

Werk

Jahr: 1941

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:17

Werk Id: PPN101433392X_0017

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PID=PPN101433392X_0017|LOG_0038

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

Erwiderung zu Apsen: Ausrechnung von Drehwaagebeobachtungen

Von Prof. Ansel, Freiburg i. B.

Bekanntlich führt jede vollständige Aufnahme mit einer Doppelgehängewaage bei der Auswertung auf drei Gruppen von Gleichungen, von denen jede Gruppe die Werte der vier Unbekannten liefert. Im allgemeinen stimmen die erhaltenen Werte nicht unter sich überein; wäre diese Übereinstimmung immer gewiß, so hätte man nicht nötig, drei Auflösungen durchzurechnen. Wegen der Abweichungen wären zwölf Gleichungen mit vier Unbekannten auszugleichen, statt dessen lassen sich auch andere Verfahren heranziehen. Eines davon ist in dem erwähnten Handbuch angegeben, es beruht auf der Annahme, die entsprechenden Mittelwerte seien die bestanschließenden, wie man es auch in der Praxis meist ausführt. Von ihnen ausgehend und unter der Voraussetzung, die Abweichungen seien zufälliger Art, lassen sich rückwärts die zugehörigen Werte der (n_i) , (n'_i) ermitteln; verglichen mit den entsprechenden Werten der Beobachtung z. B. des Satzes, der die größte Abweichung zeigt, folgt ein Wertesystem scheinbarer Verbesserungen zur Berechnung der m. F., die nun Aufschluß über die maximale Unsicherheit der Endwerte geben. Wenn Herr Apsen etwa meinen sollte, daß die Ausgleichung sich auf nur eine der drei Gruppen unter Vernachlässigung der beiden anderen beziehen müsse, so befindet er sich im Irrtum. Ein Handbuch ist nun einmal kein Lehrbuch, dort kann man sich auf das Wesentliche beschränken und das um so mehr, wenn andere Gesichtspunkte eine gedrängte Darstellung notwendig machen.

Über Präzessionsbewegungen zonal driftender Luftringe

Von R. Mügge, Darmstadt und R. Mannweiler (z. Z. im Felde). — (Mit 3 Abbildungen)

Zur Erklärung periodischer Luftdruckschwankungen, wie sie besonders durch die Symmetriepunkte des Druckganges nahegelegt werden, kann man verschiedene Ursachen heranziehen. Es wird der Versuch gemacht, die zonal um die Erde driftenden Luftringe als von West nach Ost oder umgekehrt rotierende Kreisel zu behandeln und die Periode ihrer Präzessionsbewegung zu berechnen. Diese erweist sich in erster Annäherung als abhängig von der Umlaufperiode der Luftringe und ferner von der Größe der verkippenden Deviationskraft. Sie ist dagegen unabhängig von der geographischen Breite und auch von der Luftdichte. Die möglichen Präzessionsperioden liegen bei der Annahme schwacher, verkippenden Druckfelder, die eine Zonaldrift aus der Breitenkreisebene verkippen wollen, in der Größenordnung von einigen Tagen bis zu Monaten.

In der Meteorologie sind im Laufe der letzten Jahre eine ganze Reihe von Perioden gesucht oder behauptet, teilweise auch wirklich gefunden worden. Die hierbei benutzten Methoden sind meist solche der mathematischen Analyse, die

etwa auf Grund der Fourierentwicklung, des Periodogramms oder eines entsprechenden Verfahrens arbeiten. Dagegen ist es bisher nur selten gelungen, physikalische Gründe zur Erklärung oder Erhärtung bestimmter Perioden der Temperatur oder des Luftdrucks beizubringen.

Seit der Entdeckung der Symmetriepunkte durch L. Weickmann sind vorwiegend beim Luftdruck Schwankungen sehr verschiedener Perioden und Amplituden festgestellt worden. Für einige davon ist, vorwiegend von den Mitgliedern der Leipziger Schule, auch eine physikalische Erklärung angegeben worden. Das wichtigste Beispiel dieser Art bildet die 24tägige Luftdruckwelle, die nach Schwerdtfeger*) als ein rhythmisches Abtropfen kalter, im Polargebiet angesammelter Luftmassen gedeutet werden muß. Im allgemeinen muß sich eine durch Ausstrahlung entstehende und in die Höhe wachsende Kaltluftmasse sogleich nach allen Seiten hin, bevorzugt aber in der Richtung eines etwaigen Geländeabfalls; in Bewegung setzen. Die Ansammlung hochreichender Kaltluftmassen ist daher besonders begünstigt über großräumigen Beckenlandschaften oder über Festländern mit vorwiegender Gebirgsumrahmung. Entsprechendes gilt auch im Bereich vereister und von Steilküsten unrahmter Meeresbecken.

Bei der Bildung der polaren Kaltluftkappe spielt nun außer solchen orographischen Ausbreitungshindernissen noch ein anderer Umstand eine wesentliche Rolle, nämlich die Intensität der Zirkulation in der gemäßigten Zone bzw. die der Westdrift. Diese ist mit einem polwärts gerichteten Druckgradienten verknüpft, der sich bekanntlich in den höheren Schichten auch noch nördlich der polaren Tiefdruckrinne über der unteren Ostwindzone nach dem Pole zu fortsetzt. Die polaren Kaltluftmassen können also nicht nur durch orographische Becken, sondern gewissermaßen auch durch den subpolaren Westwirbel selbst festgehalten werden, indem sie gegen dessen Druckgradienten nicht äquatorwärts strömen können. Je kräftiger die Westdrift dieses Wirbels entwickelt ist, desto mächtiger kann der polare Kaltluftberg anwachsen. Erlahmt aber die Westdrift an einer Stelle, (was sich nach Schwerdtfeger durch eine Verminderung des in ihrem Gebiet herrschenden Luftdrucks anzeigt), so wird dort ein „Vordringen oder ein Abtropfen“ der nördlichen Kaltluft erfolgen. Wenn nun die Leipziger Schule derartige Ausbrüche in etwa 24 tägigen Intervallen festgestellt hat, so bedeutet dies eigentlich auch einen 24tägigen Rhythmus im Verhalten der Westdrift selbst. In der Tat behandelt Schwerdtfeger als ein Hauptproblem seiner Untersuchung Vorgänge im Gebiet der Westdrift oder der gemäßigten Zone, nämlich die hier stattfindende Erwärmung einer *früher* einmal vorgedrungenen Kaltluftmasse durch horizontale und vertikale Austauschvorgänge über den Meeren. Hierdurch tritt dann nach Schwerdtfeger der Druckfall, alias also die Schwächung der Westströmung oder des zonal driftenden Luftringes ein, wodurch dann ein neuer Kaltluftausbruch vorbereitet wird usw. Entscheidend wäre also für die 24tägige

*) W. Schwerdtfeger, Veröff. d. Geophys. Inst. d. Universität Leipzig, 2. Serie, IV, S. 255.

Welle weniger, wie rasch sich die Kaltluft infolge der Ausstrahlungsvorgänge neubildet, sondern vielmehr, wie schnell sich eine einmal vorgestoßene Kaltluftmasse im Gebiet der gemäßigten Zone wieder erwärmt.

Schwerdtfeger berechnet die Dauer dieses Erwärmungsvorganges zu rund 20 bis 22 Tagen. Es soll hier nicht erörtert werden, ob seine Zahlen mit unseren heutigen Anschauungen über die Erwärmung einer Kaltluftmasse über den Meeren verträglich sind, sondern wesentlich erscheint hier die Tatsache, daß er durch eine physikalische Denkweise einen Mechanismus angeben kann, der ähnlich, wie der eines Geysirs, periodische Ereignisse bestimmter Art hervorzubringen vermag.

Ganz anderer Art ist die „theoretische Ableitung und physikalische Deutung“ der 36tägigen Luftdruckwelle durch H. Lettau*). Hier handelt es sich um eine der zuerst von Margules berechneten, theoretisch möglichen freien Schwingungen der Atmosphäre und zwar „um eine wandernde Welle zweiter Art, Klasse vier und Typus vier“. Die physikalische Anregung zu diesem Wellenvorgang liefert hier die ungleiche Erwärmung von Land und Meer.

Zu einer dritten Betrachtung verlockt die Erdrotation und die mit ihr zusammenhängenden Erscheinungen. Ganz allgemein treten Schwingungen mit endlich bleibender Amplitude**) überall dort auf, wo ein „quasi stationäres“ Kräftegleichgewicht eine Rolle spielt. In der Atmosphäre sind die beiden wichtigsten derartigen Gleichgewichte das Schwerfeld mit dem vertikalen Druckgradienten einerseits, die Corioliskraft mit dem horizontalen Druckgradienten andererseits. In beiden Kraftsystemen sind echte Schwingungen möglich, wobei ein fortwährendes Hin- und Herpendeln von potentieller und kinetischer Energie stattfindet. Im vertikalen Falle beschreiben die Massenteilchen „Stabilitätsschwingungen“ in einer stabil geschichteten Atmosphäre, im horizontalen Falle Trägheitskreise oder Bewegungen längs Zykloiden oder ähnlichen Bahnen. Das Spiel zwischen potentieller und kinetischer Energie ist aber nicht entscheidend für das Auftreten eines periodischen Vorgangs. Auch ein einfaches Kreispendel läßt sich bekanntlich als ein solcher auffassen, obwohl hier keine Energieumformung stattfindet. Wohl aber besteht auch hier ein dynamisches Gleichgewicht zwischen zwei Kräften, nämlich zwischen der zur Ruhelage treibenden Schwerekomponente und der Zentrifugalkraft. Denken wir uns viele solcher Kreispendel auf gleicher Bahn hintereinander laufend und zu einem Ring zusammengefaßt, so haben wir einen um seine Figurenachse rotierenden Kreisel. Nicht mehr die einzelnen Massenteilchen, wohl aber die um die Erde kreisenden Luftringe haben mit einer solchen Anordnung eine große Ähnlichkeit. Das gilt sowohl für die äquatoriale Ostdrift als auch für die Westdrift der höheren Breiten. An die Stelle der Mittelpunktsanziehung tritt in diesem Falle außer der Erdanziehung der jeweilige allgemeine Druckgradient, der senkrecht zur Drift steht, und an Stelle der Zentrifugalkraft die ablenkende Kraft der Erdrotation.

*) H. Lettau: Veröff. d. Geophys. Inst. d. Universität Leipzig, 2. Serie, V, 2 (1931).

**) Also „stabile Wellen“ im Gegensatz zu den „instabilen Wellen“ der Zyklonen.

Es erscheint nicht schwierig, diese Analogie zu einem Kreisel noch etwas weiter zu treiben. Für ein relativ zur Erde ruhendes Massenteilchen ist die von der Erdrotation herrührende Zentrifugalkraft bekanntlich abgeglichen durch die abgeplattete Form der Erde, bzw. innerhalb einer Flüssigkeitsmasse, die den Erdkörper einhüllt, durch die Form der Äquipotentialflächen. Ist aber diese Flüssigkeitshülle außerdem noch relativ zur Erde in einer rein zonalen Rotation begriffen, so kommt eine zusätzliche Zentrifugalkraft zur Geltung. Diese Kraft, die im wesentlichen mit der ablenkenden Kraft der Erdrotation, herrührend von einer westöstlichen oder ostwestlichen Strömung identisch ist, wird bei Gleichgewichtsströmungen durch den Druckgradienten kompensiert. Wir können also für unsere Betrachtung von der Erdrotation, deren Wirkung bereits ausgeglichen ist, absehen und können so die um die Erde rotierenden Luftringe in der Tat als Kreisel in einem ruhenden Koordinatensystem auffassen, wobei die Rotationsachse mit der Figurenachse übereinstimmt.

Nun kann aber ein Kreisel auch ohne das Zusammenfallen von Figuren- und Rotationsachse funktionieren, nur führt er in diesem Fall noch eine Präzessionsbewegung aus, indem die Figurenachse einen Kegelmantel beschreibt. Es erscheint vielleicht lohnend, die allgemeinen Zonaldriften der Erdatmosphäre auch unter diesem Gesichtspunkt einmal zu betrachten.

Zunächst ist es notwendig, das bei der Präzessionsbewegung wirksame Kräftesystem durchzudenken. Im Lehrbuch von Grimsehl, 1938, Band I, S. 138, ist in sehr anschaulicher Weise klar gemacht, wie bei Verdrehung oder Verkippung der Rotationsachse eines Kreisels „das Ausweichen nach der Seite“, also die Präzessionsbewegung zustande kommt. Hierbei wird von der Vorstellung Gebrauch gemacht, daß der „starre Körper“ des rotierenden Kreisels aus einer Folge diskontinuierlicher Massenpunkte besteht, die in einem Ring hintereinander herlaufen. In gleicher Weise denken wir uns auch die rotierenden Luftringe aus hintereinander strömenden Luftquanten zusammengesetzt.

Ist die Präzession einmal vorhanden, so stellt sich wieder ein dynamisches Gleichgewicht ein, bei dem keine der beteiligten Kräfte mehr Arbeit leistet. Ein rotierender, aber schiefstehender Kreisel steht zwar dauernd unter dem Einfluß des von der Schwere herrührenden Kippmoments. Aber bei seiner Rotation ist infolge der Präzessionsbewegung die Rotation derjenigen Teile, die den äußeren und jener, die den innersten Kegelmantel beschreiben, nicht gleichartig. Die entstehenden Zentrifugalkräfte, die alle in einer Ebene senkrecht zur *schiefen* Drehachse gelegen sind, heben sich also *nicht* auf. So ergibt sich eine Resultierende dieser Fliehkräfte, die eine Komponente nach oben hin hat und die das von der Schwerkraft stammende Kippmoment gerade aufhebt. Bei ausgeglichener Präzessionsbewegung sind diese beiden Momente entgegengesetzt gleich groß, eine Bedingung, die im allgemeinen aber *nicht* erfüllt sein muß. Es kann vielmehr zeitweise die eine oder die andere Kraft auch überwiegen. Wir haben dann noch ein Pendeln des Kreisels um die Gleichgewichtslage des Präzessionskegels. Vergrößert man für einen Augenblick, z. B. durch Auflegen eines Gewichts an dem einen Ende

der Drehachse, das von der Schwere herrührende Kippmoment, so treten Schwingungen ein, bei denen die Schwerpunktslage und die Präzessionsgeschwindigkeit des Kreisels fortwährend wechselt. Auch hier wird während dieser Schwingung, der sogenannten Nutation, neue kinetische Energie erzeugt oder wieder verbraucht. Der Präzessionsbewegung des Kreisels ist diese Nutationsschwingung noch überlagert, sie wird aber in der Regel bald durch Reibungsverluste abklingen. Wir wollen uns daher hier auf den Fall der einfachen Präzession beschränken:

Betrachten wir unseren Luftring bei zonaler Strömung (West-Ostdrift), als einen vollkommen kräftefreien Kreisel, dessen Figurenachsé mit der Drehachse übereinstimmt, so kann sich keine Präzession irgendwelcher Art, also auch keine Veränderung der rein zonalen Bewegung einstellen. Wird aber eine Deviationskraft wirksam, die den Luftring aus seiner Drehebene herauszukippen versucht, so müssen präzessionsähnliche Erscheinungen eintreten.

Bei der Frage, welche Deviationskräfte hierbei in Frage kommen, drängt sich zunächst ein Vergleich mit der Präzession des Erdkörpers auf. Auch diese ist bekanntlich auf ein solches Kippmoment zurückzuführen, und zwar entsteht dies aus den Anziehungskräften von Sonne und Mond, die infolge der abgeplatteten Form der Erde auf den der Sonne zugekehrten äquatorialen Wulst etwas stärker einwirken als auf die entgegengesetzte Seite der äquatorialen Zone. (Bei einer genau kugelförmigen Gestalt der Erde würde also diese Kippwirkung nicht eintreten, und die lunisolare Präzession der Erde könnte nicht zustande kommen.) Im Gegensatz zum gewöhnlichen Spielzeugkreisel, der im Schwerfeld umkippen will, wirkt dies Kraftsystem auf den Erdkörper aufrichtend. Die Theorie der Präzession des Erdkörpers ergibt nun in Übereinstimmung mit den Beobachtungen eine Periodenlänge von 26 000 Jahren. Es wäre also sehr wohl möglich, daß das gleiche kosmische Kraftsystem — bei einer Einwirkung auf die ebenfalls abgeplatteten und um die Erde herum rotierenden Luftringe — Präzessionsperioden von ebenfalls sehr großer Dauer in dieser hervorrufen würde. Eine diesbezügliche Rechnung*), die an anderer Stelle etwas eingehender dargestellt ist, führt in der Tat auf eine Präzessionsperiode des rotierenden Luftrings in der Größenordnung von 100 bis 150 Jahren. Obwohl periodische Klimaschwankungen von einer derartigen Länge durchaus im Bereiche der Wahrscheinlichkeit liegen, soll hier auf dieses Problem doch nicht näher eingegangen werden, zumal jene großen Perioden des weltweiten Temperaturgangs mit größerer Wahrscheinlichkeit**) auf unmittelbare Schwankungen der Sonnentätigkeit zurückgehen, die ähnliche Perioden aufzuweisen scheint.

Dagegen liegt es auf der Hand, daß die um die Erde in zonaler Richtung driftenden Luftringe auch auf der Erde selbst Kräften ausgesetzt sind, die eine Verkippung der Luftringe aus ihrer augenblicklichen Drehebene anstreben. Wir

*) R. Mannweiler: Über eine phys. Erklärung zonaler Druckwellen durch Anwendung der Kreiseltheorie. Frankf. Dissertation 1939.

**) Vgl. z. B. R. Scherhag: Ann. d. Hydr. u. marit. Met. 64, 397 (1936) und 67, 57, 292 (1939).

werden auf diese Kippkräfte und ihre Größenordnung näher zu sprechen kommen, wenn wir uns an Hand einiger Gleichungen, die der mathematischen Theorie des Kreisels entnommen sind, über die Präzessionsbewegung selbst und ihre möglichen Perioden einen Überblick beschafft haben. Zunächst ist aber noch eine Erörterung am Platze, ob die Gleichungen der Kreiselttheorie, die ja der Mechanik der starren Körper angehören, auf die um die Erde kreisenden Luftringe angewandt werden dürfen. Mechanisch scheint dies um so eher der Fall zu sein, je schneller derartige Luftringe rotieren und je größer infolgedessen die ihnen innewohnenden Trägheitskräfte sind. Aus der experimentellen Mechanik ist bekannt, daß in sich geschlossene Ketten, die zunächst vertikal aufgehängt und dann in schnelle Umdrehung versetzt werden, während der Rotation bestimmte Minimalformen annehmen und sich z. B. zu einer fast horizontal liegenden Kreisform zusammenschließen. (Der Aufhängedraht oder Aufhängefaden rotiert dabei auf einem Kegelmantel.) Ein solcher aus rotierenden Ketten gebildeter Kiesel verhält sich während der Rotation äußeren Kräften gegenüber ganz ähnlich wie ein starrer Körper. Auch die Atmosphäre besitzt nun eine ähnliche Starrheit. Sie versucht in der Tat, die Drift der großen um die Erde rotierenden Luftringe sehr beharrlich aufrecht zu erhalten. Es ist dies der sogenannte Grundzustand der Atmosphäre, der sich in der allgemeinen Druckverteilung längs eines Meridians als ein tropisches Höhenhoch, als subtropische Hochdruckgebiete der Rossbreiten und als polare Tiefdruckrinne äußert. Nach dem Satz vom geostrophischen Wind ist diese Druckverteilung des Grundzustandes mit einer fortwährenden und außerordentlich beharrlichen Drift der Luftmassen um die Erde herum verknüpft. In der gemäßigten Zone und in höheren Schichten ist diese Drift vorwiegend von West nach Ost gerichtet, in der Passatzzone des äquatorialen Gürtels umgekehrt von Ost nach West. Wenn auch am einzelnen Ort häufige Unterbrechungen und Störungen dieser Driften vorzuliegen scheinen, so macht man namentlich in der gemäßigten Zone doch immer wieder die Feststellung, daß die allgemeine West-Ostdrift der Atmosphäre sich immer wieder durchsetzt und namentlich in der kälteren Jahreszeit das gesamte Wettergeschehen „steuert“. In den höheren Schichten ist diese Steuerung auch dann noch vorhanden und kommt in der Wanderung der einzelnen Wettererscheinungen oder der sogenannten kohärenten Systeme zum Ausdruck, wenn infolge ungleich dichter Luftmassen in der unteren Troposphäre die Boden-Druckverteilung den Grundzustand weniger deutlich erkennen läßt. Man kann also sicherlich von einer gewissen Trägheit oder Starrheit dieser Luftringe und namentlich der der Westwindzone sprechen. Zuweilen zeigen die Zirkumpolarkarten in außerordentlich eindrucksvoller Form derartige rings um die Erde herum ausgebildete Driften, indem sich der subtropische Hochdruckgürtel mit mehreren Kernen rings um die Nordhalbkugel herum verfolgen läßt und gleichzeitig ein ausgedehntes Polartief, meist ebenfalls mit mehreren Kernen vorhanden ist. Fig. 1 zeigt als Beispiel eine derartige Situation aus dem Dezember 1936. Sehr deutlich wird diese allgemeine Anordnung des Grundzustandes auch in den mittleren Druckkarten der Südhalbkugel, wo die Westdrift namentlich in den höheren Schichten

sehr stark ausgeprägt ist*). Es ist bekannt, daß innerhalb dieser Driften, gleichsam als Turbulenzkörper derselben, die sogenannten West-Wetter-Zyklonen entstehen. Für uns ist ferner besonders bemerkenswert, daß der in der Fig. 1 gezeigte Grundzustand in ähnlich ausgeprägter Form während eines außerordentlich langen Zeitraums nämlich vom September 1936 bis in den Januar des nächsten Jahres

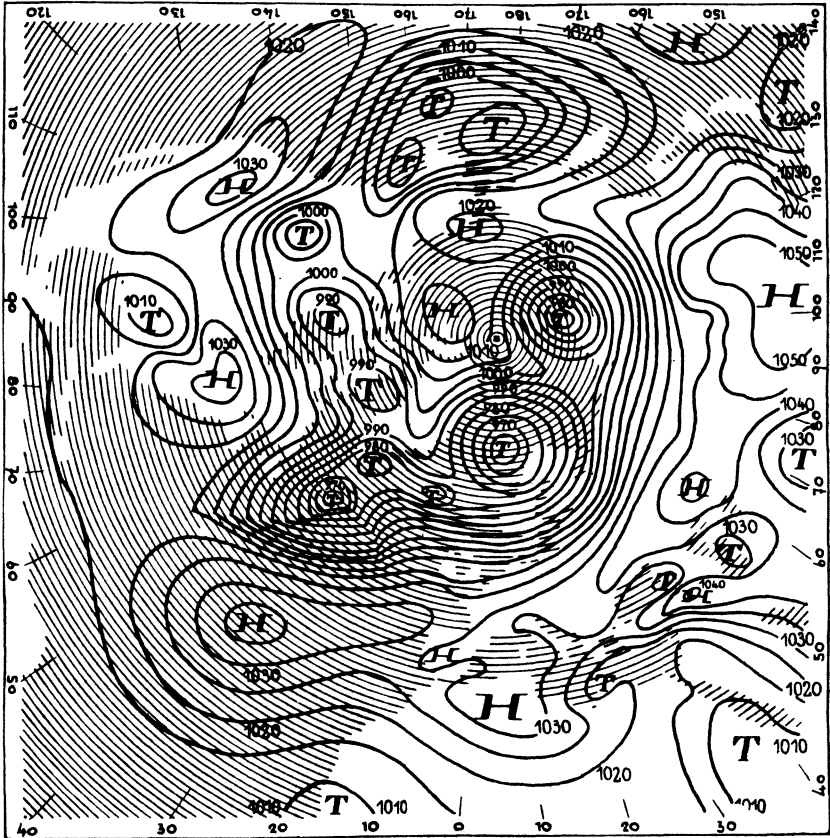


Fig. 1. Zirkumpolarkarte der Luftdruckverteilung vom 19. Dezember 1936.
Zirkumpolare Westdrift

hinein erhalten blieb. Mehrere Orkanstürme, die zu dieser Großwetterlage gehörten, sind in den Arbeiten der Hamburger Schule beschrieben worden**).

Ein Vergleich des rotierenden Luftrings mit einem starren Körper scheint aber trotzdem nur dann angebracht, wenn die Deviationskräfte, die den Luftring

*) V. Bjerknes u. Mitarbeiter: Physikalische Hydrodynamik, S. 634, Berlin 1933.

***) Siehe z. B. R. Scherhag: Die Nordseeorkane vom 18. u. 27. 10. 1936. Ann. der Hydrographie und maritimen Meteorologie 1938, S. 18.

aus seiner Drehebene verkippen wollen, dabei den rotierenden Ring nicht in eine völlig andere Form bringen. Beim starren Körper wird eine derartige Wirkung infolge der außerordentlich großen inneren elastischen Kräfte vermieden. Es treten nur ganz kleine Verschiebungen der einzelnen Massenteilchen zu dem Gesamtsystem ein, die durch die hohe innere Elastizität sofort wieder ausgeglichen werden. Inzwischen bringt aber die Rotation schon wieder andere Teilchen des starren Körpers an jene Stelle, wo die Deviationskräfte angreifen. Diese Verhältnisse gelten nun in ähnlicher Weise auch für die großen Luftringe der Atmosphäre. Zwar werden die einzelnen Luftquanten beim Aufkommen von Kräften, die quer zur Drehebene des Luftrings liegen, Verschiebungen relativ zum Luftring selbst ausführen. Aber auch diese Verschiebungen bleiben im Vergleich zur Größe des Gesamttringes klein, und werden durch neu entstehende Druckkräfte, die innerhalb des Luftrings selbst liegen, wieder rückgängig gemacht. Die Gesamtdrift des Rings trägt dabei die etwas gestörte Stelle weiter und bringt neue Teile des rotierenden Luftkreisels an die Stelle, wo die Deviationskraft hauptsächlich ihren Sitz hat. Bei einer Anwendung der für starre Körper geltenden Gesetze der Mechanik spielt also nicht nur die innere Beweglichkeit oder Verschiebbarkeit eine Rolle sondern auch die Dimensionen des betrachteten Systems. Da die betrachteten Luftringe von weltweiter Größe sind, spielen die etwa in ihnen eintretenden inneren Verschiebungen keine entscheidende Rolle. Wir werden im übrigen später dem kippenden Deviationsmoment ein Kraftsystem zugrunde legen, das die Form des Luftrings nur unwesentlich ändert.

Die mathematischen Beziehungen, die die Kreiseltheorie zur quantitativen Berechnung der Präzessions- und Nutationsbewegungen gegeben hat, beruhen auf den Eulerschen Bewegungsgleichungen. Sie zeigen, daß im allgemeinen Fall ein rotierendes Massensystem, das irgendwelchen Störkräften oder Deviationswirkungen unterliegt, recht komplizierte Bewegungen ausführt. Die Verhältnisse vereinfachen sich aber außerordentlich, wenn die Deviationskraft nur klein ist, und wenn die infolge der Deviationskraft eintretende Verkipfung des rotierenden Massensystems aus seiner Drehachse ebenfalls klein bleibt. Bei der Rotation um die Figurenachse des Systems spielt das Trägheitsmoment in bezug auf diese Achse eine wesentliche Rolle. Wir bezeichnen diese Rotationsachse, die ja für unser meteorologisches Problem mit der Erdachse zusammenfällt, mit z und das dazugehörige Trägheitsmoment mit C . Bei der Verkipfung eines solchen Luftrings aus seiner Drehebene kommt ein weiteres Trägheitsmoment in bezug auf eine in dieser Ebene liegende Achse zur Geltung, die senkrecht zu z steht und im allgemeinen durch den Mittelpunkt der Drehebene, in unserem Falle also wieder durch die Erdachse geht. Dieses Trägheitsmoment wollen wir A nennen. Die Winkelgeschwindigkeit, die das rotierende System besitzt, sei μ . Endlich sei das Drehmoment, welches unser rotierendes System aus seiner Drehebene herauskippen will, mit D bezeichnet, und der Winkel, den das rotierende System nach Eintreten der Präzession gegenüber seiner ursprünglichen Drehebene dabei annimmt, mit ϑ .

Unter der Voraussetzung, daß der Verkippungswinkel ϑ sehr klein bleibt, liefert die Theorie unter Benutzung der vorstehenden Bezeichnung für die Winkelgeschwindigkeit ν bzw. die Periode der Präzession folgende quadratische Gleichung:

$$\nu = -\frac{\mu}{2 \cos \vartheta} \cdot \frac{C}{C-A} \pm \sqrt{\left(\frac{C}{C-A}\right)^2 \frac{\mu^2}{4 \cos^2 \vartheta} + \frac{D}{C-A} \cdot \frac{\mu}{\cos \vartheta}} \dots (1)$$

Man ersieht hieraus, daß eine negative und eine positive Lösung möglich ist und daß es demgemäß zweierlei Arten von Präzessionsbewegungen gibt. Durchläuft die Figurenachse des Kreisels den Präzessionskegel im gleichen Drehsinn, den die Rotation des Kreisels selbst aufweist (der Winkel ϑ zwischen der Achse des Präzessionskegels und der Kreiselachse ist ja als sehr klein vorausgesetzt), so spricht man von positiver oder fortschreitender bzw. „progressiver“ Präzession. Wird jedoch der Präzessionskegel im entgegengesetzten Drehsinn durchlaufen, in dem die Rotation selbst erfolgt, so haben wir eine „retrograde“ oder rückschreitende Präzession.

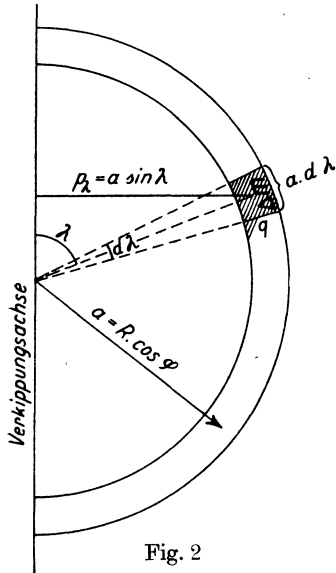


Fig. 2

Es ist zunächst notwendig, zur Abschätzung der möglicherweise auftretenden Präzessionsperioden, die sich in den um die Erde kreisenden Luftmassen einstellen, die Trägheitsmomente C und A sowie das Deviationsmoment D zu untersuchen.

Wir betrachten zunächst das Trägheitsmoment C eines Luftrings, der in der Breite φ um die Erde kreisen möge. Da alle Massenelemente Δm des Rings praktisch den gleichen Abstand $a = R \cdot \cos \varphi$ von der Drehachse haben, wobei diese

mit der Erdachse zusammenfällt, so ergibt sich für das auf diese Achse bezogene Trägheitsmoment

$$C = \sum \Delta m \cdot a^2 = M \cdot R^2 \cdot \cos^2 \varphi.$$

Hier ist M die Gesamtmasse des Rings und R der Erdradius. Das Trägheitsmoment A in bezug auf einen Durchmesser des Breitenkreises $2a = 2R \cdot \cos \varphi$ ergibt sich nach Fig. 2 wie folgt:

$$A = \sum \Delta m \cdot p^2.$$

Wir bezeichnen ein Massenelement des Luftrings mit Δm . Ist q der Querschnitt des Massenelements parallel zur Meridianebene, ρ die mittlere Dichte des Massenelements, so wird:

$$\Delta m = \rho \cdot q \cdot a \cdot d\lambda.$$

Hierbei ist λ die von einem Ende der Halbmesserachse gerechnete geographische Länge. Der Abstand eines Massenelements von dieser Achse ist $p_\lambda = a \cdot \sin \lambda$. Damit wird das Trägheitsmoment des halben Luftrings:

$$\frac{A}{2} = \frac{1}{2} \sum \Delta m \cdot p_\lambda^2 = \int_0^\pi \rho \cdot q \cdot a \cdot d\lambda \cdot a^2 \sin^2 \lambda = \rho \cdot q \cdot a^3 \cdot \left[\frac{\sin \lambda \cdot \cos \lambda}{2} + \frac{\lambda}{2} \right]_0^\pi.$$

Danach ergibt sich für den gesamten Luftring:

$$A = \rho \cdot q \cdot a^3 \cdot \pi = 2\pi a \cdot \rho \cdot q \cdot \frac{R^2 \cos^2 \varphi}{2} = \frac{M}{2} \cdot R^2 \cdot \cos^2 \varphi = \frac{C}{2}.$$

Der Quotient $\frac{C}{C-A}$ ist also = 2. Durch Einsetzen dieses Zahlenwertes in die Gleichung (1) ergibt sich nun ein einfacher Zusammenhang zwischen der Periode der fortschreitenden Präzession ν_+ und der Rotationsperiode μ des Luftrings. Es wird nämlich:

$$\nu_+ = -\frac{\mu}{\cos \vartheta} + \sqrt{\frac{\mu^2}{\cos^2 \vartheta} + \frac{D}{C-A} \cdot \frac{1}{\cos \vartheta}} \dots \dots \dots (1a)$$

oder

$$\nu_+ = -\frac{\mu}{\cos \vartheta} + \frac{\mu}{\cos \vartheta} \cdot \sqrt{1 + \frac{D \cdot \cos \vartheta}{(C-A) \cdot \mu^2}} \dots \dots \dots (1b)$$

Wenn das von der Deviationskraft herrührende verkippende Drehmoment D sehr klein ist, können wir die Entwicklung

$$\sqrt{1 + \Delta x} = 1 + \frac{\Delta x}{2}$$

benutzen, woraus sich für die Periode der fortschreitenden Präzession die einfache Gleichung ergibt:

$$\nu_+ = \frac{1}{2} \cdot \frac{D}{(C-A) \cdot \mu} \dots \dots \dots (1c)$$

Wir erkennen hieraus, daß bei geringer Deviationskraft D die fortschreitende Präzession um so größere Perioden bekommt, je kleiner die Periode der Rotation ist, je schneller also die Rotation des Luftrings um die Erde herum stattfindet. In der Tat zeigt sich dieser Zusammenhang auch bei dem bekannten Spielzeugkreisel, der bei nur wenig geneigter Drehachse (geringe Deviationskraft) und schneller Eigenrotation eine fortschreitende relativ langsame Präzession ausführt. Erlahmt aber die Rotation infolge der Reibung, so nimmt die Umlaufperiode der Präzession ab und die Kreiselachse durchläuft immer schneller und schneller den Präzessionskegel. Dabei nimmt aber nun auch der Verkippungswinkel ϑ und damit die Deviationskraft zu, wodurch immer stärkere Nutationen eintreten, bis schließlich die ausgeglichene Präzessionsbewegung und damit das ganze Kräftespiel zerstört wird.

Diese eigentümliche Abhängigkeit der Präzessionsperiode von der Rotationsgeschwindigkeit des Kreisels würde es also verständlich machen, daß etwaige im Wetterablauf oder im Luftdruckgang enthaltene Perioden sich ändern, wenn die allgemeine Drift der Luftringe langsamer oder schneller wird. Da diese Driften mit dem allgemeinen Wärmehaushalt der Atmosphäre zusammenhängen, müssen derartige Änderungen und damit Wechsel in den Periodizitäten namentlich in den Übergangsjahreszeiten zu erwarten sein*).

Die obige Abhängigkeit der fortschreitenden Präzession errechnet sich aus einer Reihenentwicklung unserer Gleichung, die wir nur unter der Voraussetzung einer sehr kleinen Deviationskraft vornehmen können. Es ist daher notwendig, das

Verhältnis: $\frac{D}{C - A}$ und damit das zweite Glied unter der Wurzel in der Gleichung

(1b): $\frac{D \cdot \cos \vartheta}{(C - A) \cdot \mu^2}$ ebenfalls zahlenmäßig abzuschätzen. Zu diesem Zweck

treffen wir eine Festsetzung über die Deviationskraft und das von ihr herrührende Drehmoment D , welches unseren Luftring verkippem will. Da es sich in unserem Fall nicht um kosmische Kräfte, sondern um innerhalb der Atmosphäre selbst wirksam werdende Kräfte handelt, wollen wir ein meridionales Druckfeld annehmen, welches unseren rotierenden Luftring aus seiner Breitenkreisebene zu verkippem sucht. Dieses Druckfeld muß also in seiner Anlage von weltweiter, d. h. die Erde in zonaler Richtung umspannender Größe sein, unsymmetrisch angeordnet sein und sich dem allgemeinen meridionalen Druckfeld überlagern, das wir zur Erhaltung unserer Drift annehmen müssen. Wir setzen dieses verkippende Druckfeld nach der Gleichung $G_\lambda = G \cdot \sin \lambda$ an. Hierin ist λ wieder die geographische Länge. Die Gleichung besagt, daß an der Stelle $\lambda = 90^\circ$ ein maximaler polwärts gerichteter horizontaler Druckgradient G auftritt, dem an der Stelle $\lambda = -90^\circ$ ein ebenso großer äquatorwärts gerichteter Druckgradient gegenüber steht. Der Übergang der polwärts verkippenden Druckkraft in die äquatorwärts verkippende Druckkraft ist nach einer Sinus-Funktion angeordnet. Die Beschleunigung, die der Druckgradient G auf die Masseneinheit ausübt, ist gegeben durch den Ausdruck:

$$\frac{dv}{dt} = - \frac{1}{\rho} G = - \sigma \cdot G,$$

wö $\frac{1}{\rho} = \sigma$ das spezifische Volumen darstellt. Setzen wir G gleich $G_\lambda = 90$ zu 1 mb pro 1000 km an, so ergibt sich als Beschleunigung auf die Masseneinheit bei einem mittleren spezifischen Volumen von $\sigma = 10^3 \text{ cm}^3/\text{g}$ (mittlere Dichte der unteren Troposphäre)

$$\left(\frac{dv}{dt}\right)_{\lambda=90} = 10^3 [\text{cm}^3/\text{g}] \cdot 10^3 [\text{dyn}/\text{cm}^2] \cdot \frac{1}{10^8} [\text{cm}^{-1}] = 10^{-2} [\text{cm} \cdot \text{sec}^{-2}].$$

*) Vgl. L. Weickmann: Wellen im Luftmeer. Math.-Phys. Kl. d. Sächs. Ak., d. Wiss., Bd. XXXIX, Leipzig 1924.

Auf ein Massenelement unseres Luftrings wirkt nun die Kraft $K_\lambda = \Delta m_\lambda \cdot \left(\frac{dv}{dt}\right)_\lambda$, und dementsprechend das Drehmoment $D_\lambda = K_\lambda \cdot p_\lambda \cdot \cos \varphi$. Der Faktor $\cos \varphi$ rührt dabei davon her, daß die Druckgradienten G_λ in der Horizontalebene angenommen sind, während D_λ senkrecht zur Breitenkreisebene verkippend wirkt. Es kommen also nur die Komponenten $K_\lambda \cdot \cos \varphi$ zur Geltung. Als gesamtes auf unseren Luftring wirkendes Drehmoment ergibt sich hiernach folgender Ausdruck:

$$D = \sum_\lambda D_\lambda = \sum_\lambda K_\lambda \cdot p_\lambda \cdot \cos \varphi = \rho \cdot q \cdot a^2 \cdot \cos \varphi \left(\frac{dv}{dt}\right)_\lambda \int_0^{2\pi} \sin^2 \lambda \cdot d\lambda,$$

$$D = \rho \cdot q \cdot a^2 \cdot \cos \varphi \cdot \left(\frac{dv}{dt}\right)_{\lambda=90} \cdot \pi.$$

Hierin ist das Massenelement: $\rho \cdot q \cdot a \cdot d\lambda = \Delta m_\lambda$, der Hebelarm $p_\lambda = a \cdot \sin \lambda = R \cdot \cos \varphi \cdot \sin \lambda$, die Beschleunigung $\frac{dv}{dt}_\lambda = \left(\frac{dv}{dt}\right)_{\lambda=90} \cdot \sin \lambda = 10^{-2} \cdot \sin \lambda$ [cm · sec⁻²]. Wir fassen wieder $2\pi \cdot a \cdot q \cdot \rho$ zur Gesamtmasse M des Luftrings zusammen und erhalten:

$$D = \frac{1}{2} \cdot M \cdot a \cdot \cos \varphi \cdot \left(\frac{dv}{dt}\right)_{\lambda=90} = \frac{M}{2} R \cdot \cos^2 \varphi \cdot \left(\frac{dv}{dt}\right)_{\lambda=90}.$$

Das Verhältnis $\frac{D}{C-A}$ ergibt sich demnach zu folgendem Wert:

$$\frac{D}{C-A} = \frac{\frac{M}{2} \cdot R \cdot \cos^2 \varphi \cdot \left(\frac{dv}{dt}\right)_{\lambda=90}}{\frac{M}{2} R^2 \cdot \cos^2 \varphi} = \frac{\left(\frac{dv}{dt}\right)_{\lambda=90}}{R} \frac{[\text{cm} \cdot \text{sec}^{-2}]}{[\text{cm}]}.$$

Es wird also von der Masse M des Luftrings und auch von der Breite unabhängig. Durch Einsetzen des numerischen Wertes $R = 6.37 \cdot 10^8$ cm für den Erdradius ergibt sich:

$$\frac{D}{C-A} = \frac{1}{6.37} \cdot 10^{-10} \cdot F \cdot [\text{sec}^{-2}],$$

wobei der Faktor F uns angibt, um wieviel mal der maximale polwärts oder äquatorwärts gerichtete Druckgradient $G_{\lambda=90}$ größer ist als 1 mb pro 1000 km.

Trotz des Faktors 10^{-10} im Zähler dieses Ausdrucks kann aber das zweite Glied unter der Wurzel unserer Gleichung (1b) doch von der Größenordnung 1 oder mehr werden, da es im Nenner den Faktor μ^2 enthält. Nehmen wir als eine noch verhältnismäßig kurze Umlaufzeit des Luftrings um die Erde herum den Betrag $\mu = \frac{2\pi}{10^6} [\text{sec}^{-1}] \simeq 2\pi/12$ Tage, so wird $\mu^2 \sim \frac{40}{10^{12}}$ c. g. s.-Einheiten und das Glied unter der Wurzel für die benutzte Reihenentwicklung schon zu groß.

Der vorhin aus dieser Reihenentwicklung sich ergebende reziproke Zusammenhang zwischen Präzessionsperiode ν und Umlaufperiode μ besteht also nur bei sehr kleinen verkippenden Druckkräften, deren Betrag 1 mb pro 2000 km ($F = 1/2$) nicht überschreitet.

Für die endgültige Berechnung der Präzessionsperioden und zwar sowohl der fortschreitenden als auch der rückläufigen Präzession verwenden wir daher den ursprünglichen Ausdruck der Gleichung (1a). Unter Einsetzen der nunmehr bekannten Zahlenwerte

$$\frac{C}{C-A} = 2, \quad \frac{D}{C-A} = \frac{1}{6.37} \cdot 10^{-10} \cdot F \cdot [\text{sec}^{-2}], \quad \cos \vartheta = 1.$$

ergibt sich:

$$\nu = -\mu \pm \sqrt{\mu^2 + \frac{F}{6.37} \cdot 10^{-10} [\text{sec}^{-1}]}.$$

Wir schreiben für die Präzessionsperiode ν den Quotient $\frac{2\pi}{n}$, für die Periode des Umlaufs ebenso $\mu = \frac{2\pi}{m}$, wo n und m die Umlaufzeiten der Präzession bzw. des rotierenden Luftrings in sec sind. Es ergibt sich so:

$$\frac{2\pi}{n} = -\frac{2\pi}{m} \pm \sqrt{\frac{4\pi^2}{m^2} + \frac{F}{6.37} \cdot 10^{-10} [\text{sec}^{-1}]}$$

oder

$$\frac{2\pi}{n'} = -\frac{2\pi}{m'} + \sqrt{\frac{4\pi^2}{m'^2} + \frac{F \cdot 86.400^2 \cdot 10^{-10}}{6.37} [\text{Tage}^{-1}]},$$

wo n' und m' die Umlaufzeiten der Präzession bzw. der Rotation in Tagen sind. Es wird also:

$$\begin{aligned} \frac{1}{n'} &= -\frac{1}{m'} \pm \sqrt{\frac{1}{m'^2} \pm \frac{F \cdot 86.400^2 \cdot 10^{-10}}{4\pi^2 \cdot 6.37}} \\ &= -\frac{1}{m'} \pm \sqrt{\frac{1}{m'^2} + 29.8 \cdot 10^{-4} \cdot F [\text{Tage}^{-1}]}. \end{aligned}$$

Lösen wir nach n' auf, so kommt:

$$n' = -\frac{m'}{1 \pm \sqrt{1 + 29.8 \cdot 10^{-4} \cdot F \cdot m'^2}}.$$

Die Ergebnisse der Rechnung sind in nachstehender Tabelle für 5 verschiedene Werte des Parameters F zusammengestellt und in der Fig. 3 zu einem Schaubild vereinigt, wobei ausgezogen die Werte der fortschreitenden Präzession, gestrichelt die der rückschreitenden Präzession dargestellt sind. Abszisse und Ordinate sind logarithmisch geteilt. Für alle Werte des Parameters F ergeben sich in diesem doppelt logarithmischen Koordinatensystem im Bereich der Umlaufperioden von 1 bis 10 Tagen praktisch gerade Linien. Die Linien steigen für die fortschreitende

Präzession von links nach rechts in der Figur an, d. h. die Präzessionsperiode nimmt mit anwachsender Umlaufzeit des Luftrings immer mehr ab. Dieses Gebiet entspricht dem vorhin durch die Entwicklung vereinfachten Resultat. Für die retrograde Präzession gilt das Umgekehrte: Die Präzessionsperiode nimmt mit steigender Umlaufsdauer zu, bleibt aber ihrem Betrage nach stets kleiner als die Umlaufzeit. Die Umlaufzeit m' entspricht jeweils einer bestimmten Geschwindigkeit der umlaufenden Drift. Für 50° Breite sind diese Driftgeschwindigkeiten ausgerechnet und ebenfalls in die Figur eingetragen.

Fortschreitende Präzessionsperiode n' in Tagen:								
Umlaufdauer: $m' = 1$	2	5	10	20	50	100	200 Tage	
G Max. =								
1 mb/3000 km ...	2000	1000	400	204	110	57.4	43.2	37.0
1 mb/1500 km ...	1000	500	208	105	58.6	34.5	27.9	25.0
1 mb/600 km	400	200	82.0	44.6	27.4	18.7	16.3	15.18
1 mb/300 km	200	100	42.3	24.2	16.1	12.2	11.1	10.5
1 mb/150 km	100	51.3	22.3	13.7	10.0	8.15		
Rückschreitende Präzessionsperiode m' in Tagen:								
Umlaufdauer: $m' = 1$	2	5	10	20	50	100	200 Tage	
G Max. =								
1 mb/3000 km ...	0.5	0.998	2.48	4.87	9.16	17.4	23.1	27.0
1 mb/1500 km ...	0.5	0.998	2.47	4.77	8.55	14.5	17.9	20.0
1 mb/600 km ...	0.499	0.994	2.42	4.49	7.32	10.67	12.29	13.18
1 mb/300 km ...	0.498	0.990	2.36	4.14	6.18	8.20	9.05	9.52
1 mb/150 km ...	0.498	0.981	2.25	3.66	5.0	6.14		

Von besonderem Interesse ist das Gebiet, welches in der Figur am weitesten oben dargestellt ist. Es zeigt sich hier, daß für längere Umlaufzeiten der Luftringe zwischen 20 und 100 Tagen die sich einstellenden Präzessionsperioden verhältnismäßig nur noch wenig schwanken, und durchweg in einem Bereich von 14 bis 70 Tagen liegen, wenn wir von dem größten verkippenden Druckgradienten von 1 mb pro 150 km absehen. Denn verkippende Drucksysteme von derartiger Größe, die rings um die Erde herum innerhalb der kreisenden Luftringe auftreten, dürften kaum noch vorkommen. Die in diesem Bereich auftretenden Präzessionsperioden stimmen verhältnismäßig gut zu jenen Perioden, die in den bisherigen Symmetrieuntersuchungen der Leipziger Schule gefunden worden sind.

Bemerkenswerterweise zeigen auch die Perioden der retrograden Präzession in diesem Gebiet eine auffallend geringe Abhängigkeit von der vorgegebenen Rotationsperiode des Luftrings. Entsprechend der Eigentümlichkeit der retrograden Präzession sind aber diese Präzessionsperioden durchweg kürzer als μ , d. h. die Druckwellen der Präzession umkreisen die Erde schneller als der Luftring selbst. Dieses Resultat spricht nicht für eine reale Existenz der retrograden Präzession, wenn auch innerhalb eines Luftrings Druckwellen, die sich in entgegengesetzter Richtung fortpflanzen, wie der Ring selbst, durchaus denkbar sind.

Schließlich mag noch auf eine eigentümliche Eigenschaft des verkippenden Drucksystems hingewiesen werden, die notwendig erscheint, wenn es zu einer anhaltenden Präzessionsbewegung innerhalb der kreisenden Luftringe führen soll. Stellen wir uns nochmals den auf einen Präzessionskegel gleitenden mechanischen Kreisel, etwa das Kinderspielzeug, vor, so ist ein derartiges System in jedem Augenblick der Bewegung dem verkippenden Kraftsystem unterworfen. Denn das in diesem Falle wirksame Schwerfeld ist in jedem Zeitpunkt und überall im Raum gleichmäßig wirksam. Im Falle unseres Luftrings würde etwas ähnliches aber nur bei kosmischen Kräftesystemen gelten, wie es etwa die Anziehungskräfte von

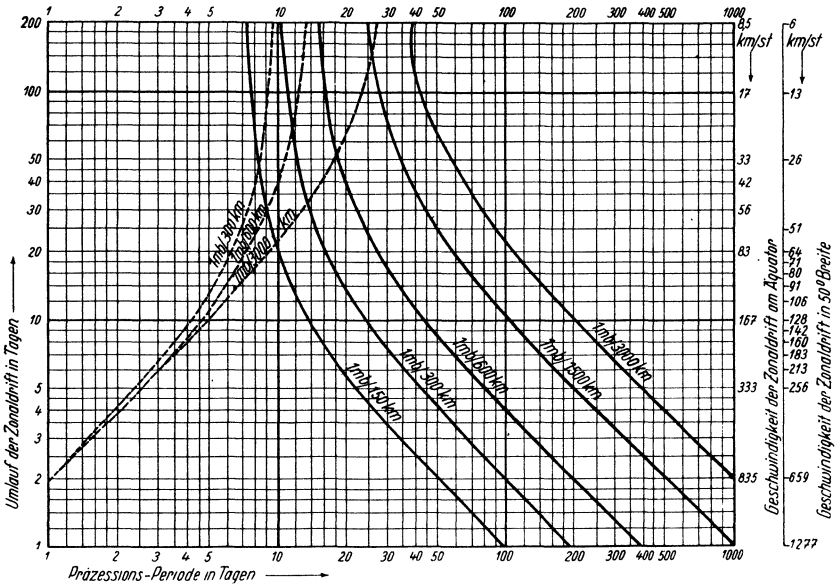


Fig. 3

Sonne und Mond darstellen, in deren Feld die Erde sich dreht. Sobald wir die verkippenden Kraftsysteme innerhalb der kreisenden Luftmassen selbst annehmen, hervorgerufen durch unsymmetrische Druckfelder, so müssen diese, wie schon erwähnt, in einer die ganze Erde zonal umfassenden Weise angeordnet sein, und innerhalb des Luftrings selbst mitwandern. Damit dieser dann in jedem Augenblick und in jeder Lage seiner Rotation dem verkippenden Kraftsystem in der gleichen Weise ausgesetzt ist (so wie der Spielzeugkreisel dem Schwerfeld gegenüber), muß dann das verkippende Druckfeld innerhalb des Luftrings gerade mit der Präzessionsperiode selbst herumwandern. Mit anderen Worten: Die Druckwelle, die ursprünglich durch irgendeinen äußeren Anlaß, beispielsweise ungleiche Verteilung der Temperatur über Land und Meer, einen zonal kreisenden Luftring aus seiner Drehebene herauszukippen versucht, wird nachher selbst zu einer

mit der Präzessionsperiode herumeilenden und dabei sich fortwährend aufrecht-erhaltenden Druckwelle. Diese Vorstellung stimmt auch insofern zu den allgemeinen Überlegungen der Präzessionsbewegung, als nach Eintreten derselben wirkliche Arbeitsleistung nicht mehr in Frage kommt. Eine empirische Untersuchung der Druckfelder an Hand von Halbkugelkarten müßte zeigen, ob derartige einseitig die Erde umspannende Druckwellen, die in zonaler Richtung wandern, längere Zeit hindurch vorhanden sind.

Mit der vorstehenden Betrachtung soll nicht behauptet werden, daß die beobachteten eigentümlichen Periodizitäten, die sich namentlich in den Symmetriepunkten der Druckgänge widerspiegeln, unbedingt als Präzessionswellen gedeutet werden müßten. Aber es scheint immerhin bemerkenswert, daß die Betrachtung der Präzession bei Annahme vernünftiger verkippende Druckgradienten auf einen Bereich etwaiger Präzessionsperioden führt, der den bisher vorliegenden Beobachtungen nicht widerspricht. Da auf der Erde zweifellos mehrere Ringe mit verschiedenen Geschwindigkeiten kreisen, sei es als Passatströmung in ost-westlicher Richtung, sei es als Westwindzone in der umgekehrten Richtung, da ferner sogar innerhalb der Driften gleichgerichtete, aber verschieden schnelle Strömungen aneinander grenzen können, so sind auch mehrere Präzessionsdruckwellen denkbar, die gleichzeitig von West nach Ost oder von Ost nach West um die Erde kreisen Gerade dies würde das Auftreten der Symmetriepunkte erst erklärlich machen, da zu ihnen ja *eine Reihe periodisch ablaufender Erscheinungen* notwendig sind.

Vorläufige Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen in Niemeck im Jahre 1940

Von G. Fanselau, Potsdam. — (Mit 1 Abbildung)

Diese Arbeit bildet die Fortsetzung der mit dem Jahre 1939 begonnenen vorläufigen Berichterstattung über die Beobachtungsergebnisse des erdmagnetischen Observatoriums in Niemeck*). Sie schließt sich in der äußeren Form eng an diese erste Veröffentlichung an.

In Tabelle 1 sind die Monatsmittel der einzelnen Elemente des magnetischen Kraftvektors mitgeteilt. Die Werte sind mit vorläufig ausgeglichenen Basiswerten gerechnet worden. Kleine Verschiebungen gegenüber der endgültigen Ausgleichung sind also möglich. Aus diesen Monatsmitteln wurden die Jahresmittel gebildet. In Tabelle 2 sind auch noch alle anderen Jahresmittelwerte von 1934.0 an zusammengestellt. Der Wert von 1934.0 trägt noch vorläufigen Charakter. Dabei sind wieder wie üblich die Normalwerte zur Epoche 0.0 als Mittel der 12 Monate Juli bis Juni, die zur Epoche 0.5 als Mittel der 12 Monate Januar bis

*) Zeitschr. f. Geophys. 16, 181—184 (1940).