

Werk

Jahr: 1927

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:3

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0003

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0003

LOG Id: LOG_0082

LOG Titel: Vorträge, gehalten auf der VI. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 26. bis 28. September 1927 in Frankfurt a. M.

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 there Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

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

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

Contact

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

Vorträge, gehalten auf der VI. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

· vom 26. bis 28. September 1927 in Frankfurt a. M.

Veranschaulichung beobachteter Perioden und ihrer Genauigkeit.

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

Zur Veranschaulichung und zum Vergleich geophysikalischer Perioden gleicher Länge wird eine einfache Form des Vektordiagramms vorgeschlagen, die sowohl Amplitude wie den Eintritt des Maximums anzeigt. Mehrere Beispiele für diese „Periodenuhr“ werden besprochen und Formeln zur Abschätzung der Fehler beobachteter Perioden abgeleitet. Die graphische Darstellung der Genauigkeit benutzt den wahrscheinlichen Fehlerkreis.

1. Zweck. Beim Vergleich von Sinusperioden gleicher Schwingungsdauer werden oft Amplituden und Phasen getrennt betrachtet. Der Nachteil dieses Verfahrens liegt u. a. darin, daß die Phasenänderung bei relativ kleinen Amplituden keine Rolle mehr spielt. Dem Charakter der Sinuswellen entspricht es besser, Diagramme zu verwenden, in denen die Perioden als Vektoren erscheinen. Diese Methode wird vielfach verwendet, z. B. in der Wechselstromtechnik. Anwendungen auf geophysikalische Perioden finden sich dagegen verhältnismäßig selten [z. B. Whipple¹⁾, W. Schmidt²⁾, S. Chapman³⁾]. Eine einfache Form des Vektordiagramms, die man als Periodenuhr bezeichnen kann, soll deshalb hier besprochen werden. Dieselben Sätze, die dem Periodogramm zugrunde liegen, gestatten auch, die Genauigkeit von Perioden fester, vorgegebener Länge abzuschätzen und über ihre Realität zu entscheiden.

2. Die Periodenuhr. Eine Periode der Länge $T = 2\pi/n$ sei gegeben durch

$$a_n \cos nt + b_n \sin nt = c_n \sin(nt + \alpha_n) \dots \dots \dots (1)$$

Die Periodenuhr ist ein Diagramm, in dem a_n (nach oben) und b_n (nach rechts) die rechtwinkligen Komponenten eines ebenen Vektors c_n sind. Folglich sind c_n (die Länge von c_n) und α_n (das Azimut gegen die b_n -Achse, entgegengesetzt dem Uhrzeiger) die Polarkoordinaten von c_n (Fig. 1). Das Maximum tritt ein, wenn $(nt + \alpha_n) = \pi/2$ ist, also für $t_m = (\pi/2 - \alpha_n)/n = T\left(\frac{1}{4} - \frac{\alpha_n}{2\pi}\right)$; d. h. für $\alpha_n = 0$ um $t_m = T/4$, für $\alpha_n = 90^\circ$ um $t_m = 0$ usw. Das Netz der Periodenuhr besteht aus konzentrischen Kreisen um den Mittelpunkt, die die

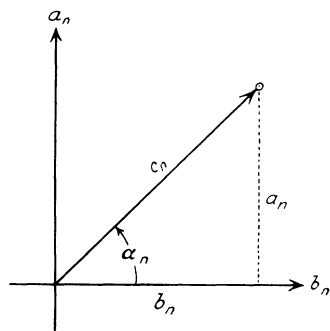


Fig. 1. Schema zur Periodenuhr.

Punkte mit gleicher Amplitude c_n verbinden, und Strahlen vom Nullpunkt aus. bezeichnet durch die Zeit des Maximums von Perioden, deren Vektoren der betreffenden Richtung parallel sind. Die Kreise können auch durch einen Maßstab ersetzt werden. Jede einzelne Periode wird in diesem Netze durch einen festen Punkt gekennzeichnet, nämlich den Endpunkt ihres Schwingungsvektors. Die Verbindung zweier Punkte ist der Vektor der Differenz der entsprechenden

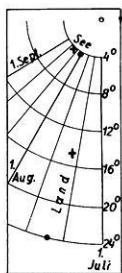


Fig. 2.

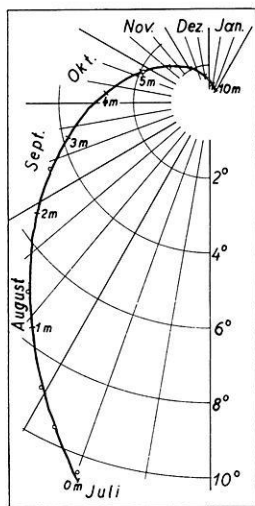


Fig. 3.

Perioden. Superposition von Schwingungen derselben Periodenlänge T ist nach (1) äquivalent mit geometrischer Addition der entsprechenden Vektoren.

Für $T = 12$ Stunden entspricht die Randbezeichnung genau dem Zifferblatt einer gewöhnlichen Uhr; der Vektor entspricht dem Stundenzeiger, der auf die Stunde des Maximums der Periode weist und zugleich durch seine Länge die Amplitude veranschaulicht. Im allgemeinen Falle denkt man sich Uhren, deren Zifferblatt nach Bruchteilen von T geteilt ist.

Übrigens läßt sich $c_n \sin(nt + \alpha_n)$ als imaginärer Teil der Exponentialfunktion

$$c_n \cdot e^{i(nt + \alpha_n)} = c_n e^{i\alpha_n} e^{int} = (b_n + i a_n) e^{int} \quad (2)$$

auffassen, so daß man die Periodenuhr als eine graphische Darstellung der komplexen Amplitude $(b_n + i a_n)$ ansehen kann. Superposition von Schwingungen bedeutet dann graphische Addition komplexer Zahlen. — Die sonst übliche⁴⁾ Darstellung von Schwingungen stellt den ganzen Vektor in (2) einschließlich des Zeitfaktors dar, ergibt also Kreise oder Spiralen für ungedämpfte oder gedämpfte Schwingungen. Die Periodenuhr stellt von diesen Kurven nur einen Punkt, den für die Zeit $t = 0$, dar, was für den Vergleich ungedämpfter Perioden genügt.

3. Beispiele. Diese sind meist mit Rücksicht auf den folgenden Aufsatz „Gezeitenerscheinungen in der Atmosphäre“ ausgewählt.

a)⁵⁾ (Fig. 2.) Jährliche Periode der Lufttemperatur im Land- und Seeklima unter der nördlichen Breite von etwa 40° (Kreuze) und 60° (Punkte).

b)⁶⁾ (Fig. 3.) Ganzjährige Periode der Bodentemperatur in Königsberg in verschiedenen Tiefen von der Oberfläche (0 m) bis 10 m. Beobachtete Werte (Tiefen 1 Zoll und 1, 2, 4, 8, 16 Fuß, wobei 1 Fuß = 0.314 m) als Punkte eingetragen. Die Ausgleichung ergibt die bekannte logarithmische Spirale: Mit zunehmender Tiefe gleichförmige Verspätung der Extreme und exponentielle Abnahme der Amplitude. — W. Schmidt²⁾ hat eine ähnliche Darstellung für den täglichen Temperaturgang als Summe Strahlungs- + Leitungsglied gegeben.

c) 7) 8) 9) (Fig. 4.) Jahresmittel der halbtägigen Schwankung des Luftdrucks an Stationen nördlich von 70°N (○) und südlich von 65°S (+). Nach Ortszeit (links) sind die Maxima scheinbar regellos über den Halbttag verteilt; nach Weltzeit (rechts) dagegen ordnen sie sich alle um 11.5 Uhr mittl. Greenw. Zeit. Darin äußert sich die zwölfstündige zonale stehende Schwingung der Atmosphäre. — Eine Darstellung der ganztägigen Periode des luftelektrischen Potentialgefälles über dem Meere würde ähnlich aussehen.

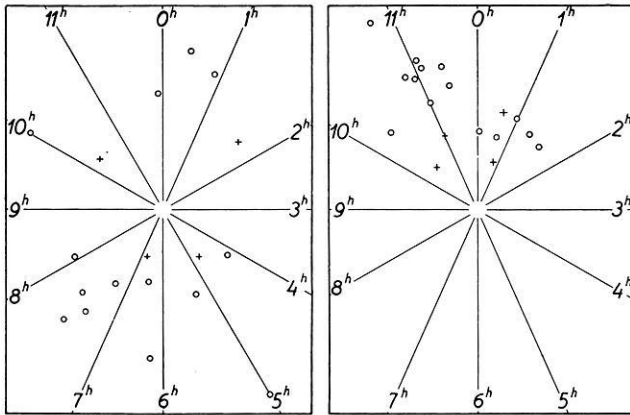


Fig. 4. Periodenuhr für die halbtägige Druckwelle, links nach Ortszeit, rechts nach Weltzeit. Das Jahresmittel jeder Station ist durch einen Punkt gekennzeichnet, dessen Abstand vom Nullpunkt die Amplitude angibt (1 cm der Zeichnung entspricht einer Amplitude von $c_2 = 0.05\text{ mm Druck}$), während die Lage des Punktes in bezug auf die Strahlen vom Nullpunkt aus die Eintrittszeit des Maximums der Welle anzeigt.

4. Fehlerbestimmung¹⁰⁾. Jedem Vektor c , der aus Beobachtungen abgeleitet ist, kommt eine gewisse Ungenauigkeit zu. Liegen mehrere unabhängig bestimmte Werte $c^{(1)}, c^{(2)}, \dots, c^{(k)}$ vor, so kann man die vektoriell gebildeten Abweichungen vom mittleren Vektor $\bar{c}$ als „Fehler“ $\bar{f}^{(v)} = c^{(v)} - \bar{c}$ deuten. In den meisten Fällen ist die Annahme zulässig, daß jeder Fehler $\bar{f}^{(v)}$ eine Summe von sehr vielen kleinen vektoriellen Elementarfehlern ist, von denen vorausgesetzt wird, daß sie nach allen Richtungen der Ebene gleichmäßig und von gleicher Größenordnung auftreten. Dann gilt für den absoluten Wert $f^{(v)}$ von $\bar{f}^{(v)}$ folgendes asymptotische ($k \rightarrow \infty$) Gesetz: Die Wahrscheinlichkeit, daß $f^{(v)}$ zwischen f und $(f + df)$ liegt, ist unabhängig von der Richtung von $\bar{f}^{(v)}$ und gleich

$$\Phi(f) df = \frac{2}{\mu^2} e^{-f^2/\mu^2} f df \dots \dots \dots (3)$$

Man bestätigt leicht, daß $\int_0^\infty \Phi(f) \cdot f^2 \cdot df = \mu^2$, also μ die im gewöhnlichen Sinne gebildete mittlere Abweichung der f bedeutet.

Dieses Gesetz bildet bekanntlich auch die Grundlage des Schusterschen Periodogramms, wobei übrigens die Elementarfehler von gleicher absoluter Größe vorausgesetzt werden, was jedoch unwesentlich ist¹¹⁾. Nach Rayleigh¹²⁾ liegt die Resultante von N Schwingungen gleicher Amplitude 1 und willkürlicher Phase mit der asymptotischen Wahrscheinlichkeit

$$w(s) ds = \frac{2}{\sqrt{N}} e^{-s^2/N} s ds \dots \dots \dots (4)$$

zwischen s und $(s + ds)$; mit $\mu = \sqrt{N}$ geht (4) in (3) über. — Äquivalent ist natürlich folgende geometrische Fassung der Aufgabe [K. Pearson, G. Pólya¹³⁾]: Jemand geht von einem Punkte aus 1 m in gerader Linie; dann wendet er sich aufs Geratewohl um einen gewissen Winkel, ohne irgend eine Richtung auszuzeichnen, und geht wieder 1 m geradlinig vorwärts usw. Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit, daß er sich am Ende seiner „Irrfahrt“ in der Entfernung s bis $(s + ds)$ vom Ausgangspunkt befindet? — Den allgemeineren wahrscheinlichkeitstheoretischen Satz von Markoff hat M. v. Laue¹⁴⁾ auf die Strahlungstheorie angewendet.

Nach (3) sind auf konzentrischen Kreisen um den Endpunkt von $\mathfrak{C}$ die Wahrscheinlichkeiten für die Endpunkte von $\mathfrak{C} + \mathfrak{f}^{(n)} = c^{(n)}$ gleich groß. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Punkt außerhalb des Kreises mit dem Radius f_0 liegt, ergibt sich durch Integration von (3) zu

$$\Theta(f_0) = e^{-f_0^2/\mu^2} \dots \dots \dots (5)$$

Θ	f_0/μ	Θ	f_0/μ	Die nebenstehende Tabelle gibt die zu runden Werten von Θ gehörigen Werte f_0/μ . Die Kreise mit den zu $\Theta = 1.0, 0.9, 0.8, \dots 0.0$ gehörigen Werten von f_0 teilen die Ebene in 10 Gebiete, die gleichviele Punkte enthalten, falls (3) streng erfüllt ist. Die Innen- und Außenflächen des wahrscheinlichen Fehlerkreises mit dem Radius $\omega = 0.833 \mu$ haben die gleiche Gesamtwahrscheinlichkeit 0.5. — Aus (3) findet man den durchschnittlichen Fehler zu
1.0	0	0.1	1.517	
0.9	0.325	10^{-2}	2.146	
0.8	0.472	10^{-3}	2.628	
0.7	0.597	10^{-4}	3.035	
0.6	0.715	10^{-5}	3.393	
0.5	0.833	10^{-6}	3.717	
0.4	0.957	10^{-9}	4.552	
0.3	1.097	0	∞	
0.2	1.269			

$$\delta = \int_0^\infty \Phi(f) \cdot f df = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \mu = 0.886 \mu \dots \dots \dots (6)$$

Der Unterschied der hier betrachteten ebenen Fehlerverteilung gegen die übliche Gaußsche Verteilung, die sich auf lineare Fehler bezieht, ist schon durch (3) ausgedrückt. Große Fehler im Verhältnis zu μ sind im ebenen Falle seltener als im linearen. Die Tabelle zeigt z. B., daß 3.72μ im ebenen Falle erst einmal unter 10^6 Beobachtungen erreicht werden, im linearen Falle dagegen schon bei 5000 Beobachtungen.

5. Beziehungen zum Periodogramm. (5) gibt den unmittelbaren Anschluß an den Expektanzbegriff von A. Schuster¹⁵⁾, und zwar für beide Formen des Periodogramms. In der ersten, bekannteren Form¹⁶⁾ werden die Amplituden R als Funktion der Periodenlänge T aufgetragen, in der zweiten, verbesserten Form wird R^2 als Ordinate benutzt. Die Expektanz ist im ersten Falle gleich dem gewöhnlichen Mittel der R ($E_1 = \sum R/N$), im zweiten gleich dem Mittel der R^2 ($E_2 = \sum R^2/N$). Formal ist es gleichgültig, ob die einzelnen R für Perioden gelten, deren Längen (wie hier) gleich oder (wie bei Schuster) verschieden sind. E_1 und δ , sowie E_2 und μ^2 sind also äquivalent, und nach (6) ist $E_1^2 = E_2 \cdot \pi/4$. (5) gibt also für die Wahrscheinlichkeit, daß $R > \kappa_1 E_1$, den Wert $e^{-\kappa_1^2 \cdot \pi/4}$, und daß $R^2 > \kappa_2 E_2$, den Wert $e^{-\kappa_2}$, d. h. die wahrscheinlichkeitstheoretischen Grundformeln für die Methode des Periodogramms.

6. Anwendung. Praktisch wird man aus den gegebenen Daten zunächst einen Wert für den mittleren Fehler μ ableiten, indem man das Mittel $\mathfrak{C}$, die Fehler $\tilde{f}^{(v)}$ und schließlich μ aus $\mu^2 = \sum f^{(v)2}/k$ berechnet. μ regelt die Verteilung der Einzelwerte $c^{(v)}$ in bezug auf $\mathfrak{C}$. Ist $\mathfrak{C}$ das Mittel aus k Einzelwerten, so ist der mittlere Fehler von $\mathfrak{C}$ gleich $m = \mu/\sqrt{k}$; die Formel (3), mit m statt μ , bestimmt dann die Wahrscheinlichkeit, daß der wahre Wert von $\mathfrak{C}$ um f von dem berechneten entfernt liegt. Wie bei jeder Fehlerbestimmung ist es natürlich erforderlich, daß eine größere Zahl k von Werten für denselben gesuchten Vektor $\mathfrak{C}$ vorliegt; am einfachsten verschafft man sich diese durch Unterteilung des Materials, wobei man bis zur einzelnen Periode hinabgehen kann. k wird so groß angenommen, daß der Unterschied zwischen k und $(k-1)$ vernachlässigt werden kann. — Haben die $c^{(v)}$ ungleiches Gewicht — z. B. tägliche Perioden, die aus verschiedenen Anzahlen von Tagen gewonnen sind —, so muß man bei der Berechnung von μ die bekannten Gesetze der Fehlerfortpflanzung beachten, etwa einen Einheitsfehler für eine einzelne Periode einführen. Für Überschlagsrechnungen genügt es, den durchschnittlichen Fehler δ zu berechnen.

Anschaulich wird die Genauigkeit des Vektors $\mathfrak{C}$ durch einen Kreis um seinen Endpunkt dargestellt, zusammen mit der Angabe der Wahrscheinlichkeit Θ , daß der wahre Wert von $\mathfrak{C}$ außerhalb dieses Kreises liegt. Für $\Theta = 1/2$ ist der Radius gleich 0.833 m , für $\Theta = 1/4$ ist er gleich 1.178 m usw., entsprechend der Tabelle. Wenn $|\mathfrak{C}|$ kleiner oder nicht wesentlich größer als m ist, so fällt der Ausgangspunkt in den wahrscheinlichen Fehlerkreis oder in seine Nähe; das deutet darauf hin, daß $\mathfrak{C}$ nur unsicher bestimmt und der berechnete Wert nicht reell ist. Setzt man die Wahrscheinlichkeit, daß $\mathfrak{C}$ nicht reell ist, gleich derjenigen, daß $|\mathfrak{C}| > m$, so ergibt sie sich aus der Tabelle, wenn $|\mathfrak{C}|/m$ für f_0/μ gesetzt wird.

Für den speziellen Fall, daß m klein gegen $|\mathfrak{C}|$ ist, gelten näherungsweise die Formeln von H. Rauschelbach¹⁷⁾ für die mittleren Fehler der Amplitude

und der Phase von $\mathcal{C}$; diese Formeln verlieren ihren Sinn, wenn m und $|\mathcal{C}|$ von gleicher Größenordnung sind.

Ob die Annahme der zufälligen Natur der Fehler berechtigt ist, wird in jedem Falle besonders zu entscheiden sein. Meist wird eine graphische Darstellung der Einzelwerte genügen. Ist deren Streuung nicht kreisförmig, sondern nach gewissen Richtungen gestreckt, so müssen Fehlerellipsen¹⁰⁾ betrachtet werden; im allgemeinen werden dann aber Betrachtungen über die Ursache der Asymmetrie nötig sein [vgl. Beispiele f), g)].

7. Weitere Beispiele. d)¹⁰⁾ (Fig. 5.) Lunare halbtägige Schwankung des Luftdrucks in Batavia in den 40 einzelnen Jahren 1866 bis 1905. Mondstunden 0^s (Kulmination), 1^s, 2^s, ...; Amplituden in Millimeter Quecksilber. Um das 40jährige Mittel ist der wahrscheinliche Fehlerkreis gezeichnet, bezogen auf die Fehlerwahrscheinlichkeit eines einzelnen Jahresmittels (Radius $\omega = 0.833 \mu$ in unserer Bezeichnung); wenn man die Genauigkeit des Mittels selbst darstellen wollte, müßte der Radius $1/\sqrt{40} = 0.158$ mal verkleinert werden. Die Abweichungen der Einzelwerte vom Mittel sind in der Tat überwiegend durch Einflüsse

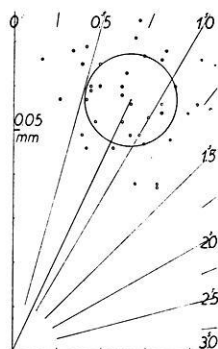


Fig. 5.

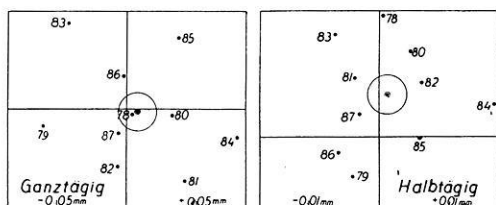


Fig. 6.

zufälliger Natur bedingt. Das zeigt sich auch darin, daß 18 Punkte innerhalb, 22 außerhalb des Fehlerkreises liegen, was wenig von der theoretischen Zahl 20 abweicht. Unter 40 Fällen dürfte nach (5) einmal 1.92μ erreicht werden; tatsächlich beträgt der größte Fehler im vorliegenden Beispiel nur 1.76μ .

e)¹⁰⁾ (Fig. 6.) Ganz- und halbtägige lunare Druckwellen in Keitum (Nordseeinsel Sylt; 54.9°N , 8.4°E) in den 10 einzelnen Jahren 1878 bis 1887. Der Maßstab ist rechts fünfmal größer als links. Für die 10jährigen Mittel sind die wahrscheinlichen Fehlerkreise eingezeichnet. Der verschiedene Grad der Sicherheit der ganz- und halbtägigen Komponenten äußert sich darin, daß dieser Kreis links noch den Nullpunkt einschließt, rechts dagegen ganz außerhalb liegt. Die Wahrscheinlichkeit, daß der Fehler des Mittelwertes größer ist als dessen Amplitude, ist 0.79 für die ganztägige, dagegen nur 0.037 für die halbtägige Welle. Die ganztägige Welle kann also als bloßes Rechenergebnis gedeutet werden, während die halbtägige Welle mit ziemlicher Sicherheit als reell betrachtet werden kann. Ganz deutlich wird das allerdings erst bei der

66 jährigen Reihe für den montentägigen Gang in Potsdam und Hamburg¹⁰⁾. Dort wird im Mittel für die ganztägige Welle die Amplitude $c_1 = 54$, ihr mittlerer Fehler $m_1 = 56$; entsprechend für die halbtägige Welle $c_2 = 107$, $m_2 = 19$ (Einheit 10^{-4} mm Quecksilber). Daraus berechnen sich die Wahrscheinlichkeiten für Nichtrealität, in demselben Sinne wie in (6), zu 0.4 (ganztägig) und 10^{-13} (halbtägig). Trotz der gleichen Größenordnung für c_1 und c_2 ist die Sicherheit beider Wellen also grundverschieden.

f) ¹⁸⁾ (Fig. 7.) 24stündige Druckwellen in den 120 Einzelmonaten Mai, Juni, Juli, August 1893 bis 1922 in Potsdam. Die Figur ist deutlich in der Richtung des mittleren Vektors gestreckt. Solche unsymmetrischen Fehlerverteilungen werden, wie erwähnt, durch Fehlerellipsen dargestellt, deren Achsenverhältnis hier rund 1.4 wäre. Die Ursache für die Asymmetrie der Streuung ist darin zu finden, daß die Amplitude der 24stündigen Druckwelle an heiteren Tagen verstärkt ist, an trüben Tagen dagegen verschwindet, während die Phase konstant bleibt. Infolgedessen wird auch das Monatsmittel von dem

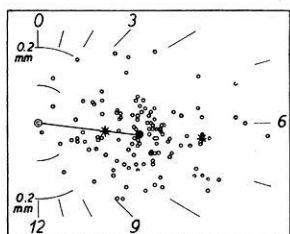


Fig. 7.

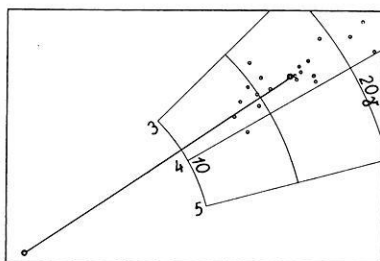


Fig. 8.

Witterungscharakter abhängen, der etwa durch die periodische Amplitude A der Lufttemperatur gekennzeichnet sei. Für jeden Monat (z. B. Mai) wurden je fünf mit den höchsten und niedrigsten A aus den 30 Jahren ausgesucht; die Mittel dieser je 20 Monate sind in Fig. 7 durch Sterne * gekennzeichnet und bestätigen das Gesagte. Die Amplituden der 24stündigen Druckwelle im Mittel der heiteren und trüben Monate sind 0.43 und 0.18 mm, also stärker verschieden als die Temperaturamplituden A in denselben Monaten (11.0 und 7.1° C). — Die Verteilung der 120 Punkte kommt durch Überlagerung der unregelmäßigen und der systematischen Einflüsse zustande; erstere bewirken kreisförmige, letztere lineare, beide zusammen elliptische Verteilung.

g) (Fig. 8.) 24stündige Welle im täglichen Gang der erdmagnetischen Ostkomponente zu Potsdam, Sommermittel (April–September) der 20 einzelnen Jahre 1905 bis 1924. Die systematische Abweichung von der kreisförmigen Verteilung ist hier noch deutlicher als im vorigen Beispiel. Sie ist natürlich durch die Abhängigkeit von der Sonnentätigkeit bedingt.

h) (Fig. 9.) Jährliche Veränderung der ganz-, halb- und dritteltägigen Wellen des Luftdrucks (oben) und der Lufttemperatur (unten). Potsdam,

Mittel 1893 bis 1922. Für jeden Monat (römische Ziffern. I = Januar usw., einige Ziffern sind ausgelassen, um die Zeichnung nicht zu überlasten) ist ein Punkt eingetragen, der die Welle repräsentiert: die Punkte für die anschließenden Monate sind miteinander verbunden. Die Kreise, die die Unsicherheit der 30 jährigen Mittel der Druckwellen darstellen, schließen mit der Wahrscheinlichkeit $\frac{3}{4}$ die wahren Punkte ein; bei der ganztägigen Druckwelle sind sie für die Sommermonate aus dem unter f) genannten Grunde nicht gezeichnet. Bei den halbtägigen Wellen liegt der Nullpunkt außerhalb des dargestellten Ausschnittes aus dem Polarkoordinatensystem der Periodenuhr. Bei den dritteltägigen Wellen gilt das Maximum für die erste Periode am Tage. Alle Maxima nach wahrer Ortszeit.

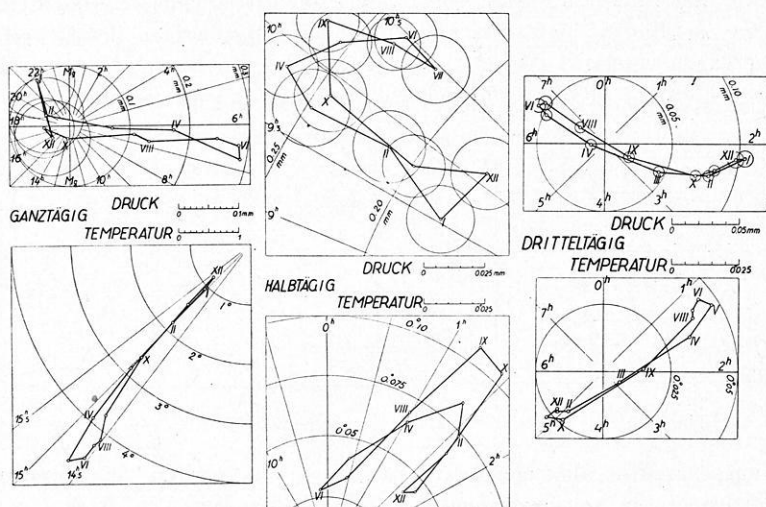


Fig. 9.

Charakteristische Erscheinungen sind: Ganztägig: Konstanz der Phasen, Maxima der Amplituden im Sommer, unsichere Winterdruckwerte. Halbtägig: Konstanz der Phasen, Maxima der Amplituden zur Zeit der Äquinoktien. Dritteltägig: Phasenumschlag vom Sommer zum Winter, Maxima der Amplituden zur Zeit der Solstitien.

Die Sicherheit der Druckwellen wächst mit abnehmender Periodenlänge. Die wahrscheinlichen Fehler der 24-, 12-, 8- und 6 stündigen Wellen verhalten sich im Durchschnitt wie 101 : 27 : 13 : 10. Angenähert kann man für den wahrscheinlichen Fehler der aus einem einzelnen Tage (!) berechneten Periode setzen 1.11, 0.30, 0.14 und 0.11 mm, woraus man, durch Division mit $\sqrt{n}$, einen Anhalt für die Beurteilung der Genauigkeit erhält, falls mittlere Druckwellen aus n Tagen an mitteleuropäischen Stationen betrachtet werden.

Literatur.

- 1) F. J. W. Whipple: Quart. Journ. R. Meteorol. Soc. **43**, 282, London 1917.
- 2) W. Schmidt: Meteorol. Zeitschr. **37**, 49, 1920; Der Massenaustausch ..., Hamburg 1925, S. 23.
- 3) S. Chapman: Quart. Journ. R. Meteorol. Soc. **45**, 134 (1919).
- 4) C. Runge: Graphische Methoden, Kap I, § 5. Leipzig 1915.
- 5) J. Hann: Lehrb. d. Meteorol., 1926 (4. Aufl.), S. 99.
- 6) Ad. Schmidt: Phys.-Ökon. Ges. Königsberg. Schriften **32**, 121 (1891).
- 7) G. C. Simpson: Quart. Journ. R. Meteorol. Soc. **44**, 1 (1918).
- 8) E. Alt: Meteorol. Zeitschr. **26**, 145 (1909).
- 9) J. Bartels: Bericht über die Tätigk. d. Preuß. Meteorol. Inst. 1920—1923, S. 101.
- 10) Derselbe: Abhandl. d. Preuß. Meteorol. Inst. **8**, Nr. 9 (Veröffentl. Nr. 346), Berlin 1927.
- 11) E. Czuber: Theorie d. Beobachtungsfehler. Erster Teil, § 5. Leipzig 1891.
- 12) Lord Rayleigh: Phil. Mag. **10**, 73, London 1880.
- 13) G. Pólya: Mitt. d. Phys. Ges. Zürich **19**, 75 (1919).
- 14) M. v. Laue: Ann. d. Phys. (4) **47**, 853 (1915).
- 15) A. Schuster: Terrest. Magnetism **3**, 13 (1899); Cambridge Phil. Trans. **18**, 110 (1899).
- 16) K. Stumpff: Analyse periodischer Vorgänge. Samml. geophys. Schriften, Nr. 6, Berlin 1927; V. Conrad: Meteorol. Zeitschr. **41**, 299, 389 (1924).
- 17) H. Rauschelbach: Ann. d. Hydrogr. **53**, 86, Hamburg 1925.
- 18) J. Bartels: Beitr. z. Phys. d. freien Atmosphäre **11**, 51 (1923). — Die Daten für das Beispiel f) entstammen einer (unveröffentlichten) harmonischen Analyse des täglichen Druckganges in Potsdam in den 360 einzelnen Monaten 1893 bis 1922.

Über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium.

Von **Teodor Schlomka**. — (Mit einer Abbildung.)

Bericht über einen neuen Gravitationsversuch. Erwartet wurde eine Abhängigkeit der Gravitation vom Zwischenmedium im Sinne einer Brechung der Schwerkraftlinien. Die bisherigen Messungen scheinen diese Annahme zu bestätigen.

Die bisherigen theoretischen und experimentellen Untersuchungen über die Abhängigkeit der Gravitation vom Zwischenmedium^{1) bis 7)} sind in der Absicht angestellt worden, eine „Absorption der Schwerkraftwirkung“ durch ein Zwischenmedium nachzuweisen. Auf die Frage nach einer etwa vorhandenen „Brechung der Gravitationskraftlinien“ geben diese Arbeiten jedoch keine Antwort.

Auf Grund gewisser theoretischer Überlegungen war ich vor über 5 Jahren zu der Überzeugung gekommen, daß eine solche „Brechung der Schwerkraftlinien“ vorhanden sein müsse. Die experimentelle Prüfung dieser Vermutung wurde mir jedoch erst im vergangenen Winter durch die Freundlichkeit der „Askaniawerke A. - G., Bambergwerk, Berlin-Friedenau“ ermöglicht; ich bin