C. Simpson: Quart. Journ. R. Meteorol. Soc. **44**, 1, London 1918.