

## VORWORT.

In der Arbeit «Der feuchtlabile Niederschlag» habe ich (1930) die Hypothese aufgestellt, dass die Energiequelle bei der Schauer-tätigkeit und der Zyklontätigkeit hauptsächlich in der Labilitätsenergie zu suchen ist. In der vorliegenden Arbeit ist diese Hypothese weiterentwickelt und eine vollständige Theorie aufgebaut, die aus den Gesetzen der Thermodynamik eine Reihe Erscheinungen in der Atmosphäre erklärt.

Das erste Kapitel dieser Arbeit kann man als eine Verallgemeinerung und Weiterentwicklung von Margules energetischen Arbeiten betrachten. Um diese Erweiterung in einfacher und übersichtlicher Weise zu ermöglichen, erwies es sich als notwendig, die Theorie des Druck-Volumen-Diagramms zu vervollständigen. Dadurch wurde es möglich, recht schwierige energetische Betrachtungen einfach und exakt auf energetischen Diagrammpapieren durchzuführen. Im zweiten Kapitel sind ganz allgemeine Betrachtungen über die Kreisprozesse der Atmosphäre durchgeführt, und die Richtigkeit der dadurch erhaltenen Resultate ist kaum zu bezweifeln. Die tägliche Doppelwelle des Luftdruckes zeigt sich hier als eine notwendige Folge der täglichen Variation der Labilitätsenergie. Im dritten und vierten Kapitel sind die Resultate der zwei ersten Kapitel verwendet, um die Zirkulation der gesamten Atmosphäre zu erklären. Es ist in dieser Weise gelungen, die Hauptzüge der atmosphärischen Zirkulation unmittelbar aus den Gesetzen der Thermodynamik abzuleiten. Teilweise sind aber die Resultate des dritten und vierten Kapitels nur als eine vorläufige Arbeitshypothese aufzufassen.

Die vorliegende Arbeit kann man als die theoretische Grundlage einer energetischen Wettervorhersage betrachten. Wenn eine genügende Anzahl Höhenbeobachtungen vorhanden ist, wird es möglich, Karten über die Energieverteilung der Luftmassen herzustellen. In einer späteren Arbeit hoffe ich zeigen zu können, wie man dies einfach und recht schnell machen kann. Persönlich glaube ich, dass die energetische Wettervorhersage besonders bei Langzeitprognosen wertvoll wird. Die von den Luftmassen gebundene Energiemenge ist ja die primäre Ursache der Strömungsvorgänge in der Atmosphäre, und man muss daher annehmen können, dass Korrelationskoeffizienten zwischen Energiemenge und einem meteorologischen Element wertvoller sind, als Korrelationskoeffizienten zwischen zwei meteorologischen Elementen.

Es bleibt mir noch die angenehme Pflicht, Herrn Direktor Dr. Th. Hesselberg für wohlwollendes Interesse, gute Ratschläge und wertvolle Kritik, die er meiner Arbeit gewidmet hat, herzlich zu danken. Ebenfalls danke ich meinen Kollegen, den Herren Dr. T. Bergeron und E. Bjørkdal für wertvolle Anregungen und Hinweise.

Das Norwegische Meteorologische Institut,

Oslo im Mai 1932.

*Anfinn Refsdal.*

# ZUR THERMODYNAMIK DER ATMOSPHÄRE

VON

ANFINN REFSDAL

(Eingeliefert am 9. Juni 1932.)

## Kapitel I. DIE ENERGIEUMWANDLUNGEN IN DER ATMOSPHÄRE.

### § 1. Die energetischen Grundgleichungen.

Unsere erste Voraussetzung ist die Konstanz der Massen, aus der die Kontinuitätsgleichung sich ableiten lässt. Weiter setzen wir voraus, dass die Bewegungen im betrachteten Medium stetig sind, und drittens, dass ausser der Schwere keine anderen äusseren Kräfte tätig sind. Unter diesen Voraussetzungen lauten die Bewegungsgleichungen in Vektorform:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + \nabla\Phi + \alpha\nabla p - 2\mathbf{q} \times \mathbf{v} - \alpha\mathbf{R} = 0 \dots \dots \dots (1)$$

wo  $\mathbf{v}$  die Geschwindigkeit als Vektor,  $\Phi$  das Schwerepotential,  $\alpha$  das spezifische Volumen,  $p$  der Druck,  $\mathbf{q}$  die Rotationsgeschwindigkeit der Erde als Vektor und  $\alpha\mathbf{R}$  die Reibungskraft pro Masseneinheit ist.

Die Gleichung 1 multiplizieren wir skalar mit der Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$ . Wir haben dann zu beachten, dass

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \mathbf{v} = \frac{d(\frac{1}{2}v^2)}{dt}, \nabla\Phi \cdot \mathbf{v} = \frac{d\Phi}{dt} - \frac{\partial\Phi}{\partial t} \text{ und } \mathbf{q} \times \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} = 0$$

sind. Die lokale Änderung des Schwerepotentials  $\frac{\partial\Phi}{\partial t}$  ist gleich Null, so dass wir die hydrodynamische Energiegleichung in folgender Form erhalten:

$$\frac{d(\frac{1}{2}v^2)}{dt} + \frac{d\Phi}{dt} + \alpha\mathbf{v} \cdot \nabla p - \alpha\mathbf{R} \cdot \mathbf{v} = 0 \dots \dots \dots (2)$$

Die thermodynamische Energiegleichung können wir für ideale Gase so schreiben:

$$\frac{dq}{dt} = c_v \frac{dT}{dt} + p \frac{d\alpha}{dt} \dots \dots \dots (3 a)$$

oder

$$\frac{dq}{dt} = c_p \frac{dT}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt} \dots \dots \dots (3 b)$$

wo  $q$  Wärmemenge,  $T$  Temperatur,  $c_v$  und  $c_p$  die spezifische Wärme bei konstantem Volumen, bzw. bei konstantem Druck ist.

Durch Addition der Gleichungen 2 und 3 a erhalten wir:

$$\frac{dq}{dt} = c_v \frac{dT}{dt} + \frac{d(\frac{1}{2}v^2)}{dt} + \frac{d\Phi}{dt} + \alpha\mathbf{v} \cdot \nabla p + p \frac{d\alpha}{dt} - \alpha\mathbf{R} \cdot \mathbf{v} = 0 \dots \dots (4)$$

Über diese Gleichung (allerdings ohne Berücksichtigung der Reibung) sagt V. Bjerknes (1917):

«Diese Gleichung sagt direkt folgendes aus, wobei man sich alle Änderungen auf die Einheit der Zeit und auf die Einheit der Masse des bewegten Teilchens bezogen

denkt: Die dem Teilchen zugeführte Wärmemenge ist gleich der Summe seines Zuwachses an kinetischer, potentieller und innerer Energie und seiner nach aussen abgegebenen Arbeit, die auf seiner Translationsbewegung gegen die Gradientkraft und auf seiner Expansion gegen den Druck beruht.»

Wir formen diese Gleichung unter Benutzung der Gleichung

$$\operatorname{div}(p\mathbf{v}) = p \operatorname{div} \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla p$$

weiter um. Das Glied  $\alpha \mathbf{v} \cdot \nabla p$  können wir folglich so schreiben:

$$\alpha \mathbf{v} \cdot \nabla p = \alpha \operatorname{div}(p\mathbf{v}) - \alpha p \operatorname{div} \mathbf{v}.$$

Aus der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{1}{\alpha} \frac{d\alpha}{dt} = \operatorname{div} \mathbf{v} \dots \dots \dots (5)$$

folgt

$$\alpha \mathbf{v} \cdot \nabla p = \alpha \operatorname{div}(p\mathbf{v}) - p \frac{d\alpha}{dt}$$

Dieser Wert in Gleichung 4 eingesetzt ergibt:

$$\frac{dq}{dt} = c_v \frac{dT}{dt} + \frac{d(\frac{1}{2} v^2)}{dt} + \frac{d\Phi}{dt} + \alpha \operatorname{div}(p\mathbf{v}) - \alpha \mathbf{R} \cdot \mathbf{v} \dots \dots \dots (6)$$

Die kombinierte, hydrodynamisch-thermodynamische Energiegleichung gestaltet sich in dieser Weise sehr einfach, da die nach aussen abgegebene Arbeit durch ein einziges Glied dargestellt wird. Die Gleichung 6 sagt folglich direkt folgendes aus: Die der Masseneinheit zugeführte Wärmemenge ist gleich der Summe ihres Zuwachses an

1. innerer Energie
2. kinetischer Energie
3. potentieller Energie der Lage
4. nach aussen abgegebener Arbeit
5. Arbeit der Reibungskraft.

Um die hydrodynamisch-thermodynamische Energiegleichung in einer anderen Form zu erhalten, summieren wir die Gleichungen 2 und 3 b und erhalten:

$$\frac{dq}{dt} = c_p \frac{dT}{dt} + \frac{d(\frac{1}{2} v^2)}{dt} + \frac{d\Phi}{dt} + \alpha \mathbf{v} \cdot \nabla p - \alpha \frac{dp}{dt} - \alpha \mathbf{R} \cdot \mathbf{v} \dots \dots \dots (7)$$

Nun ist  $\frac{dp}{dt} = \mathbf{v} \cdot \nabla p + \frac{\partial p}{\partial t}$ , wo  $\frac{\partial p}{\partial t}$  die lokale Druckänderung pro Zeiteinheit ist.

Wir haben folglich:

$$\alpha \mathbf{v} \cdot \nabla p - \alpha \frac{dp}{dt} = -\alpha \frac{\partial p}{\partial t}$$

und dieser Wert in Gleichung 7 eingesetzt ergibt:

$$\frac{dq}{dt} = c_p \frac{dT}{dt} + \frac{d(\frac{1}{2} v^2)}{dt} + \frac{d\Phi}{dt} - \alpha \frac{\partial p}{\partial t} - \alpha \mathbf{R} \cdot \mathbf{v} \dots \dots \dots (8)$$

Die hydrodynamisch-thermodynamische Energiegleichung ist auch hier sehr einfach dargestellt, ist aber physikalisch doch nicht so durchsichtig wie die Gleichungen 4 und 6.

§ 2. Die Theorie des Druck-Volumen-Diagramms.

Bei quasistatischen (unendlich langsamen) und reibungslosen Kreisprozessen kann man, wie die Lehrbücher der Thermodynamik zeigen, auf einem Druck-Volumen-Diagramm die nach aussen abgegebene Arbeit finden. In diesem Falle ist diese Arbeit exakt durch die umschlossene Fläche auf dem Druck-Volumen-Diagramm gegeben. In der Atmosphäre sind aber die Kreisprozesse weder quasistatisch, noch reibungslos, und wir müssen daher untersuchen, was die umschlossene Fläche auf einem Druck-Volumen-Diagramm in diesem Falle repräsentiert.

Die thermodynamische Energiegleichung lautet ganz allgemein  $dq = du + dr$ , wo  $u$  innere Energie und  $r$  nach aussen abgegebene Arbeit ist. Für Gase und Flüssigkeiten ist  $dr = pda$ . Wir betrachten jetzt eine Masseneinheit, die einen Kreisprozess durchmacht, und integrieren die Gleichung  $dq = du + pda$  über den Kreisprozess. Dabei fällt das Glied  $\oint du$  fort, weil  $du$  ein totales Differential ist. Das Integral eines derartigen Gliedes ist wie bekannt nur von dem Anfangs- und Endzustand abhängig und wird bei einem Kreisprozess gleich Null. Wir setzen  $\oint dq = \Delta q$  und erhalten

$$\Delta q = \oint dq = \oint pda.$$

Auf einem Druck-Volumen-Diagramm ist  $\oint pda$  exakt durch die umschlossene Fläche  $F$  gegeben. Wir erhalten folglich:

$$\Delta q = \oint pda = F \dots \dots \dots (9)$$

Diese Gleichung sagt folgendes: *Die Wärmemenge  $\Delta q$ , die bei einem Kreisprozess pro Masseneinheit in Arbeit übergeht, ist unter allen Umständen der ausgeführten Expansionsarbeit gleich, die auf einem Druck-Volumen-Diagramm exakt durch die umschlossene Fläche  $F$  gegeben ist.*

Wie früher gesagt, ist bei quasistatischen und reibungslosen Kreisprozessen die nach aussen abgegebene Arbeit durch die Fläche  $F$  gegeben. Dies sagt also, dass in diesem Falle die gesamte ausgeführte Arbeit nach aussen abgegeben wird.

Um dieses Verhältnis besser verständlich zu machen, suchen wir mittels der Gleichung 4 die während des Kreisprozesses nach aussen abgegebene Arbeit. Wir bezeichnen diese Arbeit mit  $A$ , und erhalten:

$$A = \oint av \cdot \nabla pdt + \oint pda \dots \dots \dots (10)$$

Die Expansionsarbeit während des Kreisprozesses  $\oint pda$  ist folglich gleich der ganzen nach aussen abgegebenen Arbeit, vermindert um die Arbeit der Gradientkräfte.

Wenn in Gleichung 10 das Glied  $\oint av \cdot \nabla pdt$  gleich Null ist, wird die nach aussen abgegebene Arbeit gleich der Expansionsarbeit. Aus Gleichung 2 erhalten wir:

$$-\oint av \cdot \nabla pdt = \oint d(\frac{1}{2} v^2) + \oint d\Phi - \oint aR \cdot vdt \dots \dots \dots (11)$$

Die Bedingung dafür, dass die bei einem Kreisprozess nach aussen abgegebene Arbeit exakt durch die umschlossene Fläche auf einem Druck-Volumen-Diagramm gegeben ist, ist folglich die Gleichung:

$$\oint d(\frac{1}{2} v^2) + \oint d\Phi - \oint aR \cdot vdt = 0 \dots \dots \dots (12)$$

Der quasistatische und reibungslose Fall ist nur ein Spezialfall dieser Gleichung.

Dass die Fläche  $F$  auf dem Druck-Volumen-Diagramm unter allen Umständen die durch den Kreisprozess ausgeführte Arbeit darstellt, ist ein Resultat, das energetische Betrachtungen bedeutend erleichtert. Wir sind jetzt imstande auch bei nicht-quasistatischen Kreisprozessen auf energetischen Diagrammpapieren exakte Energiebetrachtungen durchzuführen.

### § 3. Die Arbeit der Auftriebskräfte.

Wir setzen voraus, dass in einem Medium mit Dichte  $\varrho$  ein Partikelchen mit Masse eins und Dichte  $\varrho'$  eingebettet ist. An der Oberfläche des Partikelchens ändert sich folglich die Dichte sprunghaft von  $\varrho'$  bis  $\varrho$ .

Auf das Partikelchen wirkt, wenn es in Ruhe ist, eine hydrostatische Auftriebskraft  $g \frac{\varrho - \varrho'}{\varrho'}$ . Wenn sich aber das Partikelchen mittels dieser Auftriebskraft in Bewegung setzt, setzt sich auch das umgebende Medium in Bewegung. Die Arbeit der Auftriebskräfte verteilt sich auf das Partikelchen und auf das Medium, aber die Art der Arbeitsverteilung ist in den meisten Fällen unmöglich festzustellen. In der Literatur findet man aber oft die Voraussetzung, dass die hydrostatische Auftriebskraft auch während der Bewegung tätig sei, und dass die ausgeführte Arbeit auf einer Strecke  $dz$  folglich  $dA = g \frac{\varrho - \varrho'}{\varrho'} dz$  betrage. Auf der Strecke von  $z_1$  bis  $z_2$  wird dann pro Masseneinheit

eine Arbeit  $A = \int_{z_1}^{z_2} g \frac{\varrho - \varrho'}{\varrho'} dz$  geleistet, wo  $\varrho$  und  $\varrho'$  Funktionen von  $z$  sind. Margules charakterisiert aber (1903) diese Methode als ungenau, und es ist, soweit mir bekannt, nicht aufgezeigt, dass es gestattet ist, die hydrostatische Auftriebskraft auch bei Bewegungen zu benutzen, um die freigemachte Energie zu ermitteln.

Wir betrachten ein Medium, das in statischem Gleichgewicht ist. Wir haben hier  $dp = -\varrho g dz = -\frac{g dz}{\alpha}$ , eine Gleichung die bei makroskopischen Verhältnissen in der Atmosphäre ausserordentlich genau stimmt (Hesselberg und Friedmann 1914). Die Arbeit  $dA$  können wir dann folgendermassen umformen:

$$dA = g \frac{\varrho - \varrho'}{\varrho'} dz = g \frac{\alpha' - \alpha}{\alpha} dz = (\alpha - \alpha') dp$$

und die ganze Arbeit von der Höhe  $z_1$  mit Druck  $p_1$  bis zu der Höhe  $z_2$  mit Druck  $p_2$  beträgt:

$$A = \int_{z_1}^{z_2} g \frac{\varrho - \varrho'}{\varrho'} dz = \int_{p_1}^{p_2} (\alpha - \alpha') dp$$

Auf einem Diagrammpapier mit linearem Druck als Ordinate und linearem Volumen als Abszisse, ist (Fig. 1)

$$A = \int_{p_1}^{p_2} (\alpha - \alpha') dp = F \dots \dots \dots (13)$$

wo  $F$  die Fläche zwischen den Kurven  $\alpha$  und  $\alpha'$  und den Drucklinien  $p_1$  und  $p_2$  ist.

Wir denken uns jetzt folgenden Kreisprozess (Fig. 1): Ein Partikelchen mit Masse eins befindet sich im Punkt  $A$  wo der Druck  $p_1$  ist, und wo die Dichte gleich der Dichte der Umgebung ist. Das Partikelchen erhält z. B. durch Erhitzung eine geringere Dichte und gelangt auf dem Diagramm nach Punkt  $B$ . Von dort bewegt es sich aufwärts längs

der Kurve  $\alpha'$  bis Punkt  $C$  mit dem Druck  $p_2$ . Hier ändert das Partikelchen wieder seine Dichte, erhält die Dichte der Umgebung und gelangt auf dem Diagramm nach Punkt  $D$ . Von da ab bewegt sich das Partikelchen derartig nach  $A$  zurück, dass es immer die Dichte der Umgebung hat. Durch diesen Kreisprozess ist, wie in § 2 gezeigt, dem Partikelchen eine Expansionsarbeit gleich der umschlossenen Fläche  $F$  zugeführt. In  $A$  ist aber nach dem Kreisprozess der ursprüngliche Zustand erreicht, und das Partikelchen muss folglich bei der Bewegung eine Arbeit  $F$  ausgeführt haben.

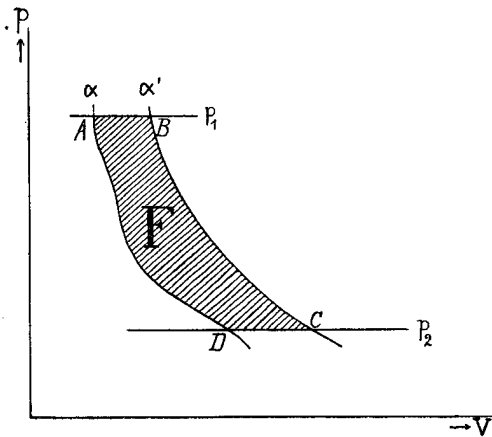


Fig. 1.

Bei der Abwärtsbewegung von  $z_2$  bis  $z_1$  wird von dem Partikelchen keine Arbeit geleistet, da das Partikelchen den ganzen Weg die Dichte der Umgebung hat. Folglich wird nur bei der Aufwärtsbewegung von  $z_1$  bis  $z_2$  Arbeit geleistet. Daraus folgt wiederum, dass die Auftriebskräfte während der Bewegung von  $z_1$  bis  $z_2$  eine Arbeit  $F$  leisten. Die Gleichung 13 zeigt aber, dass man exakt die Arbeit  $F$  erhält, wenn man annimmt, dass die hydrostatische Auftriebskraft  $g \frac{\rho - \rho'}{\rho'}$  auf der Strecke von  $z_1$  bis  $z_2$  tätig ist. Diese Arbeit verteilt sich teils auf das Partikelchen und teils auf das umgebende Medium. *Durch die hydrostatische Auftriebskraft kann man folglich die genaue Energiemenge berechnen, die freigemacht wird, wenn ein Körper sich in einem Medium bewegt, das in statischem Gleichgewicht ist.*

§ 4. Über den Arbeitswert der Druckverteilung.

Wir betrachten einen Kreisprozess, bei dem eine Masseneinheit nach Ablauf des Kreisprozesses dieselbe Temperatur und denselben Druck wie ursprünglich hat. Aus den Gleichungen 4 und 8 ergibt sich, da das Temperaturglied für ideale Gase fortfällt:

$$\Delta q = \oint d(\frac{1}{2} v^2) + \oint d\Phi - \oint \alpha R \cdot v dt + \oint \alpha v \cdot \nabla p dt + \oint p d\alpha \dots (14)$$

$$\Delta q = \oint d(\frac{1}{2} v^2) + \oint d\Phi - \oint \alpha R \cdot v dt - \oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt \dots (15)$$

Wie früher erwähnt (Gleichung 10), stellen die beiden letzten Glieder in Gleichung 14 die nach aussen abgegebene Arbeit dar. Wenn man die Gleichung 15 mit 14 vergleicht, sieht man, dass die nach aussen abgegebene Arbeit auch durch das Glied  $-\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt$  gegeben ist. Wir untersuchen die Bedeutung dieses Gliedes im Folgenden näher.

Wir betrachten die Masseneinheit, die den Kreisprozess durchläuft. Gleichzeitig mit der Bewegung der Masseneinheit entstehen auch in dem umgebenden Medium Bewegungen. Die dadurch entstandene kinetische Energie im Medium ist Arbeit, die die Masseneinheit nach aussen abgegeben hat. Um das umgebende Medium in Bewegung setzen zu können muss aber die Masseneinheit notwendigerweise erst lokale Druckänderungen im Medium bewirken. Wir sehen dann auch, dass gerade in dem Glied  $-\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt$  die lokalen Druckänderungen auftreten. Durchläuft die Masseneinheit in ihrer Bahn einen Punkt,

bewirkt sie also in diesem Punkt eine lokale Druckänderung, wodurch sich das umgebende Medium in Bewegung setzen kann.

Da  $-\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt$  die während des Kreisprozesses nach aussen abgegebene Arbeit ist, bezeichnet  $\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt$  die Änderung in der Energie der Druckverteilung, die wegen des Kreisprozesses entstanden ist. Diese Energie der Druckverteilung, die im Medium infolge des Kreisprozesses entstanden ist, geht dann mehr oder weniger schnell in andere Energieformen im Medium über.

Es ist von grossem Interesse festzustellen, innerhalb welcher Grenzen die Grösse  $-\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt$  schwanken kann. Um dies zu ermitteln, betrachten wir einen Kreisprozess, bei dem die Masseneinheit nach dem Kreisprozess zu ihrem ursprünglichen Geopotential zurückkehrt.  $\oint d\Phi$  wird dann gleich Null, und aus Gleichung 15 erhalten wir:

$$\Delta q = \oint d\left(\frac{1}{2} v^2\right) - \oint \alpha \mathbf{R} \cdot \mathbf{v} dt - \oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt \dots \dots \dots (16)$$

Wenn die Zirkulation sich dem quasistatischen und reibungslosen Zustand nähert, werden  $\oint d\left(\frac{1}{2} v^2\right)$  und  $-\oint \alpha \mathbf{R} \cdot \mathbf{v} dt$  allmählich gleich Null, und es ergibt sich:

$$\Delta q = -\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt.$$

Bedeutend schwieriger ist abzuschätzen, wie klein  $-\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt$  werden kann. Wir sind hier gezwungen, die Resultate der Hydrodynamik zu benutzen, und diese bieten nur in stark vereinfachten Fällen die Möglichkeit einer Berechnung. Die Hydrodynamik lehrt, dass eine Kugel sich in einem reibungslosen Medium unter gewissen, vereinfachenden Voraussetzungen so bewegt, als ob ihre Masse um die Hälfte der Masse des verdrängten Mediums vergrössert wäre. Bei einer Kugel können wir folglich in diesem Falle berechnen, wie sich die Energie auf die Kugel und auf das umgebende Medium verteilt. Wir setzen jetzt voraus, dass sich dieselbe Energieverteilung bei einem Schauer in der Atmosphäre geltend macht, obgleich hier Reibung mitwirkt, und der Schauer keine Kugelform hat. Da die Dichte im Schauer und in der Umgebung ungefähr gleich ist, ergibt sich, dass bei einem Schauer ungefähr  $\frac{1}{3}$  der disponiblen Energie  $\Delta q$  auf das Glied  $-\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt$  übergeht. Ungefähr  $\frac{1}{3}$  der Energie geht folglich in die Energie der Druckverteilung über, und dies zeigt, dass das Glied  $-\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt$  nicht wesentlich kleiner als  $\frac{1}{2} \left( \oint d\left(\frac{1}{2} v^2\right) - \oint \alpha \mathbf{R} \cdot \mathbf{v} dt \right)$  werden kann. Das heisst mit anderen Worten, dass eine thermodynamische Maschine ohne lokale Druckänderungen überhaupt keine Arbeit leisten kann. Man muss daher immer vorsichtig sein, wenn man bei energetischen Betrachtungen  $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$  setzt.

Das Reibungsglied  $-\oint \alpha \mathbf{R} \cdot \mathbf{v} dt$  in Gleichung 15 gibt die Arbeit an, die, infolge der Bewegung der Masseneinheit, durch Reibung verbraucht wird. Man kan sagen, dass das Glied  $-\oint \alpha \mathbf{R} \cdot \mathbf{v} dt$  aus der kinetischen Energie der Masseneinheit entstanden ist. Durch die Energie der Druckverteilung  $-\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt$  bildet sich kinetische Energie im Medium, und durch Reibung wird dann auch diese Energie wieder in Wärme verwandelt.

Die durch Reibung entwickelte Wärme entsteht folglich auf zwei wesentlich verschiedenen Wegen, entweder durch das Glied  $\oint d(\frac{1}{2}v^2)$  oder durch das Glied  $-\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt$ .

Wenn man dies berücksichtigt, kann man die Gleichung 15 so deuten: Wir haben einen Kreisprozess, nach dessen Ablauf der Druck und die Temperatur der Masseneinheit zu den ursprünglichen Werten zurückkehren. Die freigemachte Energiemenge ( $\Delta q - \oint d\Phi$ ) verteilt sich dann teils auf die arbeitende Masseneinheit über das Glied  $\oint d(\frac{1}{2}v^2)$ , und teils auf das umgebende Medium über das Glied  $-\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt$ .

### § 5. Die verfügbare kinetische Energie.

In der Arbeit «Über die Energie der Stürme» (1903) zeigt Margules, dass sich die Energie der Stürme durch die potentielle Energie der Lage horizontal und vertikal benachbarter Luftmassen erklären lässt.

Zwischen der potentiellen Energie der Lage vertikal benachbarter Luftmassen und der horizontal benachbarter Luftmassen besteht insofern ein wesentlicher Unterschied, als dass die letztgenannte notwendigerweise mit einem horizontalen Druckfeld verbunden ist, während dies bei der erstgenannten nie der Fall sein kann. V. H. Ryd hat dies (1927) in seiner Arbeit «The Energy of the Winds» eingehend behandelt, und kommt zu dem Ergebnis, dass die Energie des Druckfeldes in der Atmosphäre nicht existiert, sondern dass sie nur ein anderer Ausdruck für die potentielle Energie der Lage horizontal benachbarter Luftmassen ist. Dies ist auch in der Atmosphäre annähernd, aber nicht unbedingt gültig. Die Gleichung 15 zeigt durch das Glied  $\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt$ , dass die Energie der Druckverteilung notwendigerweise vorhanden sein muss, und die Betrachtungen in § 4 zeigen, dass eine thermodynamische Maschine ohne diese Energieform überhaupt keine Arbeit leisten kann. Wenn Ryd behauptet, dass die Energie des Druckfeldes in der Atmosphäre nicht vorhanden sei, entbehrt diese Feststellung also der unbedingten Genauigkeit. Ich werde inzwischen ganz kurz zeigen, unter welchen Voraussetzungen seine Feststellungen in der Atmosphäre Gültigkeit erhalten.

Die stillschweigende Voraussetzung bei den Betrachtungen Ryds ist, dass die Atmosphäre sich in statischem Gleichgewicht befinde, dass also der Gleichung  $\frac{dp}{dz} = -\rho g$  unbedingte Gültigkeit zukomme. Diese Gleichung ist, wie Hesselberg und Friedman zeigen (1914), auch bei makroskopischen Verhältnissen in der Atmosphäre mit einer Genauigkeit von 1/1000 gültig. Die Maschinerie der Atmosphäre kann folglich bei der Zyklontätigkeit nur sehr kleine Abweichungen von der Gleichgewichtslage hervorbringen, und die Energie des horizontalen Druckfeldes ist daher wesentlich durch die Energie horizontal benachbarter Luftmassen bedingt. Bei statischem Gleichgewicht sind diese zwei Energieformen, wie Ryd behauptet, nur zwei verschiedene Ausdrücke für dieselbe Energiemenge, die durch die Gravitation bedingt ist. Es ist daher nicht gestattet, erst die Energie der Lage und dann die des daraus folgenden Druckfeldes zu berechnen, wenn man die gesamte zur Verfügung stehende Energiemenge berechnen will. Wenn man die Energie der Lage horizontal benachbarter Luftmassen als die «existierende» betrachtet, was am natürlichsten fällt, muss man folglich im Falle des statischen Gleichgewichtes der Anschauung Ryds zustimmen, dass die Energie des Druckfeldes nicht existiert. Wenn aber die Atmosphäre nicht im statischen Gleichgewicht ist, existieren in der



Atmosphäre Druckkräfte, die von der Gravitation unabhängig sind. Die Arbeit dieser von der Gravitation unabhängigen Druckkräfte kennzeichne ich als die Energie der Druckverteilung. Diese Energieform ist in Gleichung 15 durch das Glied  $\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt$  ausgedrückt.

Durch diese Energie entstehen in der Atmosphäre Bewegungen, welche versuchen, die Atmosphäre möglichst schnell wieder in den Gleichgewichtszustand zu bringen. Die Atmosphäre arbeitet mit anderen Worten in der Weise, dass das statische Gleichgewicht durch lokale Druckänderungen ein wenig gestört wird, wonach Bewegungen einsetzen, die diese Störung aufzuheben versuchen. Da sich die Atmosphäre immer in annähernd statischem Gleichgewicht befindet, folgt daraus, dass die Energie der Druckverteilung als Energiequelle betrachtet nur unbedeutend ist, obgleich sie ein unbedingt notwendiges Glied der Energieumwandlungen in der Atmosphäre bildet. Die verfügbare kinetische Energie in der Atmosphäre findet sich also hauptsächlich als Energie der Lage horizontal und vertikal benachbarter Luftmassen vor. Durch das Verfahren von Margules lässt sich diese Energie in stark vereinfachten Fällen berechnen. Ich gebe dieses Verfahren hier verkürzt wieder.

Die theoretische Grundlage in Margules «Über die Energie der Stürme» ist die kombinierte hydrodynamisch-thermodynamische Energiegleichung. Margules benutzt die Gleichung 8; wir werden aber Gleichung 6 anwenden, und integrieren diese Gleichung über alle Elemente einer endlichen, bewegten Masse. Wir erhalten:

$$\int \frac{dq}{dt} dm = \int c_v \frac{dT}{dt} dm + \int \frac{d(\frac{1}{2} v^2)}{dt} dm + \int \frac{d\Phi}{dt} dm + \int \alpha \operatorname{div}(pv) dm - \int \alpha \mathbf{R} \cdot \mathbf{v} dm \quad (17)$$

Wir werden das Glied  $\int \alpha \operatorname{div}(pv) dm$  umformen, um es in übersichtlichere Form zu bringen. Wir setzen erstens  $\alpha dm = d\tau$ , wo  $d\tau$  das Volumenelement bedeutet. Weiter kennen wir nach Gauss' Theorem  $\int \operatorname{div}(pv) d\tau = \int pv \cdot d\mathbf{o}$ , wo  $d\mathbf{o}$  das Oberflächenelement ist, aufgefasst als Vektor von der Richtung der nach aussen gerichteten Normalen.  $pv \cdot d\mathbf{o}$  ist also die längs dieser Normalen gerichtete elementare Druckkraft, und deren skalares Produkt mit der Geschwindigkeit ergibt die entsprechende elementare Arbeit in der Zeiteinheit. Das Integral  $\int pv \cdot d\mathbf{o}$  stellt also die gesamte Arbeit dar, die die betrachtete Masse pro Zeiteinheit als Folge der Bewegung ihrer Oberfläche nach aussen abgibt.

Wir führen folgende Bezeichnungen ein:

$$\int q dm = \mathfrak{Q}, \quad \int c_v T dm = \mathfrak{S}, \quad \int \frac{1}{2} v^2 dm = \mathfrak{R}, \quad \int \Phi dm = \mathfrak{P} \quad \text{und} \quad - \int \alpha \mathbf{R} \cdot \mathbf{v} dm = \mathfrak{R}$$

wo  $\mathfrak{Q}$  die der endlichen Masse zugeführte Wärmemenge ist,  $\mathfrak{S}$ ,  $\mathfrak{R}$  und  $\mathfrak{P}$  innere Energie, kinetische Energie, bzw. potentielle Energie der Lage bedeuten und  $\mathfrak{R}$  die pro Zeiteinheit ausgeführte Reibungsarbeit ist.

Die Gleichung 17 erhält dann die Form:

$$\frac{d\mathfrak{Q}}{dt} = \frac{d\mathfrak{S}}{dt} + \frac{d\mathfrak{R}}{dt} + \frac{d\mathfrak{P}}{dt} + \int pv \cdot d\mathbf{o} + \mathfrak{R} \dots \dots \dots (18)$$

Margules betrachtet einen Fall, bei dem der Luftraum von festen Wänden begrenzt ist. Hier ist  $\int pv \cdot d\mathbf{o} = 0$ , und wir erhalten:

$$d\mathfrak{Q} = d\mathfrak{S} + d\mathfrak{R} + d\mathfrak{P} + \mathfrak{R} dt$$

oder

$$d\mathfrak{Q} = d\mathfrak{S} + d\mathfrak{R} + d\mathfrak{P} + d\mathfrak{R}$$

Margules setzt dann  $d\mathfrak{Q} = 0$ , was nicht bedeutet, dass das System thermisch isoliert ist, sondern dass die durch Reibung erzeugte Wärme dem System wieder entzogen wird.

Diese Wärmemenge ist aber so klein, dass sie für die Bewegungen in der Atmosphäre nur eine unbedeutende Rolle spielt. Dadurch erhält man:

$$d(\mathfrak{K} + \mathfrak{R}) = -d(\mathfrak{P} + \mathfrak{S}) \dots \dots \dots (19)$$

Die Grösse  $d(\mathfrak{K} + \mathfrak{R})$  bezeichnet *Margules* als «die verfügbare kinetische Energie des Systems». Diese Energie entsteht teils aus der potentiellen Energie der Lage  $\mathfrak{P}$ , teils aus der inneren Energie  $\mathfrak{S}$ .

*Margules* formt die Gleichung 19 etwa folgenderart um:

Die potentielle Energie der Lage für eine ganze Luftsäule mit Querschnitt 1 ist:

$$\mathfrak{P} = \int_0^\infty g_0 z dz = - \int_{p_0}^0 z dp = - \int_{p_0}^{p_1} z dp - \int_{p_1}^0 z dp \dots \dots \dots (20)$$

Er nimmt an, dass in der Luftsäule von  $p_0$  bis  $p_1$  Umlegungen stattfinden, nicht aber in der höher liegenden Luftmasse, die sich demnach wie ein Kolben bewegt, wenn sich die Höhe der Schicht mit Druck  $p_1$  ändert. Nun ist

$$- \int_{p_0}^{p_1} z dp = -z_1 p_1 + \int_0^{z_1} p dz = -z_1 p_1 + R \int T dm \dots \dots \dots (21)$$

wo dass letzte Integral über die ganze Masse der Luftsäule von  $p_0$  bis  $p_1$  zu erstrecken ist und  $R$  die Gaskonstante ist.

Das Integral  $-\int_{p_1}^0 z dp$  können wir als  $-z_m \int_{p_1}^0 dp = z_m p_1$  schreiben, wo  $z_m$  eine mittlere Höhe der Luftmasse über  $p_1$  ist. Aus den Gleichungen 20 und 21 ergibt sich somit:

$$\mathfrak{P} = R \int T dm + (z_m - z_1) p_1 \dots \dots \dots (22)$$

wo  $(z_m - z_1) p_1$  eine Konstante ist, weil die Luftmasse über  $p_1$  sich wie ein fester Kolben bewegt. Aus Gleichung 22 folgt weiterhin:

$$d\mathfrak{P} = R \int dT dm \dots \dots \dots (23)$$

Die innere Energie der Luftmasse von  $p_0$  bis  $p_1$  ist

$\mathfrak{S} = c_v \int T dm + \text{Konst.}$ , und daraus erhalten wir:

$$d\mathfrak{S} = c_v \int dT dm \dots \dots \dots (24)$$

Die Gleichung 19 können wir mittels Gleichung 23 und 24 so schreiben:

$$d(\mathfrak{K} + \mathfrak{R}) = -d(\mathfrak{P} + \mathfrak{S}) = -(R + c_v) \int dT dm = -c_p \int dT dm \dots \dots (25)$$

Die Gleichung 25 ist besonders dadurch interessant, dass sie zeigt, dass der Hauptteil der kinetischen Energie aus der inneren Energie geschöpft wird, da  $c_v$  grösser als  $R$  ist.

Bezeichnen  $T$  und  $T'$  die Temperaturen des Massenelements  $dm$ ,  $T_m$  und  $T'_m$  die mittleren Temperaturen der ganzen betrachteten Masse  $M$  in Anfangs- und Endzustand, kann man die Gleichung 25 in folgender Form schreiben:

$$d(\mathfrak{K} + \mathfrak{R}) = c_p \int (T - T') dm = c_p (T_m - T'_m) M \dots \dots \dots (26)$$

Mittels dieser Gleichung berechnet *Margules* die verfügbare kinetische Energie in einer Reihe von verschiedenen Systemen. Er betrachtet aber stark vereinfachte Fälle, weil seine Aufgabe nur darin bestand, nachzuweisen, dass in der Atmosphäre genügende Energiemengen potentieller Art vorhanden sein können, um die Energie der Stürme erklären zu können. Das grosse Problem ist daher, ob man eine Verallgemeinerung seiner Methoden oder andere Methoden finden kann, die mit genügender Genauigkeit über die

verfügbare kinetische Energie in der Atmosphäre Aufschlüsse geben können. Die Methode, die Margules benutzt, erfordert umfangreiche Zahlenrechnungen und eignet sich nicht für weitere Verallgemeinerung. Margules hat aber auch eine andere Methode angedeutet, die sich des Weges bedient, die Arbeit der Auftriebskräfte zu berechnen. Er charakterisiert aber diese Methode als ungenau, weil nicht nur die aufsteigenden, sondern auch die umgebenden Luftmassen in Bewegung kommen. Diese Einwendung von Margules ist aber unberechtigt. In § 3 ist gezeigt, dass man durch die hydrostatische Auftriebskraft die durch die Auftriebskräfte freigemachte Energiemengen genau berechnen kann, und ich werde angeben, wie sich diese Methode auch verallgemeinern lässt.

### § 6. Der potentielle Nutzeffekt.

Wir betrachten ein Partikelchen mit Volumen eins und Dichte  $\rho'$  dass sich in der Höhe  $z$  befindet. Das Partikelchen bewegt sich um eine Strecke  $dz$  aufwärts und seine potentielle Energie der Lage ist dadurch um  $g\rho' dz$  vergrößert. Gleichzeitig bewegt sich ein Partikelchen mit Dichte  $\rho$  und Volumen eins von der Höhe  $z + dz$  bis zur Höhe  $z$ , und seine Energie der Lage ist dadurch um  $g\rho dz$  vermindert. Die gesamte Energie der Lage ist dann um  $g(\rho - \rho') dz$  vermindert. Pro Masseneinheit des aufwärtsbewegten Partikelchens berechnet wird die gesamte Energie der Lage um  $g \frac{\rho - \rho'}{\rho'} dz$  vermindert, und diese Energiemenge wird folglich pro Masseneinheit des aufwärtsbewegten Partikelchens freigemacht, wenn dieses sich die Strecke  $dz$  bewegt. Bei diesen Betrachtungen ist es gleichgültig, wie die zwei Partikelchen im Verhältnis zueinander liegen. Wir betrachten dann ein Partikelchen mit Dichte  $\rho'$ , das in ein Medium mit Dichte  $\rho$  gebettet ist. Hier können wir die freigemachte Energie auch wie in § 3 gezeigt aus den Auftriebskräften berechnen. Die hydrostatische Auftriebskraft ist pro Masseneinheit  $g \frac{\rho - \rho'}{\rho'}$ , und auf der Strecke  $dz$  wird dann pro Masseneinheit die Energiemenge  $g \frac{\rho - \rho'}{\rho'} dz$  freigemacht; es ergibt sich also dasselbe Resultat wie früher.

Wir betrachten jetzt eine kleine Luftmasse mit Masse  $m$  und Dichte  $\rho'$ . Sie bewegt sich um die Strecke  $dz$  aufwärts, und ihr Schwerepotential ist dann um  $d\Phi = g dz$  vergrößert. Gleichzeitig bewegt sich dasselbe Volumen Luft mit Dichte  $\rho$  dieselbe Strecke  $dz$  abwärts. Durch diese Umlagerung wird eine Energiemenge  $dK = m d\Phi \frac{\rho - \rho'}{\rho'}$  freigemacht. Wenn die Dichteunterschiede nur durch Temperaturunterschiede bedingt sind, ergibt sich für ideale Gase mittels der Gleichung  $p = \rho R T$ , dass die freigemachte Energie durch

$$dK = m d\Phi \frac{T' - T}{T} \dots \dots \dots (27)$$

ausgedrückt wird.

Der Faktor  $\frac{T' - T}{T}$  erinnert so sehr an den thermodynamischen Nutzeffekt  $N = \frac{T_1 - T}{T_1}$  beim Kreisprozess Carnot's, dass ich die Analogie zwischen freigemachter Energie bei thermischen Prozessen und bei Änderungen des Schwerepotentials näher untersuchen möchte.

Wir betrachten erst einen Kreisprozess Carnot's, der aus zwei Isothermen und zwei Adiabaten zusammengesetzt ist. Bei der Temperatur  $T_1$  empfängt die Luftmasse

eine Wärmemenge  $dq_1$ , und bei der Temperatur  $T$  wird eine Wärmemenge  $dq$  wieder abgegeben. Die freigemachte Energie ist dann

$$dE = dq_1 \frac{T_1 - T}{T_1} \dots \dots \dots (28)$$

oder

$$dE = dq \frac{T_1 - T}{T} \dots \dots \dots (29)$$

(Hier ist zu beachten, dass  $T_1$  immer grösser als  $T$  ist).

Die Gleichung 27 erinnert bei Aufwärtsbewegungen an Gleichung 29 und bei Abwärtsbewegungen an Gleichung 28. Wenn wir Wärmemenge mit abnehmender potentieller Energie der Lage im leeren Raum vergleichen, ist die Analogie der Gleichung 27 mit den Gleichungen 28 und 29 vollständig. Um dies zu zeigen betrachten wir erst Abwärtsbewegungen:

Eine kleine Luftmasse mit Masse  $m$  hat die Temperatur  $T'$  und die umgebende Luft die Temperatur  $T$ . Die kleine Luftmasse sinkt wegen ihrer grösseren Dichte, und ihr Schwerepotential wird um  $d\Phi$  verkleinert. Im leeren Raum wäre also der Luftmasse eine kinetische Energie  $md\Phi$  zugeführt. In der Atmosphäre wird aber nur eine Energiemenge  $dK = md\Phi \frac{T - T'}{T}$  freigemacht. Hier ist  $T$  grösser als  $T'$ , wir haben also bei Abwärtsbewegungen Analogie mit Gleichung 28. Abnehmende potentielle Energie der Lage im leeren Raum entspricht demnach einer Wärmezufuhr.

Wir betrachten dann Aufwärtsbewegungen: Die Luftmasse steigt, weil ihre Temperatur  $T'$  höher als die Temperatur  $T$  der Umgebung ist, und ihr Schwerepotential wird um  $d\Phi$  vergrössert. Im leeren Raum müsste die Luftmasse, um selbständig ihr Schwerepotential um  $d\Phi$  vergrössern zu können, im Anfangszustand eine kinetische Energie  $md\Phi$  haben, die verbraucht würde. In der Atmosphäre wird eine Energiemenge  $dK = md\Phi \frac{T' - T}{T}$  freigemacht, bei der jetzt  $T'$  grösser als  $T$  ist. Bei Aufwärtsbewegungen haben wir demnach Analogie mit Gleichung 29 d. h. zunehmende potentielle Energie der Lage im leeren Raum entspricht einer Wärmeabgabe.

Wenn also die Dichteunterschiede nur durch Temperaturunterschiede bedingt sind, wird der Faktor  $\frac{\rho - \rho'}{\rho'}$  bei Abwärtsbewegungen mit dem thermischen Nutzeffekt identisch.

Die Grösse  $\frac{\rho - \rho'}{\rho'}$  nenne ich sowohl bei Abwärtsbewegungen wie bei Aufwärtsbewegungen den *potentiellen Nutzeffekt*. Während der thermodynamische Nutzeffekt  $N = \frac{T_1 - T}{T_1}$ , der Definition gemäss, nach Gleichung 28 mit Wärmezufuhr verknüpft ist, ist der potentielle Nutzeffekt sowohl bei Abwärtsbewegungen wie bei Aufwärtsbewegungen anwendbar.

Wenn man, um die verfügbare kinetische Energie zu finden, eine ganze Luftmasse oder Wassermasse energetisch untersuchen will, untersucht man nur Aufwärtsbewegungen (oder nur Abwärtsbewegungen) und stellt fest, wie grosse Änderung der Energie der Lage diese im leeren Raum bewirken würden. Diese Energieänderung ist  $M(\Phi_2 - \Phi_1)$ , wo  $M$  die betrachtete Masse bedeutet. Die Grösse  $M(\Phi_2 - \Phi_1)$  multipliziert man mit dem mittleren potentiellen Nutzeffekt  $N_p$  und erhält dadurch die verfügbare kinetische Energie  $K$ .

$$K = N_p M(\Phi_2 - \Phi_1) \dots \dots \dots (30)$$

Dieses Resultat ist ganz allgemein gültig, und man kann daher diese Methode sowohl bei vertikal wie bei horizontal benachbarten Luftmassen und Wassermassen benutzen. Sie ist bei einfacheren Energiebetrachtungen sehr bequem und übersichtlich.

Wir betrachten dann die verwickelteren Verhältnisse in der Atmosphäre. Wenn eine kleine Luftmasse sich von der Höhe  $z_1$  bis zu der Höhe  $z_2$  bewegt, ist der mittlere potentielle Nutzeffekt auf dieser Strecke:

$$N_p = \frac{1}{z_2 - z_1} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\varrho - \varrho'}{\varrho'} dz = \frac{1}{z_2 - z_1} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\alpha' - \alpha}{\alpha} dz = \frac{1}{g(z_2 - z_1)} \int_{p_1}^{p_2} (\alpha - \alpha') dp \quad \dots \quad (31)$$

$\alpha'$  bedeutet hier die Zustandsänderungen der kleinen aufsteigenden Luftmasse. Wenn diese Luftmasse so klein ist, dass sie durch ihre Bewegung die umgebenden Luftmassen nicht merkbar beeinflusst, bedeutet  $\alpha$  in Gleichung 31 die geometrische Zustandskurve der betrachteten Atmosphäre. Bei vertikal benachbarten Luftmassen ist, wie in § 3 gezeigt,  $\int_{p_1}^{p_2} (\alpha - \alpha') dp$  gleich der Fläche  $F$  zwischen den Kurven  $\alpha$  und  $\alpha'$  und den Drucklinien  $p_1$  und  $p_2$ . Dieser Wert in Gleichung 30 eingesetzt ergibt:

$$K = \frac{F}{g(z_2 - z_1)} \cdot M(\Phi_2 - \Phi_1) = MF \quad \dots \quad (32)$$

Der potentielle Nutzeffekt führt folglich in diesem Falle zur Verwendung von energetischen Diagrammpapieren. Wir wollen daher bei horizontal benachbarten Luftmassen auch versuchen die freigemachte Energie auf einem energetischen Diagrammpapier zu berechnen, und verwenden hier ein Temperatur-logDruck-Diagramm (Emagramm, Refsdal 1930), dass eine flächentreue Transformation aus dem Druck-Volumen-Diagramm ist. Wir betrachten eine grössere, kalte Luftmasse, die allmählich eine wärmere Luftmasse verdrängt, wodurch diese gehoben wird. Die geometrische Zustandskurve der kalten Luftmasse ist auf Fig. 2 durch die Kurve  $\alpha$  angegeben, die Zustandskurve der wärmeren Luftmasse durch  $\alpha_w$ . Wir betrachten dann eine kleine Luftmasse in der Warmluft, die wegen der anrückenden Kaltluft sich aufwärts bewegt. Ihre Zustandskurve ist mit  $\alpha'$  bezeichnet. Sie bewegt sich erst von  $A'$  mit Druck  $p'_1$  trockenadiabatisch bis  $k$  und von dort an der

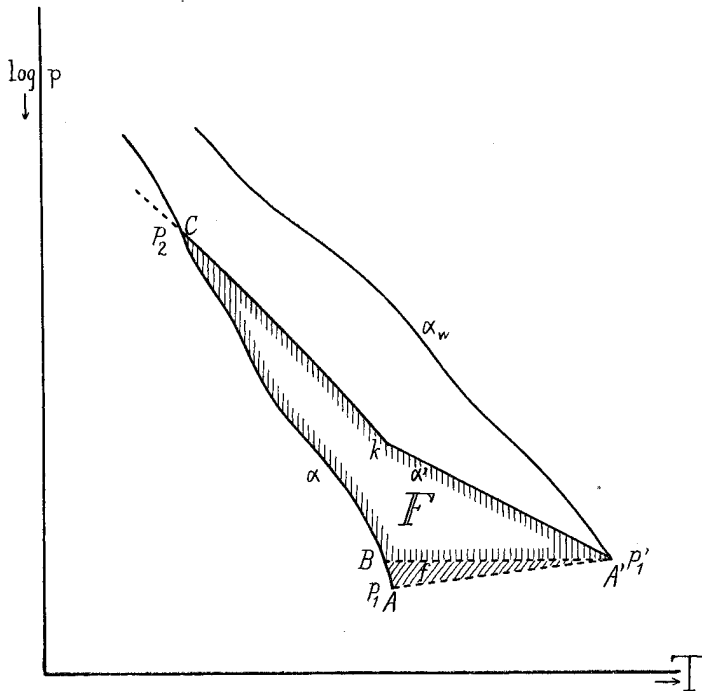


Fig. 2.

Kondensationsadiabate entlang. In einer Höhe  $C$  mit Druck  $p_2$  erreicht sie dieselbe Temperatur wie die heranrückende Kaltluft. Wir denken uns jetzt, dass die kleine Luftmasse sich derart abwärts bewegt, dass sie immer die Temperatur der Kaltluft hat. In  $A$  mit Druck  $p_1$  erreicht sie in der Kaltluft das ursprüngliche Niveau, und bewegt sich dann nach  $A'$  zurück. Durch diesen Kreisprozess ist pro Masseneinheit der kleinen Luftmasse eine der umschlossenen Fläche  $F + f$  gleiche Arbeit geleistet. Wir wollen diese Fläche genauer untersuchen und betrachten einen Kreisprozess  $A' - B - A - A'$ , durch den die kleine Fläche  $f$  umschlossen und somit eine entsprechende Arbeit geleistet wird

Auf der Strecke von  $A'$  bis  $B$  bewegt sich die kleine Luftmasse längs einer Isobarenfläche und leistet daher keine Arbeit. Von  $B$  bis  $A$  bewegt sich die Luftmasse so, dass sie immer die Dichte der umgebenden Kaltluft hat, und es wird folglich auch hier keine Arbeit geleistet. Die kleine Luftmasse bewegt sich dann von  $A$  bis  $A'$  und auf dieser Strecke wirken auf sie die Gradientkräfte wegen des Druckunterschiedes  $p_1 - p_2$ . ( $A$  und  $A'$  liegen im demselben Niveau). Während dieses Kreisprozesses ist pro Masseneinheit eine der umschlossenen Fläche  $f$  gleiche Arbeit geleistet, und da nur die Gradientkräfte auf der Strecke  $A - A'$  tätig geworden sind, ist die Fläche  $f$  gleichbedeutend mit der Arbeit der Gradientkräfte auf der Strecke  $A - A'$  pro Masseneinheit der kleinen Luftmasse. Wir betrachten dann wieder den Kreisprozess  $A' - k - C - A - A'$ . Auf der Strecke  $C - A$  hat die kleine Luftmasse immer die Dichte der umgebenden Kaltluft; es wird daher keine Arbeit geleistet. Auf der Strecke  $A - A'$  wird von den horizontalen Gradientkräften pro Masseneinheit eine Arbeit  $f$  geleistet. Die Arbeit  $F$  pro Masseneinheit wird folglich auf der Strecke  $A' - C$  geleistet. Diese Arbeit stellt folglich die Arbeit der Auftriebskräfte, die geleistet wird, dar, weil sich die kleine warme Luftmasse wegen der heranrückenden Kaltluft aufwärts bewegt.

Wir sind in dieser Weise immer imstande, die Energiemenge zu berechnen, die frei wird, wenn eine kleine Luftmasse sich aufwärts bewegt. Setzt sich eine grössere Luftmasse in Bewegung, kann man diese Luftmasse in eine Reihe horizontaler Schichten einteilen. Für jede Schicht kann man die durch die Aufwärtsbewegung freigemachte Energie finden, und durch Addition findet man dann die freigemachte Energie der ganzen Luftmasse.

Wenn die aufsteigende Luftmasse so gross ist, dass man ihre Einwirkung auf die umgebenden Luftmassen nicht unberücksichtigt lassen darf, kann man versuchen, die Änderung in der geometrischen Zustandskurve  $\alpha$  zu berechnen oder zu schätzen. Dadurch wird es möglich, auch in diesem Falle die freigemachte Energie recht genau zu finden.

### § 7. Die verschiedenen Energieformen in der Atmosphäre.

Wir betrachten die Gleichung 25

$$d(\mathfrak{R} + \mathfrak{R}) = -d(\mathfrak{P} + \mathfrak{S}) = -(R + c_v) \int dT dm = -c_p \int dT dm$$

Die verfügbare kinetische Energie in der Atmosphäre ist nach dieser Gleichung teils in der potentiellen Energie der Lage und teils in der inneren Energie zu suchen. Da  $d\mathfrak{P}$  gleich  $R \int dT dm$  und  $d\mathfrak{S}$  gleich  $c_v \int dT dm$  ist, ergibt sich, dass die kinetische Energie die aus der inneren Energie entsteht grösser als die kinetische Energie ist, die aus der potentiellen Energie der Lage entsteht. Das Verhältnis wird  $\frac{c_p}{R}$ , welches für trockene

Luft den Wert  $\frac{0.1681}{0.0689} = 2.44$  hat. Für feuchte Luft wird die Gaskonstante etwas grösser, und wir können in der Atmosphäre den Wert 2.4 als durchschnittlich recht genau betrachten. Das heisst mit anderen Worten: Wird eine gewisse Energiemenge aus der potentiellen Energie der Lage frei, dann wird immer gleichzeitig eine 2.4 mal so grosse Energiemenge aus der inneren Energie frei. Wenn Kondensation stattfindet, müssen wir auch die Kondensationswärme in Betracht ziehen. Margules schreibt dann die verfügbare kinetische Energie in der Form  $d(\mathfrak{R} + \mathfrak{R}) = d\mathfrak{D} - d(\mathfrak{P} + \mathfrak{S})$ , in der  $\mathfrak{D}$  die Kondensationswärme bedeutet.

Wenn man die verfügbare kinetische Energie mittels energetischer Diagrammpapiere berechnet, vergleicht man eine geometrische Zustandskurve der Atmosphäre mit der

Zustandskurve einer aufsteigenden Luftmasse. Diese letzte Zustandskurve besteht für nicht gesättigte Luft aus Trockenadiabaten und für gesättigte Luft aus Kondensationsadiabaten. Dadurch ist sowohl die innere Energie, als auch die Kondensationswärme berücksichtigt. Da die Energie der Druckverteilung in der Atmosphäre als Energiemenge betrachtet ganz unbedeutend ist, erhält man in dieser Weise also die gesamte verfügbare kinetische Energie der Atmosphäre.

Wir sind jetzt imstande, die verschiedenen Energieformen in der Atmosphäre genau zu definieren. Die primäre Ursache dieser Energiemengen ist selbstverständlich in der Strahlung zu suchen.

1. **Energie der Lage.** Diese Energieform ist durch die Gravitation bedingt und tritt in zwei wesentlich verschiedenen Formen auf.

*a. Energie der Lage vertikal benachbarter Luftmassen.* Wenn in einer Luftmasse nur vertikale Umlagerungen stattfinden, zeigt sich dies nicht im Druckfeld unter der Luftmasse an. Man kann daher die Energie der Lage vertikal benachbarter Luftmassen als den Teil der Energie der Lage, der sich im untenliegenden Druckfeld nicht bemerkbar macht, definieren.

*b. Energie der Lage horizontal benachbarter Luftmassen.* Diese Energieform wird als der Teil der Energie der Lage definiert, der sich im darunterliegenden Druckfeld anzeigt. Aus dieser Definition folgt, dass dem Druckfeld, das durch die potentielle Energie der Lage horizontal benachbarter Luftmassen bedingt ist, keine Energie zugeschrieben werden kann, weil die zur Verfügung stehende Energie als Energie der Lage bezeichnet worden ist. Dieses Druckfeld zeigt nur, dass infolge der Gravitation Druckkräfte vorhanden sind. Wenn diese Druckkräfte Arbeit leisten, geschieht dies immer auf Kosten der Energie der Lage horizontal benachbarter Luftmassen.

2. **Innere Energie** ist solche, die nur von dem inneren Zustand des betrachteten Systems abhängig ist.
3. **Die Kondensationswärme** wird bei Abkühlung gesättigter Luftmassen frei.
4. **Energie der Druckverteilung.** In der Atmosphäre existieren auch Druckkräfte die von der Gravitation unabhängig sind. Ich definiere die Energie der Druckverteilung als die Arbeit, die diese von der Gravitation unabhängigen Druckkräfte leisten können. Gemäss dieser Definition zeigt sich die Energie der Druckverteilung nur dort, wo die Atmosphäre nicht im statischen Gleichgewicht ist. Die Energie der Druckverteilung geht in der Atmosphäre sehr leicht und rasch in andere Energieformen über, wobei das statische Gleichgewicht wieder hergestellt wird. Die Energie der Druckverteilung ist in der Atmosphäre als Energiemenge betrachtet nur unbedeutend.
5. **Die labile Energie.** Diese Energieform definiere ich als die Summe aus der Energie der Lage, der entsprechenden 2.4 mal so grossen inneren Energie und der Energie, die im jeweiligen Falle aus der Kondensationswärme freigemacht werden kann. Sie tritt wie die Energie der Lage in zwei wesentlich verschiedenen Formen auf.

*a. Die labile Energie vertikal benachbarter Luftmassen.* Diese Energieform ist die Summe der Energie der Lage vertikal benachbarter Luftmassen, der entsprechenden 2.4 mal so grossen inneren Energie und der Energie, die im jeweiligen Falle aus der Kondensationswärme freigemacht werden kann. Diese Energieform habe ich (1930) *Labilitätsenergie* genannt.

*b. Die labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen.* Diese Energieform ist die Summe aus der Energie der Lage horizontal benachbarter Luftmassen, der entsprechenden 2.4 mal so grossen inneren Energie und der Energie, die im jeweiligen Falle aus der Kondensationswärme freigemacht werden kann.

Die obenstehende Definition der Energie der Druckverteilung ist, soweit ich sehe, die einzig mögliche Definition wenn man eine rationelle Einteilung der Energiemengen in der Atmosphäre anerstrebt. Diese Definition ist wesentlich verschieden von sämtlichen bisherigen Definitionen über die Energie der Druckverteilung, da diese Definitionen immer das gravitationsbedingte Druckfeld betrachten. In der Arbeit «Über den Arbeitswert einer Luftdruckverteilung» berechnet Margules (1901) den Energieinhalt des horizontalen Druckfeldes in der Atmosphäre, und kommt zu dem Ergebnis, dass die kinetische Energie in den Zyklonen weitaus grösser als die Energie des Druckfeldes ist. Da Margules das gravitationsbedingte Druckfeld betrachtet, welches zeigt, dass labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen vorhanden ist, ist dieses Resultat recht erstaunend. Es zeigt sich dann auch, dass in den Rechnungen von Margules ein Fehler steckt, den ich kurz nachweisen werde. Margules berechnet den Arbeitsvorrat eines sehr grossen Gasvolumens, worin nur ein kleiner Teil  $k$  durch Massenentziehung gestört wird. Den übrigen, weitaus grösseren Teil, dessen Dichte durch Massenzufuhr aus  $k$  nicht merklich vergrössert wird, wird mit  $k'$  bezeichnet. Margules berechnet jetzt den Arbeitsvorrat des Volumens  $k$  und des Volumens  $k'$ , und erhält durch Addition dieser Werte den Arbeitsvorrat des ganzen Gasvolumens. Der Arbeitsvorrat des Volumens  $k'$  ist als Zahlenwert ungefähr ebenso gross wie der Arbeitsvorrat des Volumens  $k$ , ihm ist aber von Margules das entgegengesetzte Vorzeichen gegeben, wodurch die Summe der Arbeitsvorräte sehr klein wird. Es ist aber nicht möglich, dass diese Arbeitsvorräte entgegengesetzte Vorzeichen erhalten können. Die Massenentziehung in  $k$  bewirkt hier einen tieferen Druck, und dies schafft einen Arbeitsvorrat, der in kinetische Energie übergehen kann. Die Massenzufuhr in  $k'$  bewirkt hier einen höheren Druck, und auch dies schafft einen Arbeitsvorrat, der in kinetische Energie übergehen kann. Man sieht unmittelbar ein, dass je grösser der Druckunterschied zwischen  $k$  und  $k'$  wird, um so grösser wird auch der Arbeitsvorrat des ganzen Gasvolumens. Man muss daher in dem von Margules angeführten Falle die Arbeitsvorräte in  $k$  und  $k'$  ohne Rücksicht auf das Vorzeichen addieren, und so zeigt sich, dass die Energie des gravitationsbedingten horizontalen Druckfeldes in einer Zyklone grösser als die kinetische Energie ist. Dies ist auch ganz kürzlich von Yosiki Horiguti nachgewiesen (1932). Er benutzt ein etwas anderes Verfahren, das nur die Druckänderungen in  $k$  berücksichtigt.

### § 8. Die Bedeutung der Corioliskräfte.

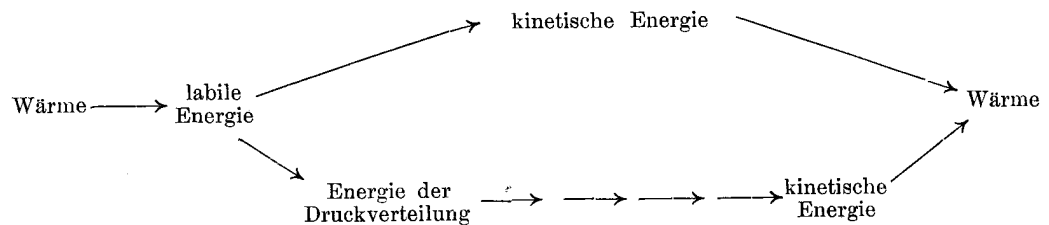
In der hydrodynamischen Energiegleichung (Gleichung 2) fällt das Glied für die ablenkende Kraft der Erdrotation weg, weil diese Kraft immer senkrecht auf der Bewegung steht. Die Corioliskräfte können folglich keine Arbeit leisten, und daher sind sämtliche Theorien, die die kinetische Energie der Luftmassen aus der Rotationsenergie der Erde erklären, nicht haltbar. Die Corioliskräfte können nur auf den Verlauf des Energieumsatzes, nicht auf deren Grösse Einfluss haben.

Um die Bedeutung der Corioliskräfte klarzulegen, untersuchen wir den Energieverlauf in der Atmosphäre genauer. Die kinetische Energie in der Atmosphäre entsteht selbstverständlich aus Wärme. Die Wärme selbst kann aber keine Luftbewegungen in der



Atmosphäre hervorrufen, wenn man von den ausserordentlich geringfügigen Bewegungen absieht, die Temperaturänderungen durch Zusammenziehung oder Ausdehnung bewirken. Die kinetische Energie der Atmosphäre wird demnach von einer Maschinerie hervorgerufen, die Wärme in kinetische Energie verwandelt. Ehe die Wärme sich als kinetische Energie zeigt, kann sie mehrere andere Energieformen durchlaufen, und diesen Vorgang können wir durch Kreisprozessbetrachtungen bequem studieren.

Die Wärmemenge  $\Delta q$ , die bei einem Kreisprozess in Arbeit übergeht, ist, wie Gleichung 9 zeigt, gleich der umschlossenen Fläche  $F$  auf einem Druck-Volumen-Diagramm. Wenn der Druck die ganze Zeit konstant ist, wird die Fläche  $F$ , und dadurch  $\Delta q$ , gleich Null; es wird dann also keine Arbeit geleistet. In der Atmosphäre fallen die Isobarflächen mit den Niveauflächen durchschnittlich ungefähr zusammen. Wir ersehen also, dass in der Atmosphäre hauptsächlich bei Aufwärts- oder Abwärtsbewegungen Bewegungsenergie erzeugt werden kann. Dies besagt aber, dass die Atmosphäre labile Energie enthalten muss, um arbeitsleistende Bewegungen starten zu können. Durch Strahlung muss folglich erst labile Energie erzeugt werden, und dann kann, wie Gleichung 16 oder 15 zeigt, direkt kinetische Energie entstehen, die der aufsteigenden Luft zugute kommt. Gleichzeitig entstehen aber auch im Medium lokale Druckänderungen, und die Gleichung 16 oder 15 zeigt, wie dadurch Energie in die Energie der Druckverteilung übergeht. Die Energie der Druckverteilung geht sehr rasch in andere Energieformen über, und das Endergebnis ist auch hier kinetische Energie, die durch Reibung in Wärme übergeht. Wir können demnach den Energieumsatz in der Atmosphäre durch folgendes Schema anschaulich machen:



Wie in § 4 gezeigt, geht bei quasistatischen Kreisprozessen die gesamte freigemachte Energie in die Energie der Druckverteilung über; der Energieverlauf folgt hier mit anderen Worten nur der unteren Linie im Schema. Ich werde zeigen, dass die Bedeutung der Corioliskräfte bei den Kreisprozessen in der Atmosphäre darin beruht, dass sie versuchen die Kreisprozesse so umzuformen, dass sie annähernd quasistatisch werden. Ich werde mit anderen Worten zeigen, dass die labile Energie in der Atmosphäre durch die Corioliskräfte gezwungen wird, in die Energie der Druckverteilung überzugehen.

Um eine möglichst einfache Darstellung des Energieumsatzes in der Atmosphäre zu erhalten, denken wir uns, dass wir in der Atmosphäre eine grosse, horizontale Scheibe haben, die leichter als die umgebenden Luftmassen ist, und deren horizontaler Durchmesser mindestens einige hundert km ist. Die Auftriebskräfte setzen die Scheibe aufwärts in Bewegung, und in den unteren Schichten müssen Luftmassen aus der Umgebung zuströmen, um den ursprünglichen Platz der Scheibe einzunehmen. Auf einer nicht rotierenden Erde würden die einströmenden Luftmassen ohne grössere Schwierigkeit diesen Platz einnehmen können, und die Scheibe verhältnismässig leicht emporfliessen lassen. In diesem Falle geht folglich ein grösserer Teil der Arbeit der Auftriebskräfte in die kinetische Energie der Scheibe über; der Prozess ist nicht quasistatisch. Wenn die Erde rotiert, bewirken aber die Corioliskräfte, dass die zuströmenden Luftmassen abgelenkt werden, wodurch das Emporfliessen der Scheibe erschwert wird. Die Arbeit der Auftriebskräfte wird dadurch gezwungen hauptsächlich in die Energie der Druckverteilung überzugehen; der Prozess

wird sich fast wie ein quasistatischer formen. Die Energie der Druckverteilung zeigt sich durch lokalen Druckfall. Dadurch wird aber das statische Gleichgewicht gestört, und die Atmosphäre versucht möglichst schnell wieder ins Gleichgewicht zu kommen. Dies wird bei der Zyklontätigkeit in der Weise erreicht, dass Luft aus den höheren Schichten heruntergesogen wird und dadurch adiabatisch erwärmt wird. (Dieser Prozess ist im letzten Kapitel ausführlicher behandelt worden). Die obenliegenden Luftmassen werden dadurch leichter, und es herrscht wieder annäherndes Gleichgewicht zwischen Druck und dem Gewicht der obenliegenden Luftmassen. Da die heruntergesogene Luft leichter als die umgebende Luft in demselben Niveau wird, entsteht dadurch labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen, die sich im untenliegenden Druckfeld zeigt. Durch dieses horizontale Druckfeld entstehen horizontale Luftströme, und in dieser Weise bewirken die Corioliskräfte, dass die Arbeit der Auftriebskräfte hauptsächlich in die kinetische Energie *horizontalströmender* Luftmassen übergeht. Um einen kurzen Ausdruck für diesen Prozess zu haben, kann man sagen, dass die labile Energie durch die Corioliskräfte gezwungen wird, Luftdruckfall zu bewirken. Wenn die Scheibe, die wir betrachtet haben, nicht aus einem festen Stoff, sondern aus nachgiebigen, z. B. aus Gasen bestände, würden die äusseren Gebiete der Scheibe schneller emporfliessen als die zentralen.

Die Corioliskräfte bewirken demnach, dass die labile Energie leichter in die Bewegungsenergie horizontalströmender Luftmassen übergeht. Sie bewirken, dass der Energieverlauf in der Atmosphäre leichter der unteren Linie im Schema auf Seite 20 folgt und erlangen so bei den Strömungsvorgängen in der Atmosphäre entscheidende Bedeutung. In dem Schema stellt die obere Linie die Schauertätigkeit in der Atmosphäre, die untere Linie die Zyklontätigkeit dar, und es ist in dieser Weise gelungen, die zwei Hauptformen der atmosphärischen Ströme aus den Grundgleichungen abzuleiten.

In den Schauern geht, wie in § 4 gezeigt, ungefähr  $\frac{2}{3}$  der labilen Energie direkt auf das Glied  $\oint d(\frac{1}{2}v^2)$  über, geht also direkt in die kinetische Energie *vertikalströmender* Luftmassen über. Bei den Schauern stellen wir demnach fest, dass  $\frac{1}{3}$  der labilen Energie sich als Energie der Druckverteilung zeigt. Diese Energie bewirkt bei den Schauern sowohl Vertikalbewegungen, als auch Horizontalbewegungen in den umgebenden Luftmassen. Nimmt man an, dass die Energie der Druckverteilung sich bei den Schauern auf Vertikalbewegungen und Horizontalbewegungen gleichmässig verteilt, dann geht bei der Schauertätigkeit ungefähr  $\frac{1}{6}$  der labilen Energie in die kinetische Energie horizontalströmender Luftmassen über. Dieses Ergebnis ist durch eine Reihe vereinfachender Voraussetzungen erreicht. Ich halte es aber für wahrscheinlich, dass sich eine hinreichende Genauigkeit ergibt. (Siehe auch § 17).

Je grösser die Corioliskräfte werden, desto grösser wird der Teil der labilen Energie, der durch Energie der Druckverteilung in die labile Energie horizontalbenachbarter Luftmassen übergeht und sich im horizontalen Druckfeld zeigt. Der grösste Druckfall wird daher bei den Zyklonen — unter sonst gleichmässigen Verhältnissen — stetig auf der Polarseite der Zyklonen liegen, und dadurch erklärt sich in einfacher Weise die Polartendenz der Zyklonen. Die mit der Breite zunehmenden Dimensionen der Zyklonen erklären sich auch durch die Corioliskräfte, die die einströmenden Luftmassen mit zunehmender Breite immer früher ablenken, wodurch die Vertikalbewegungen erschwert werden, und der Luftdruckfall immer weiter vom Zentrum entfernt beginnt.

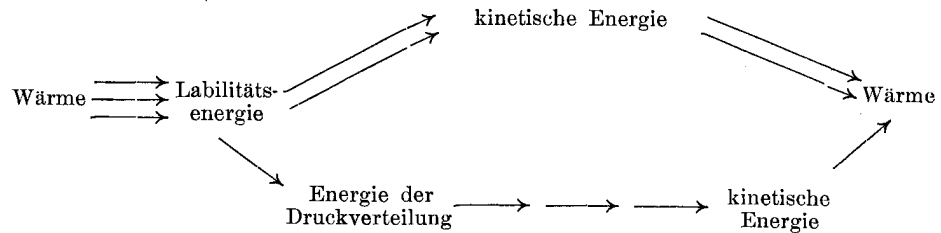
\*

\*

\*

Die Betrachtungen über die Energieumwandlungen in der Atmosphäre, die wir in diesem Kapitel durchgeführt haben, bestätigen die Annahme von Margules, dass die verfügbare kinetische Energie in der labilen Energie zu suchen ist. Margules meint auch (1903), dass die primäre Energiequelle die labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen ist. Dies stimmt aber nicht gut mit unseren Resultaten überein, und wir werden diesen Punkt genauer betrachten.

Bei der Schauertätigkeit kann man es nach den Arbeiten von Raethjen (1930 und 1931) als entschieden betrachten, dass die Energiequelle hier die labile Energie vertikal benachbarter Luftmassen, also Labilitätsenergie, ist. Bei der Schauertätigkeit treten also folgende Energieumwandlungen in der Atmosphäre auf:



Die zwei Pfeile in der oberen Linie bedeuten, dass  $\frac{2}{3}$  der Energie den oberen Weg gehen.

Bei der Zyklontätigkeit deuten die Entwicklungsvorgänge, wie man sie auf die synoptischen Karten sieht, mit Bestimmtheit darauf hin, dass die primäre Form der verfügbaren kinetischen Energie die Labilitätsenergie ist. Man sieht auf den Karten, wie bei einer sich entwickelnden Zyklone das horizontale Druckfeld immer kräftiger und dadurch die labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen immer grösser wird. Gleichzeitig vergrössert sich auch die kinetische Energie. Es ist sehr schwierig diesen Prozess zu erklären, wenn man nicht annehmen kann, dass die Energie ursprünglich in der Form von Labilitätsenergie vorhanden war, die sich im horizontalen Druckfeld nicht zeigen konnte.

In den folgenden Kapiteln werden wir die atmosphärische Maschinerie genauer betrachten, um entscheiden zu können, welche Form der labilen Energie als die primäre betrachtet werden kann. Da die labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen sich im darunterliegenden horizontalen Druckfeld zeigt, nicht aber die Labilitätsenergie, können wir aus dem Druckfeld an der Erdoberfläche sowohl in Einzelfällen, wie im Durchschnitt wichtige Schlüsse auf die atmosphärische Maschinerie ziehen.

Die labile Energie tritt, wie das Schema Seite 20 zeigt, als das erste Zwischenglied zwischen Wärme und kinetischer Energie auf. Es ist daher in der Meteorologie von grösster Bedeutung, die Grösse, Verteilung und Form dieses Zwischengliedes genau bestimmen zu können. Wenn man dies kennt, kennt man auch die primäre Ursache der Strömungsvorgänge in der Atmosphäre. Wie sich aber die Strömungsvorgänge abspielen, ist auch von der Maschinerie der Atmosphäre abhängig.

## Kapitel II. DIE KREISPROZESSE IN DER ATMOSPHERE.

### § 9. Einleitung.

Die Kreisprozessbetrachtungen im vorigen Kapitel setzen voraus, dass wir die Luftpartikeln während eines ganzen Kreisprozesses verfolgen können. Es ist aber noch nicht gelungen, in der Atmosphäre geschlossene Zirkulationen nachzuweisen, und wir wissen daher nicht, wie sich die Kreisprozesse abspielen. Da aber die Atmosphäre sich in einem durchschnittlich stationären, aber zu gleicher Zeit lebhaft bewegten Zustand befindet, existieren in der Atmosphäre notwendigerweise arbeitende Kreisprozesse. Obgleich wir diese Kreisprozesse vorläufig nicht kennen, können wir doch die Hauptzüge der atmosphärischen Energieumwandlungen bequem durch Kreisprozessbetrachtungen studieren. Wenn wir z. B. aufsteigende Luft untersuchen, ist es für viele energetische Betrachtungen gleichgültig, ob wir wissen, wie diese Luft wieder nach dem Ausgangspunkt zurückkommt. Es genügt, dass die Luft in irgendeiner Weise zurückkommen muss, und wir werden in diesem Kapitel zeigen, wie wir daraus durch Kreisprozessbetrachtungen wichtige energetische Resultate erreichen können.

Rein energetische Betrachtungen können jedoch nicht zeigen, welcher Art die arbeitende Maschinerie in der Atmosphäre ist. Wir werden daher in diesem Kapitel Kreisprozesse in Verbindung mit idealisierten thermodynamischen Maschinen betrachten, um dadurch einige allgemeine Schlüsse auf die atmosphärische Maschinerie ziehen zu können.

### § 10. Die Idealmaschine.

Um einen Einblick in die Arbeitsweise der äusserst komplizierten Maschinerie der Atmosphäre zu gewinnen, empfiehlt es sich, in Gedanken eine möglichst einfache Idealmaschine, deren Arbeit auf Wärme und Schwerkraft beruht, zu betrachten. In dieser Weise kann man versuchen, die allgemeinen Gesetze aufzudecken, nach denen jede Maschine dieser Art arbeitet. Mittels derartiger Betrachtungen kommt (1916) V. B j e r k n e s zu folgendem Prinzip, dass zuerst J. W. S a n d s t r ö m (1915 und 1916) ausgesprochen hat (der Satz von S a n d s t r ö m):

*In den stationären, thermisch unterhaltenen atmosphärischen Strömen muss notwendigerweise die Kältequelle höher als die Wärmequelle liegen.*

In dieser Form ist der Satz physikalisch nicht unbedingt korrekt. W e n g e r hat gezeigt (1916), dass man ein allgemeines, den obigen Satz als Spezialfall enthaltendes Gesetz erhält, wenn man in die Überlegungen statt der «Höhe» den «Druck» einführt. Der Satz von W e n g e r lautet:

*Damit bei einem Kreisprozess Arbeit gewonnen werde, ist es notwendig, dass die Wärmezufuhr durchschnittlich unter einem höheren Druck erfolge als die Wärmeentziehung.*

In dieser Form ist der Satz auch unmittelbar einleuchtend, wenn man Kreisprozesse auf einem energetischen Diagrammpapier betrachtet. Bei einem Kreisprozess ist es nämlich, um eine positive Fläche als Ausdruck geleisteter Arbeit auf dem Diagrammpapier zu erhalten, unbedingt notwendig, dass die Wärmezufuhr im Mittel unter einem höheren Druck als die Wärmeentziehung stattfindet.

In der Atmosphäre kann man im allgemeinen, wegen der raschen Abnahme des Druckes in vertikaler Richtung und der geringen Druckunterschiede in horizontaler Richtung, «hohen Druck» durch «tiefes Niveau» ersetzen, und umgekehrt, und folglich den Satz von Sandström anwenden. Wenn aber die Zirkulation eine solche horizontale Ausdehnung hat, dass die Niveauänderungen der Isobarenflächen nicht vernachlässigt werden können, muss man die Wärme- und Kältequellen in ihrem Verhältnis zum Druck und nicht zum Niveau betrachten. Bei der allgemeinen Zirkulation der ganzen Atmosphäre muss man folglich den Satz von Wenger anwenden.

Wie V. Bjerknes betrachten wir eine Idealmaschine, wo die arbeitende Luftmasse sich in einer in sich zurücklaufenden Röhrenleitung befindet. Da die Maschine unter Mitwirkung der Schwerkraft arbeiten soll, muss die Röhrenleitung die Niveauflächen durchschneiden, im übrigen ist ihre Form ganz belanglos. Damit die Maschine Arbeit leisten kann, müssen wir nach dem Satz von Wenger die Kältequelle und die Wärmequelle so anbringen, dass die Wärmequelle den höheren Druck erhält.

Um guten Einblick in die Eigenheiten dieser Maschine zu gewinnen, empfiehlt es sich, zu untersuchen, welche Bewegungen in den Luftmassen der Maschine mittels eines kleinen Impulses entstehen können. Ich zitiere hier V. Bjerknes (1916 p. 7):

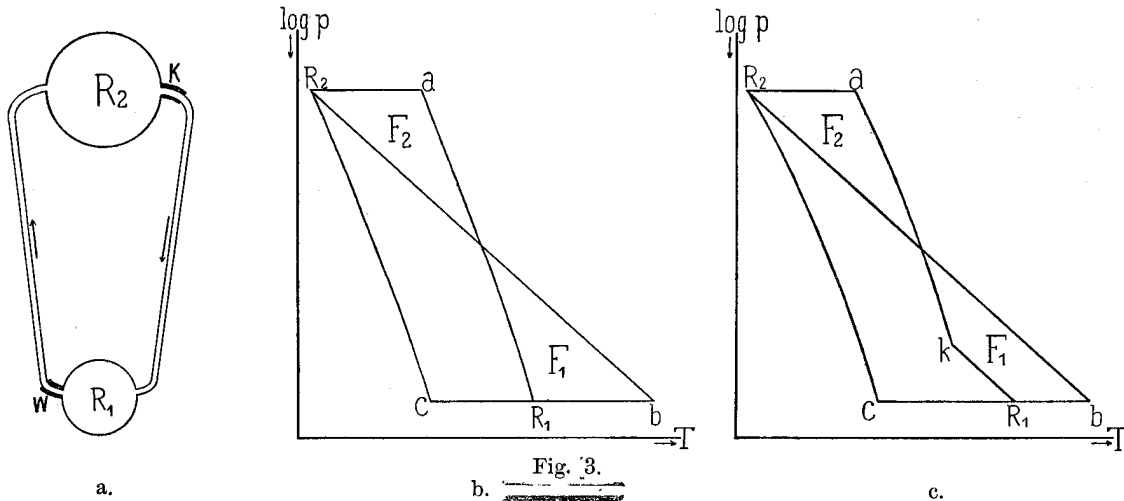
«Herrscht Gleichgewicht, so kann dieses indifferent, stabil oder labil sein. Bei adiabatischer Temperaturverteilung ist das Gleichgewicht indifferent. Bei atmosphärischer Luft tritt dieses ein, wenn man eine Temperaturabnahme von 0,0098 oder sagen wir rund  $0,01^{\circ}$  C pro Meter Höhe hat. Bei kleinerer Temperaturabnahme als der adiabatischen, oder noch mehr bei Temperaturzunahme mit der Höhe, wird das Gleichgewicht stabil, bei grösserer — überadiabatischer — Temperaturabnahme mit der Höhe wird das Gleichgewicht instabil.

Bei dem indifferenten Gleichgewicht genügt der geringste Impuls, um eine Zirkulation der Flüssigkeit in der geschlossenen Röhrenleitung zu erzeugen. Bei dieser Zirkulation erhält sich die adiabatische Temperaturverteilung unverändert. Es entsteht keine Gegenkraft gegen die Bewegung, und die Zirkulation setzt sich mit unveränderlicher Intensität fort, bis ein neuer Impuls eine Veränderung oder ein Anhalten der Bewegung erzeugt.

Bei dem stabilen Gleichgewicht wird ein kleiner Impuls Schwingungen erzeugen, bei denen die schwereren Massen den unteren, die leichteren den oberen Teil der Röhrenleitung durchlaufen. Je stärker der Impuls ist, um so grösser werden die Amplituden der Schwingungen. Zuletzt tritt ein kritischer Fall ein, bei dem der Impuls eben genügt, um das System zu der Lage instabilen Gleichgewichts zu bringen, wo die schwereren Massen in dem oberen, die leichteren in dem unteren Teil der Röhrenleitung ruhen. Überschreitet der Impuls diesen kritischen Wert, so entsteht eine immer gleichgerichtete Zirkulation, die eine rhythmisch zu- und abnehmende Intensität hat. Die Geschwindigkeit ist am grössten, wenn die schweren Massen unten und die leichten oben sind, am kleinsten, wenn umgekehrt die schweren Massen oben und die leichten unten sind.

Ist der Ausgangszustand der des instabilen Gleichgewichts, so wird ein Impuls, gross oder klein, nicht mehr Schwingungen auslösen, sondern die beschriebene rhythmische Zirkulation in Gang bringen».

Wir betrachten jetzt eine Idealmaschine die aus zwei grösseren Reservoiren  $R_1$  und  $R_2$  besteht, die durch zwei Röhrenleitungen verbunden sind. (Fig. 3 a). Wir legen in der Röhrenleitung eine Kältequelle K an dem einen Reservoir, eine Wärmequelle W an dem anderen an. Wenn die Luft in den Reservoiren und den Röhrenleitungen ursprünglich überall dieselbe potentielle Temperatur hat, erhalten wir eine Zirkulation, die auf Grund der Reibung stationär wird.



Wenn die Luft stabil geschichtet ist, werden die Verhältnisse vollständig geändert. Wir untersuchen die Arbeitsweise der Maschine in diesem Falle näher. Ursprünglich herrschte in den beiden Röhrenleitungen in demselben Niveau derselbe Druck. Die Wärmequelle führt der umgebenden Luft eine Wärmemenge  $dQ_1$  zu, und die Kältequelle entfernt eine Wärmemenge  $dQ_2$ . Dadurch ändern sich die Druckverhältnisse; in der Röhrenleitung mit der Kältequelle wird der Druck in demselben Niveau höher als der Druck in der Röhrenleitung mit der Wärmequelle. Dieser Druckunterschied setzt die Luft in Bewegung, es wird versucht eine Zirkulation in Gang zu bringen. Die sinkende Luft wird aber adiabatisch erwärmt und die aufsteigende abgekühlt, und da die Temperaturverteilung unteradiabatisch war, wird der ursprüngliche Druckunterschied dadurch bald kompensiert, wonach die Bewegung aufhört. Man sieht leicht ein, dass erst wenn die Wärmequelle und die Kältequelle der Luft überall dieselbe potentielle Temperatur gegeben haben, sich eine gleichmässige Zirkulation bilden kann. Wenn es nämlich bei stabiler Luft in irgendeiner Weise gelingt, die Luft des unteren Behälters in den oberen zu bringen, wird sich in unserer Idealmaschine eine rhythmische Zirkulation bilden können, die aber in der Atmosphäre auf Grund der Reibung kaum denkbar ist. Die Reibung bewirkt nämlich, dass die Vertikalbewegungen stark gedämpft werden, und daher treten nie grössere Schwingungen um eine Gleichgewichtslage auf. Man sieht z. B. nie, dass ein Cumulo-Nimbus erhebliche Schwingungen macht, was zu erwarten wäre, wenn die Reibung genügend klein wäre. Eine gleichmässige Zirkulation in der Atmosphäre fordert demnach auf Grund der Reibung mindestens eine adiabatische Temperaturverteilung in den Luftmassen. Wenn die Zirkulation nicht gleichmässig ist, sondern bisweilen einen mehr oder weniger ausgeprägt rhythmischen Charakter annimmt, lässt sich dies nicht durch unteradiabatische Temperaturgradienten erklären. Man muss dies als eine rhythmische Auslösung von Labilitätsenergie betrachten (Refsdal 1930 a); die rhythmische Zirkulation ist folglich durch überadiabatische Temperaturgradienten zu erklären. Nach diesen Betrachtungen kann man folgenden Satz aufstellen:

*Um in der Atmosphäre eine arbeitleistende vertikale Zirkulation starten zu können, müssen trockene Luftmassen gewöhnlich mindestens eine trockenadiabatische Temperaturverteilung haben.*

### § 11. Der Kreisprozess des Wasserdampfes.

Wir untersuchen nun, wie der Kreisprozess des Wasserdampfes auf den Energieumsatz in der Idealmaschine einwirkt. Wir denken uns, dass die Reservoirs und die

Röhrenleitungen ursprünglich mit gesättigter Luft gefüllt sind, und dass der Temperaturgradient kondensationsadiabatisch ist. Das untere Reservoir ist mit einem Wasserbehälter versehen, der die durchströmende Luft mit Wasserdampf sättigt. Wenn wir die Wärmequelle und die Kältequelle in Tätigkeit treten lassen und versuchen, eine Zirkulation in Gang zu bringen, sehen wir, dass der aufsteigende Strom wegen der kondensationsadiabatischen Temperaturverteilung die Temperaturverhältnisse und Druckverhältnisse in der Röhrenleitung nicht ändert. Wenn der ausgeschiedene Wasserdampf nicht niederfällt, sondern von der Luft mitgeführt wird, wodurch dann auch die absteigende Luft dauernd gesättigt wird, bewirkt die absteigende Luft auch keine Änderungen der Temperatur- und Druckverhältnisse. Das ganze System ist jetzt an sich indifferent, und wenn wir an geeigneten Stellen geeignete Wärme- und Kältequellen einschalten, erhalten wir wegen der Reibung eine gleichmässige Zirkulation. Wir wollen die Bedeutung des Wasserdampfes in diesem Falle näher untersuchen.

Der physikalische Unterschied, wenn die Maschine mit gesättigter statt mit trockener Luft arbeitet, ist, dass die Einführung des Wasserdampfes die Einführung einer Wärmequelle und einer Kältequelle bedeutet. Wenn Luft steigt, wird Verdampfungswärme freigemacht, und wenn dieselbe Luft sinkt, wird genau dieselbe Wärmemenge verbraucht, weil die mitgebrachten, früher ausgeschiedenen Wassermengen wieder verdampfen. Wir haben demnach in diesem Falle eine Maschine, die wir vereinfacht als eine Maschine mit Wärmequelle und Kältequelle unter demselben Druck betrachten können. Nach dem Satz von W e n g e r können diese Wärme- und Kältequellen keine Arbeit leisten. Da sie unter demselben Druck liegen, hindern sie aber auch nicht die Zirkulation. Die Bedeutung des Wasserdampfes beruht in diesem Falle demnach darin, dass die gleichmässige Zirkulation nun eine kondensationsadiabatische statt einer trockenadiabatischen Temperaturverteilung fordert.

Die Zustandsänderungen in der Atmosphäre sind aber im allgemeinen nicht umkehrbar, weil die Kondensation in den meisten Fällen von Niederschlägen begleitet ist. V o n B e z o l d hat den Grenzfall, dass alles Wasser niederfällt, als pseudoadiabatisch bezeichnet. Wir untersuchen nun, wie unsere Idealmaschine arbeitet, wenn die Zustandsänderungen der arbeitenden Luft pseudoadiabatisch sind.

Wir nehmen an, dass das ausgeschiedene Wasser aus der aufsteigenden Luft in das unteren Reservoir zurückfällt. Die absteigende Luft in der anderen Röhrenleitung bewegt sich trockenadiabatisch nach dem unteren Reservoir und wird dort durch Verdampfung des Wassers wieder gesättigt und abgekühlt. Der Kreisprozess des Wasserdampfes bewirkt also das Vorhandensein einer niedrigerliegenden Kältequelle mit höherem Druck und einer höherliegenden Wärmequelle mit tieferem Druck. Infolge dieser Anbringung der Wärme- und Kältequellen wirkt die Maschine als eine arbeitvernichtende Maschine, die Arbeit in Wärme verwandelt. Um eine arbeitleistende Maschine zu erhalten, müssen wir demnach entgegengesetzt liegende Wärme- und Kältequellen haben, die erstens die Anbringung der Wärme- und Kältequellen des Wasserdampfkreisprozesses kompensieren, und zweitens die Maschinerie treiben. Wir untersuchen nun, ob wir mit pseudoadiabatischen Zustandsänderungen in den arbeitenden Luftmassen eine gleichmässige Zirkulation in unserer Idealmaschine erhalten können.

Man sieht leicht ein, dass die absteigende Luft die Zirkulation bei pseudoadiabatischer Temperaturverteilung behindert. Sie bewegt sich ja trockenadiabatisch und wird dadurch in jedem Niveau wärmer als die im jeweiligen Niveau ursprüngliche Luft. Auf der anderen Seite ist das ganze System instabil, wenn die Temperaturverteilung trockenadiabatisch ist. Die absteigende Luft bewirkt dann keine Änderungen in den Temperaturverhältnissen, während die aufsteigende Luft, die sich pseudoadiabatisch bewegt, kältere Luft durch wärmere ersetzt. Dadurch entsteht ein Druckunterschied in den zwei Röhren-

leitungen, der bestehen bleibt, bis die Luft in den Reservoiren den Platz gewechselt hat. Wir sehen demnach, dass das ganze System bei trockenadiabatischer Temperaturverteilung instabil, bei pseudoadiabatischer Temperaturverteilung aber stabil ist. Wir müssen darum eine mittlere Temperaturverteilung finden können, die das System indifferent macht und die Zirkulation nicht beeinflusst. Wenn die Temperaturverteilung so ist, muss die Erwärmung der aufsteigenden Luft die Erwärmung der absteigenden kompensieren.

Wir werden ein Luftpartikelchen während eines Kreisprozesses in unserer Idealmaschine verfolgen. Das Partikelchen verlässt den unteren Behälter und bewegt sich pseudoadiabatisch nach dem oberen. Wenn der Temperaturgradient zwischen den Behältern grösser als der pseudoadiabatische ist, langt es hier wärmer an, als die Luft im Reservoir ist. Hier müssen wir dann eine Kältequelle haben, die dem Partikelchen die Temperatur des Reservoirs gibt. Das Partikelchen bewegt sich dann trockenadiabatisch nach dem unteren Reservoir zurück, wo es etwas wärmer als die dortige Luft anlangt. Durch Verdampfung des Wassers im Reservoir wird es aber etwas kälter als die Luft im Reservoir, und wir müssen hier eine Wärmequelle haben, wodurch das Partikelchen wieder seine ursprüngliche Temperatur und Feuchtigkeit erhält. Um einen besseren Überblick über den Kreisprozess zu erhalten, werden wir ihn auf ein energetisches Diagrammpapier zeichnen, z. B. auf ein Emagramm ( $T - \log p$  — Diagramm, Refsdal 1930). In Fig. 3 b bewegt sich das Partikelchen pseudoadiabatisch von  $R_1$  nach  $a$ . Es wird abgekühlt bis auf  $R_2$  und bewegt sich dann trockenadiabatisch nach  $b$ . Hier verdampft Wasser, und das Partikelchen wird gesättigt und dadurch bis  $c$  abgekühlt. Um den Kreisprozess zu schliessen, müssen wir hier dem Partikelchen Wärme zuführen, so dass es, mit Wasserdampf gesättigt, die Temperatur  $R_1$  erhält. Wenn die Temperaturen in den Reservoiren  $R_1$  und  $R_2$  derartig sind, dass auf Fig. 3 b die Flächen  $F_1$  und  $F_2$  gleich gross werden, ist das System indifferent. Die hochliegende Kältequelle, die das Partikelchen von  $a$  bis  $R_2$  abkühlt, und die Wärmequelle unten, die das Partikelchen von  $c$  bis  $R_1$  erwärmt, kompensieren dann die arbeitvernichtende Maschine, die der Wasserdampfprozess durch seine hochliegende Wärmequelle und tiefliegende Kältequelle bildet.

Der Kreisprozess des Wasserdampfes bewirkt demnach, wie Fig. 3 auch direkt zeigt, dass der Temperaturgradient zwischen den zwei Reservoiren im indifferenten Falle grösser als der pseudoadiabatische und kleiner als der trockenadiabatische Temperaturgradient sein muss.

Die bisherigen Resultate beruhen auf der Voraussetzung, dass die Luft im unteren Reservoir gesättigt war. Wenn wir annehmen, dass die Luft im unteren Reservoir nicht gesättigt ist, sondern eine bestimmte relative Feuchtigkeit unter 100 % hat, ändert dies die Ergebnisse nicht wesentlich. Die aufsteigende Luft bewegt sich (Fig. 3 c) erst trockenadiabatisch bis zu ihrem Kondensationsniveau  $k$  und von da ab pseudoadiabatisch wie früher. Bei fehlender Reibung können wir auch hier eine gleichmässige Zirkulation wie im vorigen Falle erhalten, wenn die Flächen  $F_1$  und  $F_2$  gleich gross sind. Zu bedenken ist aber, dass der Temperaturgradient zwischen den Reservoiren in diesem Falle etwas grösser sein muss; als Grenzfall erhält man trockene Luft mit trockenadiabatischer Temperaturverteilung.

Der Satz auf Seite 25 lässt sich nach diesen Betrachtungen verallgemeinern, so dass er auch für feuchte Luftmassen gültig ist:

*Um in der Atmosphäre eine arbeitleistende Zirkulation in Gang bringen zu können, muss in der Atmosphäre der Temperaturgradient zwischen der Wärmequelle und der Kältequelle grösser als der pseudoadiabatische Temperaturgradient sein.*

Die Flächen  $F_1$  und  $F_2$  auf Fig. 3 stellen Energiemengen pro Masseneinheit des arbeitenden Partikelchens dar. Die Bedingung für eine gleichmässige Zirkulation, wenn wir auch die Reibung in Betracht ziehen, ergibt sich aus Gleichung 16:



$$\Delta q = \oint d\left(\frac{1}{2} v^2\right) - \oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt - \oint \alpha \mathbf{R} \cdot \mathbf{v} dt.$$

Bei einer gleichmässigen Zirkulation ist  $\oint d\left(\frac{1}{2} v^2\right)$  gleich Null. Das Glied  $-\oint \alpha \mathbf{R} \cdot \mathbf{v} dt$  ist die Reibungsarbeit, die durch die Bewegung des Partikelchens entsteht. Diese Reibungsarbeit entsteht wesentlich bei Vertikalbewegungen; wir werden sie daher mit  $R_v$  bezeichnen. Das Glied  $-\oint \alpha \frac{\partial p}{\partial t} dt$  ist die Energiemenge, die in die Energie der Druckverteilung übergeht. Bei der Zyklonentätigkeit geht diese Energiemenge hauptsächlich in die kinetische Energie horizontalströmender Luftmassen über, und wird dann durch Reibung in Wärme verwandelt. Wir bezeichnen diese Reibungsarbeit mit  $R_h$ . Die Gleichung 16 erhält dann die Form

$$\Delta q = R_v + R_h.$$

Nun ist unter allen Verhältnissen  $\Delta q = F_2 - F_1$ , und die Bedingung für eine gleichmässige Zirkulation ist also durch die Gleichung

$$F_2 - F_1 = R_v + R_h$$

gegeben.

Der Kreisprozess des Wasserdampfes ist, wie Fig. 3 b und 3 c zeigen, eine grosse Bremsvorrichtung in der ganzen Zirkulation der Atmosphäre. In einer trockenen Atmosphäre sollte man erwarten, dass die tiefliegende Wärmequelle zusammen mit der hochliegenden Kältequelle bewirkte, dass die Maschinerie bedeutend schneller lief, weil sich dort die ganze Arbeit als kinetische Energie zeigen würde. Dies ist aber doch nur unter der Voraussetzung gültig, dass die Kältequelle in einer trockenen Atmosphäre nicht wesentlich tiefer als in einer Atmosphäre mit Wasserdampf liegt.

Die vertikale Zirkulation in den temperierten Zonen geht durch die Schauer und die Zyklonen und durch die Antizyklonen vor sich. Es ist in thermodynamischer Hinsicht ein Rätsel gewesen, wie die Antizyklonen in den unteren Schichten aus warmen und die Zyklonen aus kalten Luftmassen bestehen konnten. Dieses eigentümliche Verhältnis lässt sich teilweise als eine Folge des Kreisprozesses des Wasserdampfes erklären. Wenn die Strahlungsabkühlung der Luftmassen hauptsächlich in den oberen Schichten vor sich geht (F. Albrecht 1931), ist es, wie Fig. 3 b und 3 c zeigen, möglich, dass die absteigende Luft in den unteren Schichten wärmer als die aufsteigende ist. Die warme absteigende Luft wird unter Energieverbrauch heruntergesogen, und der dadurch entstehende Föhn-effekt stellt den arbeitvernichtenden Teil der Zirkulation dar.

Der Wasserdampfgehalt der Luft kann für die räumliche Verteilung der freigemachten kinetischen Energiemengen ausschlaggebend sein. Ein grosser Wasserdampfgehalt bedeutet, dass sich schon bei schwach feuchtlabiler Luft eine vertikale arbeitleistende Zirkulation bilden kann.

Der Wasserdampfgehalt bewirkt auch, dass kinetische Energie durch Abkühlung einer ganzen Luftmasse freigemacht werden kann. Wenn die Luftmassen feuchtlabil, aber nicht gesättigt sind, kann der Temperaturverlauf aufsteigender Luft der Art sein, dass keine Labilitätsenergie vorhanden ist. Wenn aber die Luftmassen überall gleichmässig eine Anzahl Grade  $dT$  abgekühlt werden, steigt die relative Feuchtigkeit der Luft, und dies genügt um aufsteigender Luft einen Temperaturverlauf zu geben, der Labilitätsenergie zur Verfügung stellt. Fig. 4 zeigt den Temperaturverlauf der Luftmassen vor und nach der Abkühlung ( $T_1$  und  $T_2$ ) und den Temperaturverlauf aufsteigender Luft mit spezifischer Feuchtigkeit  $f$  in beiden Fällen ( $T'_1$  und  $T'_2$ ). Man sieht wie in den kalten Luftmassen eine bedeutende Labilitätsenergie vorhanden ist (horizontale Schraffierung), während die warmen Luftmassen ganz stabil sind. Auf der anderen Seite ist es ohne weiteres ein-

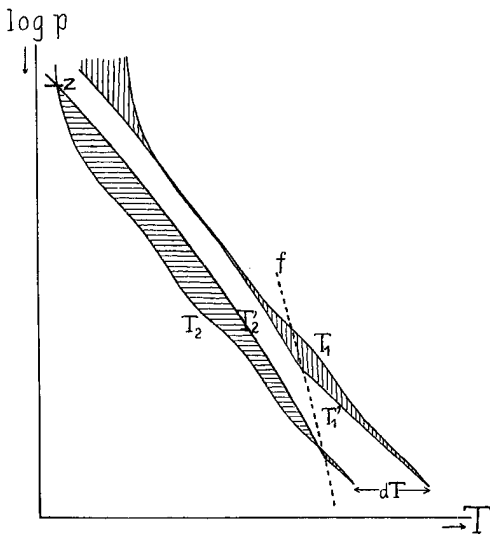


Fig. 4.

Die Bildung von Labilitätsenergie durch Abkühlung der ganzen Luftmasse.

leuchtend, dass sich in ursprünglich stabilen Luftmassen durch Erhitzung der unteren Schichten positive Labilitätsenergie bilden kann, da die Luft dadurch instabil wird. Dies begünstigt bei den Niederschlagsprozessen besonders die Schauertätigkeit, und man müsste daher erwarten, dass diese nachmittags ihr grösstes Maximum hätte. Dagegen wäre zu erwarten, dass die Bildung von Labilitätsenergie durch Abkühlung mehr dem gewöhnlichen Dauerregen (Landregen) zugute kommen sollte, und man müsste folglich hier nachts das grösste Maximum erwarten. A. H. R. Goldie hat dann auch (1931) statistisch gezeigt, dass der Kaltfrontregen nachmittags ein Maximum hat, während der Warmfrontregen spät nachts ein Maximum hat.

Man sollte annehmen, dass man die Bildung von Labilitätsenergie durch Abkühlung und durch Erhitzung in einer verstärkten Zyklontätigkeit spät nachts und nachmittags bemerken könnte.

Über dem Meer, wo die Erhitzung der unteren Schichten tags unbedeutend ist, wäre eine verstärkte Zyklontätigkeit nachts zu erwarten. C. K. M. Douglas hat auch (1931) gezeigt, dass die Zyklonen über dem Meer westlich und südwestlich der Britischen Inseln sich nachts mehr als tags vertiefen.

A. Schmauss hat (1923) die Einsatzzeiten für sowohl Sommer- wie Winterdepressionen in München untersucht und findet folgendes:

«Der Einsatz einer Depression erfolgt nicht mit der gleichen Wahrscheinlichkeit zu jeder Stunde des Tages; es gibt *kritische Bereiche*, welche nahe den entsprechenden Wendepunkten der Tagesschwankung liegen. — — — — — Man kann also sagen, die Depressionen laufen sich gerne zu den Tagesstunden tot, zu welcher der Luftdruck im täglichen Gang sein Maximum aufweist.»

Man möchte nun vermuten, dass man das Freimachen von Energie durch Abkühlung auch im Herbst in der atmosphärischen Zirkulation bemerken kann, besonders in Gebieten mit einem kontinentalen Klima, wo die Abkühlung der Luft recht rasch vor sich geht. Dies ist vielleicht eine der Ursachen dessen, dass die Herbststürme in Oktober über den Kontinenten so deutlich einsetzen, besonders wenn man die Sturmdauer berücksichtigt. (Hellmann 1895).

Die Resultate dieser statistischen Untersuchungen von Hellmann, Schmauss, Douglas und Goldie sind ein schwerwiegendes Indizium dafür, dass die Labilitätsenergie eine ausschlaggebende Rolle bei der Niederschlagsbildung und bei der Zyklontätigkeit spielt.

Die tägliche Variation der Labilitätsenergie, mit Maxima nachts und nachmittags, muss sich nach dem Schema auf Seite 20 notwendigerweise auch in der Energie der Druckverteilung bemerkbar machen. Die tägliche Doppelwelle des Luftdruckes zeigt sich daher als eine notwendige Folge der täglichen Variation der Labilitätsenergie.

Die Bedeutung des Wasserdampfes für die Zirkulation der Atmosphäre ist, wie man aus dem Vorstehenden ersieht, die folgende:

*Der Kreisprozess des Wasserdampfes bewirkt, dass die ganze Zirkulation der Atmosphäre langsamer wird. Der Wasserdampfgehalt der Luftmassen kann entscheiden, wo und wann kinetische Energie sich entfalten kann.*

### Kapitel III. DIE MASCHINERIE DER ATMOSPHERE.

#### § 12. Einleitung.

Sämtliche kinetische Energiemengen in der Atmosphäre müssen in irgendeiner Weise durch Kreisprozesse nach dem Schema einer Maschine entstanden sein. Eine Reihe verschiedener Maschinen können aber gleichzeitig tätig sein, und es ist daher schwierig im Einzelnen sagen zu können wie die kinetischen Energiemengen entstehen. Ich werde versuchen die Hauptzüge der atmosphärischen Maschinerie klarzulegen und mache dies in der Weise, dass ich aus den Strömungsvorgängen und den Temperatur- und Druckverhältnissen Indizien zu finden versuche, die die Art der arbeitenden Maschinerie zeigen.

Die primäre Ursache der Strömungsvorgänge in der Atmosphäre ist die Energiezufuhr durch die Insolation. Wenn man die ganze Atmosphäre als eine oder mehrere thermodynamische Maschinen auffasst, erhalten demnach diese Maschinen ihre Wärmezufuhr durch die Insolation und geben durch Ausstrahlung wieder Wärme ab. Die ausgeführte Arbeit der Maschinen tritt als kinetische Energie auf. Diese Energie geht durch Reibung in Wärme über, die dann ausgestrahlt wird, und dadurch halten sich in der Atmosphäre Einstrahlung und Ausstrahlung von Wärme das Gleichgewicht.

Wie im ersten Kapitel gezeigt, tritt die labile Energie in einem Gravitationsfeld in zwei wesentlich verschiedenen Formen auf:

- a. Als labile Energie vertikal benachbarter Luftmassen (Labilitätsenergie).
- b. Als labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen.

Die Labilitätsenergie in der Atmosphäre tritt wieder in zwei wesentlich verschiedenen Formen auf. In «Der Feuchtlabile Niederschlag» (1930 a) habe ich gezeigt, dass man Labilitätsenergie sowohl in der Polarluft wie in der Tropikluft antreffen kann. In der Polarluft findet man recht selten über 3000 m Temperaturgradienten, die grösser als die kondensationsadiabatischen Temperaturgradienten sind. Die Labilitätsenergie bei der Polarluft ist daher normalerweise von den Verhältnissen in den unteren paar km abhängig. In der Tropikluft ist aber die Labilitätsenergie in höheren Schichten zu finden, da die unteren 1000 bis 2000 m meistens grosse Stabilität zeigen. Dadurch entstehen in den zwei Luftmassen verschiedene Auslösungsmöglichkeiten bei der Bildung des feuchtlabilen Niederschlages. In der Polarluft werden es die orographischen Verhältnisse weitaus leichter haben, feuchtlabilen Niederschlag auszulösen als in der Tropikluft, wo die unteren stabilen Schichten diese kleineren Störungen dämpfen. In feuchtlabiler Tropikluft werden daher nur grössere Störungen mit gezwungenen Vertikalbewegungen bis zu grösseren Höhen imstande sein, auslösend zu wirken.

Zwischen der orographischen und der frontalen Auslösung besteht ein wesentlicher Unterschied darin, dass die orographischen Faktoren ruhig liegen und immer auf neue Luft einwirken, während sich die auslösenden Fronten mit dem Bewegungssystem fortpflanzen; die Wirkungen der Auslösung werden daher räumlich im Verhältnis zu diesem mehr konzentriert. Die auslösenden orographischen Faktoren repräsentieren demnach eine im Verhältnis zu der Luft ungeordnete Auslösung, während die frontale Auslösung unter günstigen Verhältnissen eine geordnete, räumlich ausgedehnte Auslösung repräsentieren kann.

Durch die ungeordnete Auslösung wird die Labilitätsenergie einer grösseren Luftmasse an bestimmten, zerstreuten Orten frei gemacht. Es entstehen auf diese Weise

verschiedene Systeme von Bewegungen, die die Labilitätsenergie über grössere Gebiete und Zeiträume zerstreuen und einander teilweise entgegenarbeiten. Durch die geordnete Auslösung werden die Niederschlagsmengen in Verbindung mit einer Front zeitlich nacheinander regelmässig über einem grösseren, zusammenhängenden Gebiet ausgelöst, und die frei gemachte Labilitätsenergie wird immer in derselben Weise einem einzigen System zugeführt.

Die Labilitätsenergie wird in dieser Weise von der atmosphärischen Maschinerie in zwei wesentlich verschiedenen Weisen ausgenutzt. Durch ungeordnete Auslösungen entsteht Schauertätigkeit, die mit Vertikalströmen und nur kleineren Luftdruckänderungen verknüpft ist. Dies entspricht der oberen Linie im Schema Seite 20. Durch geordnete Auslösungen entsteht Zyklontätigkeit mit Luftdruckfall und Horizontalströmen. Dies entspricht der unteren Linie im Schema Seite 20. Wir sind in dieser Weise imstande, die geordnete Auslösung aus den Grundgleichungen in folgender Weise zu definieren: *Bei geordneten Auslösungen geht die labile Energie der Luft nur durch Energie der Druckverteilung in andere Energieformen über.* Wie in § 4 gezeigt bedeutet dies, dass der Prozess quasistatisch ist. Dies ist ein idealer Fall, der in der Atmosphäre selbstverständlich nie erreicht wird. Wenn wir daher für atmosphärische Verhältnisse den Ausdruck «geordnete Auslösung» benutzen, ist dadurch eine Auslösung gemeint, die nach der obenstehenden Definition nur annähernd geordnet ist.

### § 13. Thermodynamische Betrachtungen über die Zirkulation der Troposphäre.

Sämtliche bisherigen Theorien über die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre setzen mehr oder minder stillschweigend voraus, dass die primäre Ursache der Strömungsvorgänge der Temperaturunterschied zwischen Pol und Äquator ist. Die Reibung und die Rotation der Erde bewirken dann, dass die Strömungsvorgänge sehr verwickelt werden und dass sich verschiedene Zirkulationssysteme bilden.

Die Bedeutung der Zyklonen und Antizyklonen für die allgemeine Zirkulation wird von den verschiedenen Verfassern sehr verschieden aufgefasst. Die grosse Schwierigkeit bei der Thermodynamik der temperierten Zonen ist immer gewesen, dass rein statistisch genommen die Tiefdruckgebiete in den unteren Schichten aus kalten, die Hochdruckgebiete aus warmen Luftmassen bestehen. V. Bjerknes schreibt darüber (*Dynamics of the circular vortex*, p. 77) 1921:

«This originally unexpected temperature distribution in cyclones and anticyclones simply shows that both of them are thermodynamical engines going inversely, transforming mechanical energy to heat. The mechanical energy is delivered in kinetic form by the great westerly current on the equatorial side and the great easterly current on the polar side of the sliding surface. The energy of the two currents is always renewed, as always new masses are conveyed from both sides to the sliding surface, in virtue of the general circulation which we shall consider below. The role of the cyclones and the anticyclones is to reduce the energy of these two currents.»

Die allgemeine Zirkulation nach V. Bjerknes ist in Fig. 5 schematisch dargestellt. Er schreibt darüber (p. 86):

The complete scheme of the meridional circulations should then be as shown in the diagram of Fig. 5. On each hemisphere there are four circulations, running as toothed wheels, the circulation of the trades, the circulation of the temperate zone, the circulation of the polar east wind zone, and the circulation of the theoretically introduced polar west

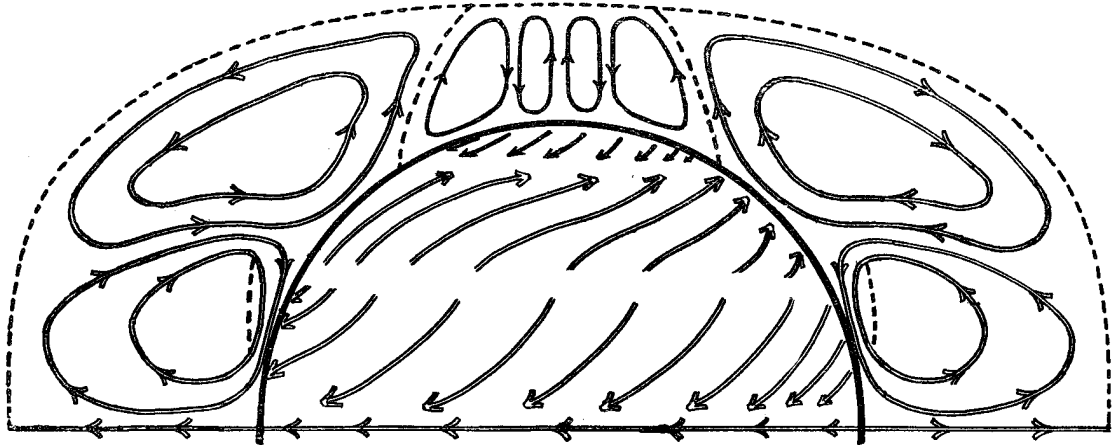


Fig. 5.

Die allgemeine Zirkulation nach V. Bjerknes.

wind zone. The first and the third of these circulations represent thermodynamically direct cycles, in which the motion is maintained by heat energy. But that of the temperate zone is an indirect cycle, by which kinetic energy is transformed into heat, and the same should be the case with the polar west wind zone.»

J. Bjerknes und H. Solberg schreiben (1922 p. 14) folgendes:

«The source of energy for the general circulation of the atmosphere lies in the contrast of temperature between the polar and the equatorial regions.»

Durch die von Bergeron in 1919 entdeckte Occlusion einer Zyklone war zu dieser Zeit auch ein Mechanismus klargelegt, der durch Schwerpunktsenkung in den Luftmassen labile Energie in kinetische verwandelte. Durch diesen Vorgang erhält man kinetische Energie durch horizontalen Temperaturunterschied in den Luftmassen, und man kann sagen, dass die Occlusion ein Teilvorgang in der Maschinerie ist, die den Temperaturunterschied zwischen Pol und Äquator ausnutzt. Bergeron schreibt darüber (Bergeron und Swoboda 1924):

«Sowohl der Zuwachs an der kinetischen Energie, der beim normalen Ablauf eine Zyklone auftritt, als auch der im Verhältnis dazu geringe Energiebedarf für Reibungsarbeit werden nach der Bergener Anschauung im wesentlichen aus der potentiellen Energie der benachbarten Kaltluftmassen gedeckt; dies tritt zutage in der konstatierten Abhebung des Warmluftkörpers, in einer entsprechenden Schwerpunktsenkung der Kaltluftmassen in der nächsten Umgebung der Zyklone und in der allgemeinen, endgültigen Südwärtsverlagerung der Kaltluft. Die Warmluft kann hierbei passiv bleiben; sie stellt dann nur den Ausbreitungsraum der Kaltluftmassen dar. — Allerdings hat man bei dieser Erwägung nicht den etwaigen Betrag an Energie berücksichtigt, der durch den Kreisprozess des Wasserdampfes geliefert wird, und dessen Träger wohl hauptsächlich die Warmluftmasse ist.» Auf Seite 67—68 l. c. wird darauf aufmerksam gemacht, dass die Zyklonen unserer Breiten notwendige Glieder der allgemeinen Zirkulation sind, an deren Lebensprozess das Nebeneinander- und nicht nur das Übereinanderströmen der Warm- und Kaltluftmassen wesentlich beteiligt ist. Die Energiequelle nach der Auffassung von Bergeron ist, wie man sieht, die labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen, eine Energieform die mindestens teilweise durch den horizontalen Temperaturunterschied zwischen niedrigeren und höheren Breiten bedingt ist. Die Zyklonentätigkeit ist nach Bergeron kein arbeitvernichtendes Nebenprodukt, sondern ein arbeitleistendes Glied in der Zirkulation.

Die österreichische Schule betrachtet aber wie V. Bjerknes die Zyklonen und die Antizyklonen als Nebenwirkungen der Zirkulation. F. Exner schreibt z. B. (1928): «Sie (die Zyklonen und Antizyklonen) erhalten ihre Energie aus der lebendigen Kraft einer Zirkulation, und diese lebendige Kraft stammt aus der Wärmezufuhr in niedrigeren und der Wärmeentziehung in höheren Breiten.»

Es ist aber nicht möglich ein einziges direktes Indizium zu finden, das darauf deutet, dass der Temperaturunterschied zwischen Pol und Äquator die Strömungsenergie der temperierten Zonen bewirkt. Wenger ist darauf aufmerksam, dass diese horizontale Maschinerie nur kleine Energiemengen liefern kann und schreibt (1916) folgendes:

«Zum Vergleich der Leistungen der horizontalen und der vertikalen Maschinen in der Atmosphäre ist die Bemerkung wichtig, dass die horizontalen Komponenten des Windes bedeutend (etwa 100 mal) grösser sind als die vertikalen. Dem steht aber wieder der Umstand gegenüber, dass die horizontalen Druckgradienten so sehr viel (10 000 bis 100 000 mal) kleiner sind als die vertikalen. Die Leistungen der horizontalen Maschinen werden also gegenüber denjenigen der vertikalen stets stark zurücktreten.»

Eine atmosphärische Maschine die den Temperaturunterschied Pol—Äquator ausnutzen würde, müsste am Boden notwendigerweise einen höheren Druck in den Polgebieten als in den äquatorialen Gebieten zeigen. Wenn dieser Druckunterschied nicht existiert oder sogar entgegengesetztes Vorzeichen hat, zeigt dies ganz einfach, dass Maschinen die andere Temperaturunterschiede ausnutzen vollständig dominieren. Die Zirkulation zwischen Rossbreiten und Pol kann daher nicht durch den Temperaturunterschied zwischen Rossbreiten und Pol bedingt sein, da der Druck in den Rossbreiten in der ganzen Troposphäre höher ist. Die Corioliskräfte, die Energie weder leisten noch zerstören können, können dieses Verhältnis nicht ändern. Dies sieht man auch in folgender Weise leicht ein: Auf einer nicht-rotierenden Erde denke man sich eine Zirkulation zwischen Pol und Äquator, die durch den Temperaturunterschied zwischen diesen Orten bedingt ist. In den unteren Schichten erhalten wir dann den höheren Druck in den polaren Gebieten und einen Strom nach dem Äquator; in den höheren Schichten haben wir umgekehrt den höheren Druck am Äquator und dadurch einen Strom nach dem Pol. Die Luftmassen werden am Äquator erhitzt und in den Polgebieten abgekühlt, und auf Grund dessen arbeitet die betrachtete Maschine. Wenn aber die Erde rotiert, bewirken die Corioliskräfte, dass die Zirkulation Pol—Äquator erschwert wird. Die Luftmassen verweilen dadurch längere Zeit sowohl in den tropischen wie in den polaren Gebieten, so dass der Temperaturunterschied und dadurch auch der Druckunterschied grösser werden. Wenn wir demnach auf einer nicht-rotierenden Erde eine Zirkulation Pol—Äquator hätten, könnten die Corioliskräfte bei einsetzender Rotation den arbeitenden Druckunterschied vergrössern, aber kaum verwischen oder ihm entgegengesetztes Vorzeichen geben.

Wenn wir den Zirkulationssatz von V. Bjerknes (1900) auf die Verhältnisse in der Troposphäre zwischen Pol und Äquator anwenden, sehen wir dass die isobaren und die isotheren Flächen einander schneiden, was eine Zirkulationsbeschleunigung ergibt. In der Troposphäre und bis zu ungefähr 20 km Höhe (Dines 1919) ist aber der Druck in den polaren Gebieten niedriger als in den äquatorialen. Dieser Druckunterschied zeigt, dass sich die Atmosphäre mindestens bis zu 20 km Höhe polwärts in einer Art «Spannung» befindet. Der Druckunterschied zwischen den äquatorialen und den polaren Gebieten ist in den oberen Niveaus der Troposphäre grösser als in den unteren. Die «Spannung» polwärts wird dadurch am grössten in den oberen Niveaus der Troposphäre, und dies bewirkt die Zirkulationsbeschleunigung, die sich aus dem Zirkulationssatz von V. Bjerknes ergibt.

Diese «Spannung» polwärts, die sich in fast der ganzen Atmosphäre geltend macht, zeigt, dass in der Atmosphäre Maschinen arbeiten müssen, die von dem Temperaturunterschied Pol—Äquator unabhängig sind. Da eine thermodynamische Maschine mit Hilfe Temperaturunterschiede arbeitet, ist die einzige Möglichkeit, dass jene Maschinen mit Hilfe des vertikalen Temperaturunterschiedes in den Luftmassen arbeiten. Es gibt ja nur folgende zwei Haupttypen der atmosphärischen Maschinerie:

1. Maschinen die durch Temperaturunterschiede horizontal benachbarter Luftmassen arbeiten.
2. Maschinen die durch Temperaturunterschiede vertikal benachbarter Luftmassen arbeiten.

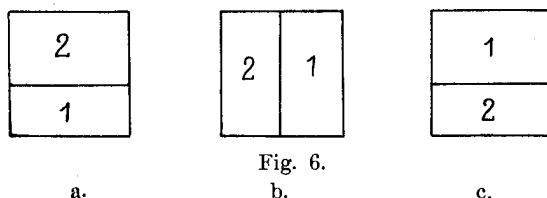
Im ersten Falle werden die labilen Energiemengen horizontal benachbarter, im zweiten Fall die labilen Energiemengen vertikal benachbarter Luftmassen in kinetische Energie verwandelt.

Wir werden jetzt etwas genauer die Anbringung der Wärme- und Kältequellen in der Atmosphäre betrachten. Die Erhitzung der Atmosphäre geht hauptsächlich in den unteren Schichten der Atmosphäre vor sich, und ist in niedrigeren Breiten grösser als in den höheren Breiten. Um eine arbeitleistende Maschinerie zu erhalten, muss die Abkühlung in den oberen Schichten vor sich gehen, und die grosse Frage ist, ob dies hauptsächlich in den höheren Breiten vor sich geht, oder ob die Abkühlung gleichmässiger über die Erde verteilt ist.

Wenn die atmosphärische Maschinerie hauptsächlich durch den Temperaturunterschied zwischen Pol und Äquator arbeitete, dann müsste die Kältequelle in den oberen Schichten der höheren Breiten liegen. Wenn dies aber der Fall wäre, sollte man erwarten, dass die Luftmassen der höheren Breiten dadurch instabil würden. Der polare Wettertyp deutet aber mit Bestimmtheit darauf hin, dass die Luftmassen in diesen Gebieten sehr stabil sind.

Diese Betrachtungen führen folglich zu dem Ergebnis, dass die Abkühlung in der Atmosphäre nicht besonders in den höheren Breiten vor sich geht. Nach der Arbeit von F. A l b r e c h t (1931) ist auch die Emissionsschicht der Atmosphäre gleichmässig über die Erde verteilt. Ein erhitztes Partikelchen das emporsteigt, wird folglich wieder abgekühlt, weil es in die oberen Schichten eingedrungen ist, nicht weil es sich in diesen oberen Schichten gegen höhere Breiten bewegt.

Dass die Abkühlung in den oberen Schichten der Atmosphäre ungefähr gleichmässig über die Erde verteilt ist, bedeutet in thermodynamischer Hinsicht, dass die ausschlaggebende atmosphärische Maschinerie mit Wärmequellen am Boden und Kältequellen in der Höhe arbeitet. Dies bedeutet mit anderen Worten, dass die atmosphärische Maschinerie hauptsächlich durch die labile Energie vertikal benachbarter Luftmassen (Labilitätsenergie) getrieben wird. Sowohl die Druckverhältnisse in der Troposphäre, wie rein theoretische Betrachtungen deuten demnach darauf hin, dass die kinetische Energie in der Atmosphäre hauptsächlich aus der Labilitätsenergie entsteht. Es ist aber hier notwendig, darauf aufmerksam zu machen, dass aus der Labilitätsenergie, wie in § 8 gezeigt, bei der Zyklonen-tätigkeit labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen entsteht. Die Labilitätsenergie kann überhaupt nicht in die kinetische Energie horizontalströmender Luftmassen übergehen,



ohne erst als labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen aufzutreten. Wenn z. B. ursprünglich potentiell kältere Luft über wärmerer liegt (Fig. 6 a), werden die Luftmassen versuchen den Platz zu wechseln. Während des Platzwechsels sind dann

die Luftmassen horizontal benachbart. (Fig. 6 b). Wenn man daher in der Atmosphäre labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen findet, kann man daraus nicht den Schluss ziehen, dass diese Energie durch den Temperaturunterschied Pol—Äquator bedingt ist.

Im § 11 haben wir folgenden Satz abgeleitet: Um in der Atmosphäre eine arbeitleistende Zirkulation in Gang bringen zu können, muss in der Atmosphäre der Temperaturgradient zwischen der Wärmequelle und der Kältequelle grösser als der pseudoadiabatische Temperaturgradient sein.

Da die atmosphärische Maschinerie, wie gezeigt, die Kältequellen gleichmässig über die Erde verteilt hat, kann man diesen Satz in folgender Weise verallgemeinern:

*Um in der Atmosphäre eine arbeitleistende Zirkulation in Gang bringen zu können, muss die aufsteigende Bewegung gewöhnlich in Gebieten beginnen, in denen die Luftmassen positive Labilitätsenergie besitzen.*

Die Bedeutung dieses Satzes beruht darin, dass die Labilitätsenergie also darüber entscheidet, wo eine arbeitleistende vertikale Zirkulation beginnen kann. Die Labilitätsenergie gibt folglich ein Mass über die Wahrscheinlichkeit für eine vertikale Zirkulation.

Nach diesen Betrachtungen untersuchen wir die Zirkulation der tropischen und der aussertropischen Gebiete genauer.

#### § 14. Die Zirkulation in den tropischen Gebieten.

Die Zirkulation in den tropischen Gebieten wird durch die Passate charakterisiert, die ausserordentlich regelmässig wehen. Wir haben hier am Boden den höheren Druck in den Rossbreiten und den tieferen am Äquator, und dies zeigt, dass der Passat mindestens teilweise durch den horizontalen Temperaturunterschied zwischen Äquator und den Rossbreiten bedingt ist. Am Boden entsteht in den Rossbreiten wegen der dortigen kälteren Luftmassen ein höherer Druck als am Äquator, und in der Höhe (über 4 km) haben wir umgekehrt den höheren Druck am Äquator.

J. G e o r g i schreibt (1928) folgendes über die Passatzirkulation: «Keinem Zweifel kann es unterliegen, dass die durch H a l l e y eingeführte Vorstellung wonach über den äquatorialen Kalmen die erhitzte Luft infolge dieser Erwärmung aufsteige und damit den Kreislauf veranlasse, unzutreffend ist. Schon H a n n und kürzlich noch A h l b o r n haben darauf hingewiesen, dass man kein allgemeines Aufsteigen grosser Luftmassen in den Tropen erwarten dürfe. Ein Aufschwimmen warmer, spezifisch leichter Luftmassen in kälteren, schweren ist nur möglich, wenn die wirksamen Kräfte die Reibung überwiegen, d. h. wenn es sich um Umschichtungen kleinerer unmittelbar benachbarter Luftmassen handelt. — — — — —

Es ist somit notwendig, eine Ursache zu finden, die in den Tropenzone eine gleichmässige Kondensation in sehr grossen Luftmassen bewirkt, deren freiwerdende Wärme nicht selbst beim Aufsteigen verbraucht wird, sondern tatsächlich eine Erwärmung eben dieser Luftmassen im Gefolge hat. Als Ergebnis der bisherigen Überlegungen ist festzuhalten, dass ein Aufschwimmen erwärmter Luft diese Wirkung nicht ausübt. Wir glauben von den Temperaturverhältnissen in der Tropenzone zunächst ganz absehen und ein durch den fortdauernden Luftzufluss der Passate gegen die Tropen erzwungenes, sehr langsames und gleichmässiges Aufsteigen der tropischen Luftmassen annehmen zu können.»

J. G e o r g i nimmt folglich an, dass die primäre Ursache der tropischen Zirkulation die Passate sind, die durch Stauung am Äquator dort eine erzwungene Hebung der Luftmassen bewirken. J. G e o r g i macht aber darauf aufmerksam, dass die Druckverhältnisse in den Tropen dieser Stauungshypothese widersprechen.



In der von J. Georgi zitierten Arbeit von Ahlborn<sup>1)</sup> ist die energetische Grundlage der Zirkulation die Rotationsenergie der Erde. Ahlborn schreibt darüber: «Die kinetische Energie der grossen atmosphärischen Zirkulation stammt aus den Passaten und ist zum kleinen Teil auf den Temperaturabfall vom Äquator gegen die höheren Breiten, zum grössten Teil auf Rotationsenergie der Erde zurückzuführen, die in den Passaten durch Reibung auf die Luft übertragen wird.»

Diese Theorie von Ahlborn setzt aber notwendigerweise voraus, dass Reibung zwischen der Atmosphäre und dem leeren Raum stattfindet und ist daher nicht haltbar. F. M. Exner macht in Met. Zeitschrift 1925 p. 161 darauf aufmerksam und zeigt, dass die Rotationsenergie der Erde überhaupt nicht in kinetische Energie in der Atmosphäre übergehen kann, weil die Erde mit ihrer Atmosphäre ein geschlossenes System bildet. Man findet aber oft in der Meteorologie den Gedanken, dass die kinetische Energie der Atmosphäre durch die Rotationsenergie der Erde entstanden sei. E. W. Barlow schreibt so in «Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society» Januar 1931 p. 8: «The main store of kinetic energy existing in the atmosphere is derived from its diurnal rotation as a solid, whence it follows that cyclones and anticyclones are not excrescences on the general circulation so much as excrescences on the solid rotation of the entire atmosphere obtaining their energy from this rather than from the local winds prevailing before their formation.»

Dass dies aber nicht möglich ist, sieht man am einfachsten aus den hydrodynamischen Grundgleichungen. Die Corioliskräfte stehen immer senkrecht auf der Bewegungsrichtung und können den Luftmassen daher nie Energie zuführen oder entnehmen.

Die Annahme von Ahlborn und J. Georgi, dass der Temperaturabfall vom Äquator gegen die höheren Breiten nur einen kleineren Teil der kinetischen Energie der Zirkulation bewirkt, ist gut begründet und wahrscheinlich richtig. J. Georgi macht z. B. darauf aufmerksam, dass schon bei überwärmten Luftmassen von der Grösse der Sahara ein Aufsteigen in ganzer Masse unterbleibt, da der aerostatische Druck trotzdem noch nicht gross genug ist, um die Reibungswiderstände der erforderlichen langen und in dünner Schicht erfolgenden Ausgleichsströmungen zu überwinden. Wenn aber der Temperaturunterschied zwischen Äquator und den Rossbreiten die tropische Zirkulation und dadurch auch die Passate nicht erklären kann, müssen wir eine andere Energiequelle haben, die durch andere Maschinen ausgenutzt wird. Wie früher gesagt müssen diese Maschinen mit Hilfe vertikaler Temperaturunterschiede in den Luftmassen arbeiten; die Energiequelle muss folglich hier die labile Energie *vertikal* benachbarter Luftmassen (Labilitätsenergie) sein.

In der Arbeit «Der nordatlantische Passat» zeigt H. U. Sverdrup (1917) durch Vertikalschnitte die Temperaturverhältnisse in verschiedenen Höhen bis zu 8 km in den Passatgebieten im Sommer. (Fig. 7). Auf 23° n. Br. befinden sich in der Schicht von 1 bis 3 km trockene Luftmassen die wärmer als die südlicheren und nördlicheren Luftmassen desselben Niveaus sind, auch wenn wir die virtuellen Temperaturen in Betracht ziehen. Die geringe relative Feuchtigkeit zeigt, dass die Luftmassen abgestiegen sind, und da sie leichter als die umgebenden Luftmassen in demselben Niveau sind, müssen sie heruntergesogen sein. Dies zeigt, dass wir hier mit grosser Wahrscheinlichkeit eine Maschine haben, die nach dem Schema der Idealmaschine Fig. 3 arbeitet. Wir müssen demnach anderswo in den zirkulierenden Luftmassen Gebiete finden, in denen genügend Energie freigemacht wird, um die Reibung der ganzen Zirkulation überwinden und die Luftmassen heruntersaugen zu können.

<sup>1)</sup> Ahlborn: «Die drei grossen Zirkulationen der Atmosphäre». Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre. Band XI. Heft 4, 1924.

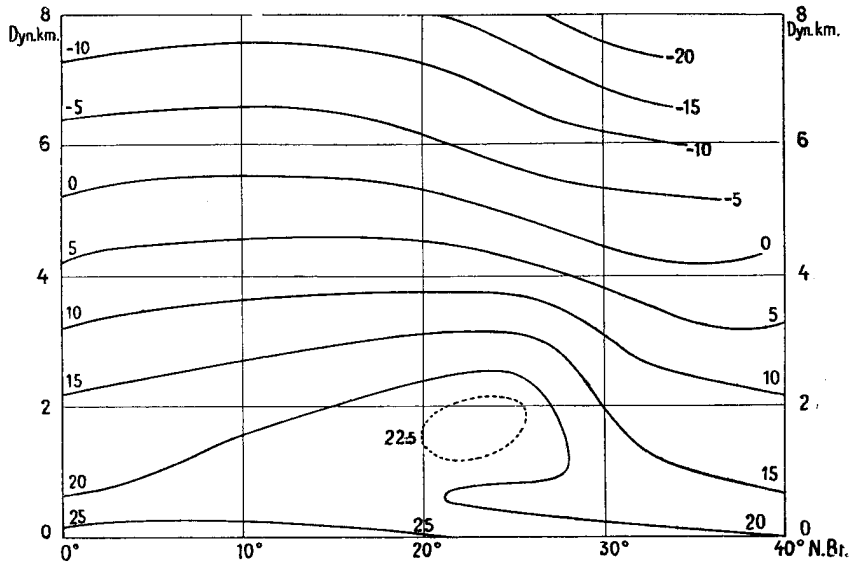


Fig. 7.

Isothermen in einem Vertikalschnitt längs des 20. Längengrads im Sommer.  
(Nach Sverdrup).

Wir werden jetzt eine kleine Luftmasse während der Zirkulation verfolgen. Die Luftmasse steigt am Äquator erst trockenadiabatisch und dann pseudoadiabatisch empor. Die Niederschläge in den Tropen sind zweifellos von feuchtlabiler Art, und überwiegend ungeordnet ausgelöst. Die Luftmassen steigen folglich in Schauern empor, nicht langsam und gleichmässig, wie J. Georgi annimmt. In einem Schauer sind die Luftmassen zweifellos leichter als die umgebenden Luftmassen, weil der Schauer eben dadurch bedingt ist. Der Luftdruck ändert sich aber während der Passage eines Schauers nicht sehr, und die Ursache ist, dass der grösste Teil der Labilitätsenergie gemäss der oberen Linie im Schema Seite 20 direkt in kinetische Energie übergeht. Ungefähr ein Drittel der Labilitätsenergie geht aber in die Energie der Druckverteilung über, und man sollte daher erwarten, dass man jeden einzelnen Schauer im Druckfeld am Erdboden erkennen könnte. In § 8 ist aber gezeigt, dass man bei der Schauertätigkeit wahrscheinlich nicht mehr als ungefähr  $\frac{1}{6}$  der Labilitätsenergie als kinetische Energie horizontalströmender Luftmassen wiederfindet. Dies sagt mit anderen Worten, dass nur ungefähr  $\frac{1}{6}$  der Labilitätsenergie in labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen übergeht, die sich im darunterliegenden Druckfeld merkbar macht. Ausserdem muss man auch in Betracht ziehen, dass ein Luftdruckfall in einem Schauer sich nicht nur unter dem Schauer, sondern in allen Richtungen geltend macht. Dies wirkt wahrscheinlich stark dazu mit, dass man nur schwer die Passage eines Schauers im Luftdruck am Boden erkennt. (Refsdal 1930). Wenn aber über einem grösseren Gebiet verstreute Schauer auftreten, wird dadurch der Luftdruck über dem ganzen Gebiet etwas sinken. Dieser Luftdruckfall bewirkt, dass Luftmassen aus der Umgebung zuströmen, und in dieser Weise bewirkt die Labilitätsenergie, dass auch bei einem System von Schauern geordnete Horizontalbewegungen entstehen können. Die Energie, die durch die Horizontalbewegungen verbraucht wird, beträgt aber nur etwa ein Sechstel der freigemachten Labilitätsenergie.

Unsere kleine Luftmasse steigt in einem Schauer empor, bis sie Luftmassen mit derselben Dichte erreicht. In dieser Höhe ist der Druck am Äquator höher als über den Rossbreiten, und die Luftmasse bewegt sich also in der Höhe gegen die Rossbreiten. Unterwegs wird sie durch Strahlung abgekühlt, und sinkt daher. Während dieses Absteigens

ist die Luftmasse schwerer als die aufsteigenden Luftmassen am Äquator in demselben Niveau; es wird demnach Energie freigemacht (der Fläche  $F_2$  in Fig. 3 entsprechend). In den unteren Schichten wird aber die Luftmasse heruntergesogen und dadurch adiabatisch erwärmt. Während dieser Bewegung wird Energie verbraucht (der Fläche  $F_1$  in Fig. 3 entsprechend), weil die Luftmasse in demselben Niveau hier leichter als die aufsteigenden Luftmassen am Äquator ist. Die Luftmasse strömt dann als Passatwind zurück nach dem Äquator, wird durch Verdampfung kälter, wird aber gleichzeitig auch erwärmt und gelangt am Äquator mit derselben Temperatur und Feuchtigkeit wie ursprünglich an.

Durch diesen Kreisprozess hat die Luftmasse genügend Energie freigemacht um die Reibung unterwegs zu überwinden. Die freigemachte Energie ist aber gross genug, um auch andere Luftmassen in Bewegung zu setzen. Dies zeigt sich dadurch, dass der Passat bedeutend nördlicher als  $23^\circ$  n. Br. beginnt. Schon bei  $30^\circ$  n. Br. sind die Luftmassen in allen Niveaus kälter als die äquatorialen Luftmassen (Fig. 7), welches darauf hindeutet, dass diese Luftmassen die tropische Zirkulation kaum mitgemacht haben. Der Passat ist aber in diesen Gebieten im Sommer sogar bei  $35^\circ$  n. Br. gut entwickelt, und dies bedeutet demnach eine regelmässige Zufuhr von Luftmassen aus den temperierten in die tropischen Zonen. Diese Luftmassen werden durch den kleineren Luftdruck am Äquator angesogen. (P. Raethjen zeigt (1930 und 1931), dass bei einer Böe nicht die Warmluft von der Kaltluft gehoben wird, sondern dass die Kaltluft von der aufsteigenden Warmluft angesogen wird. Dasselbe Phänomen finden wir am Äquator, wo ein System von Schauern die kälteren Luftmassen der Rossbreiten heransaugt. In beiden Fällen ist die Labilitätsenergie der Warmluftmassen die ausschlaggebende Energiequelle). Der Saugeffekt gegen den Äquator bewirkt demnach sowohl, dass Luftmassen aus der Höhe heruntergesogen werden, als auch dass neue Luftmassen von höheren Breiten immer in die tropische Zirkulation hineingesogen werden. Die physikalisch einfachste Erklärung der Passate ist daher, dass sie hauptsächlich durch die freigemachte Labilitätsenergie am Äquator angesogen sind, während der durchschnittliche Temperaturunterschied zwischen Äquator und Rossbreiten nur eine kleinere Rolle spielt.

Der tiefere Druck am Äquator ist nach dem obigen teilweise eine Folge der Labilitätsenergie, die durch die Schauertätigkeit freigemacht wird. Wenn diese Schauertätigkeit täglichen Perioden unterworfen ist, muss dies notwendigerweise in dem Luftdruck selbst zum Ausdruck kommen. In § 11 ist gezeigt, dass die Labilitätsenergie ein Maximum tags und ein Maximum nachts hat. Dies bewirkt in den Tropen, dass der Niederschlag durchschnittlich ein Maximum um 4 Uhr und um 16 Uhr hat, und es ist sehr bemerkenswert, dass die halbtägige Welle des Luftdruckes genau zu denselben Zeitpunkten Minima zeigt. Die einfachste Erklärung der halbtägigen Welle des Luftdruckes ist daher, dass sie in den Tropen durch die feuchtlabile Schauertätigkeit bedingt ist. In den temperierten Zonen ist sie sowohl durch die Zyklontätigkeit als durch die Schauertätigkeit bedingt. Man muss nämlich auch in der Zyklontätigkeit Maxima zu den Zeitpunkten erwarten, zu denen die Labilitätsenergie ihre Maxima hat. Dies ist auch von Schmauss (1923) im Observationsmaterial von München nachgewiesen worden. Er hat die Einsatzzeiten für 922 Winter- und 803 Sommerdepressionen in den Barogrammen von München untersucht und gezeigt, dass die Parallele mit dem täglichen Gang des Luftdruckes unverkennbar ist. Das Mitschwingen der ganzen Atmosphäre bewirkt dann, dass die halbtägige Welle des Luftdruckes einen sehr gesetzmässigen Verlauf erhält und sich durch Resonanz über die ganze Erde bemerkbar macht, auch in Wüsten wo der Niederschlag fehlt.

Da durch die Passate immer Luftmassen von der höheren Breiten zum Äquator wehen, muss in der Höhe das Gegenteil stattfinden. Es ist daher in thermodynamischer Hinsicht nicht möglich die tropische Zirkulation als ein geschlossenes System zu betrachten, und dies ist für die Zirkulation der temperierten Zonen auch nicht möglich. Dieses ist

schr wichtig, um die Thermodynamik der Atmosphäre zu verstehen, und wir werden später hierauf zurückkommen.

Wenn man aber die Zirkulation zwischen Äquator und Rossbreiten isoliert betrachtet, ohne Rücksicht auf die Herkunft der Luftmassen, sehen wir, dass die Passate durch zwei verschiedene Energiequellen bedingt sind:

1. Die labile Energie der horizontal benachbarten Luftmassen am Äquator und an den Rossbreiten. (In Fig. 7 sind die Luftmassen in 30° n. Br. in allen Niveaus kälter als die Luftmassen in den äquatorialen Gebieten).
2. Die labile Energie der vertikal benachbarten Luftmassen über den Tropen (die Labilitätsenergie).

Diese beiden Energieformen treten in den Tropen besonders über dem Meer derartig auf, dass sie die Passatströme in den unteren Schichten begünstigen. Über den Kontinenten sind aber die Verhältnisse verwickelter, da hier Monsunzirkulationen vorhanden sind, die vollständig dominieren. Die grossen Wüstengebiete in den niederschlagarmen Gebieten der Wendekreise arbeiten auch durch ihre Erhitzung gegen eine passatähnliche Strömung. Die freigemachte Labilitätsenergie am Äquator ist wahrscheinlich ausserdem kleiner über den Kontinenten als über dem Meer. Wenn man die orographisch ausgelösten Schauer an den Küsten ausser Betracht lässt, sind nämlich die Niederschläge über den Kontinenten kleiner als über dem Meer. Alles dies bewirkt, dass die Passate über dem Meer gut entwickelt sind, während ein entsprechendes Phänomen über den Kontinenten fehlt.

#### § 15. Die Zirkulation in den aussertropischen Gebieten.

Die Annahme, dass die Zirkulation der temperierten Zonen eine arbeitvernichtende Maschine vorstelle, ist durchaus unwahrscheinlich. Man kann sich nicht gut denken, dass diese lebhafteste Zirkulation als ein Nebenprodukt der tropischen und der polaren Zirkulation entstände. Es ist nach dem vorangehenden wahrscheinlicher, dass die Labilitätsenergie in der Atmosphäre die Zirkulation der temperierten Zonen erklärt, und wir werden hier diesen Standpunkt genauer untersuchen.

Wir werden versuchen einem Partikelchen während eines Kreisprozesses zwischen einer Zyklone und einer Antizyklone zu folgen, um die verschiedenen energetischen Prozesse klarzulegen. Das Partikelchen startet in den unteren Schichten in einem Gebiet zwischen einer Zyklone und einer Antizyklone und nähert sich allmählich den zentralen Gebieten der Zyklone.

In der Zyklone steigt das Partikelchen recht langsam aufwärts. Die Corioliskräfte bewirken nämlich, dass die in den unteren Schichten zuströmenden Luftmassen abgelenkt werden, wodurch die aufsteigende Bewegung in der Zyklone erschwert wird. Die labile Energie, die wegen der Aufwärtsbewegung des Partikelchens freigemacht wird, wird dadurch gezwungen Luftdruckfall zu bewirken. Dadurch bewirkt das Partikelchen, dass *andere* Luftmassen in Bewegung — und wesentlich Horizontalbewegung — gesetzt werden.

In der Höhe entfernt sich das Partikelchen von der Zyklone, und beginnt in einer Antizyklone die absteigende Bewegung. In den unteren Schichten bewegt sich das Partikelchen wieder gegen die Zyklone und erreicht den Ausgangsort mit derselben Temperatur und Feuchtigkeit wie ursprünglich. Das Partikelchen hat in dieser Weise einen Kreisprozess nach dem Schema der Idealmaschine Fig. 3 durchgemacht. Wir müssen hier auch die durch den Luftdruckfall bewirkte Horizontalbewegungen in Betracht ziehen, wenn wir die Bedingung für eine gleichmässige Zirkulation kennen zu lernen wünschen. Diese Bedingung ist durch die Gleichung auf Seite 28 gegeben:

$$F_2 - F_1 = R_v + R_h$$

wo bei der Zyklontätigkeit die vertikale Reibung  $R_v$  im Verhältnis zur horizontalen Reibung  $R_h$  klein ist.

Wir wollen den stationären Zustand in einer Zyklone näher untersuchen. Der Einfachheit halber betrachten wir erst eine symmetrische Zyklone, z. B. eine tropische Zyklone, die in Wirbel übergegangen ist. Die grössere Reibung in den unteren Schichten bewirkt wie bekannt, dass diese Luftmassen hier eine kleinere Geschwindigkeit erhalten, wodurch die Zentrifugalkräfte nicht mehr mit den Druckgradienten und den Corioliskräften im Gleichgewicht bleiben. Die Luftmassen der unteren Schichten bewegen sich daher immer gegen das Zentrum der Zyklone, und bewirken dadurch, dass die Luftmassen in den zentralen Gebieten der Zyklone aufsteigen. Durch dieses Aufsteigen wird labile Energie freigemacht, und bei einer symmetrischen Zyklone muss dies Labilitätsenergie sein. Diese aus der Labilitätsenergie freigemachte Energie wird dann teils in den vertikal und teils in den horizontal zirkulierenden Luftmassen durch Reibung verbraucht. Die grössere Reibung in den unteren Schichten bewirkt wieder, dass neue Luft sich dem Zentrum nähert, hier aufsteigt u. s. w. Die symmetrische Zyklone ist in dieser Weise durch die Reibung in den unteren Schichten geregelt. Diese Reibung bewirkt, dass die Luft sich allmählich von allen Seiten den zentralen Gebieten der Zyklone nähert und hier gleichmässig aufsteigt. Eine derartig geordnete, langsame Aufströmung der Luftmassen ist notwendig, um die Zyklone lebensfähig zu erhalten. Bei ungeordneter Aufströmung wird nämlich die Labilitätsenergie hauptsächlich in kinetische Energie [bzw. Reibung der Vertikalbewegungen übergehen und nur ein kleiner Teil in Energie der Druckverteilung, welches für das Bestehen der Zyklone notwendig ist. Die Reibung in den unteren Schichten spielt daher eine sehr grosse Rolle in dem Energieumsatz der tropischen Zyklonen. Die gleichmässige Reibung in diesen Schichten ist für das Bestehen der Zyklone von grosser Bedeutung, und dies erklärt weshalb die tropischen Zyklonen nie über Land anfangen und oft sehr schnell sterben, wenn sie selbst kleinere Inseln überqueren. Der ganze Energieumsatz in den tropischen Zyklonen wird in dieser Weise durch die gleichmässige Reibung an der Meeresoberfläche geregelt. So lange sich positive Labilitätsenergie vorfindet, ist die aufsteigende Luft leichter als die umgebende. Bei den tropischen Zyklonen zeigt sich demnach, dass hier eine Scheibe mit warmer, leichter Luft unterhalten wird, deren labile Energie wegen der Corioliskräfte hauptsächlich in die kinetische Energie der horizontalströmenden Luftmassen übergeht.

Bei den Zyklonen der temperierten Zonen bewirken die Fronten, dass sich eine gleichmässige Aufwärtsströmung bildet. Die gleichmässige Reibung in den unteren Schichten ist aber auch hier von grosser Bedeutung für die Entwicklung der Zyklonen. Über den Kontinenten können die orographischen Verhältnisse bewirken, dass die Reibung in den unteren Schichten sehr ungleichmässig wird, wodurch Vertikalbewegung leicht an mehreren *getrennten* Stellen eintritt. In diesen getrennten vertikalen Strömen wird dadurch Labilitätsenergie verbraucht, die für die Zyklontätigkeit verloren geht. Die gleichmässige Reibung in den unteren Schichten spielt aber bei den aussertropischen Zyklonen keine so grosse Rolle wie bei den tropischen Zyklonen. Die Warmfrontflächen bewirken bei den aussertropischen Zyklonen eine langsame, gleichmässige Aufwärtsbewegung über einem grösseren Gebiet, wodurch die Labilitätsenergie der Warmluft auf Grund der Corioliskräfte leicht Luftdruckfall bewirkt. Bei den aussertropischen Zyklonen ist die Aufwärtsbewegung folglich teilweise durch einen Mechanismus geregelt, der von der gleichmässigen Reibung in den unteren Schichten unabhängig ist. Die aussertropischen Zyklonen können sich daher im Gegensatz zu den tropischen auch über den Kontinenten entwickeln, obwohl die Orographie immer störend wirkt.

Die aufsteigende Bewegung bei den Zyklonen der temperierten Zonen geht hauptsächlich bei den Warmfrontflächen vor sich. Wenn die Warmsektorluft positive Labilitäts-

energie besitzt, bildet sich im Regengebiet eine Scheibe von Luft, die auch wärmer als die Warmsektorluft ist. Im Regengebiet wird folglich eine Scheibe gebildet, die nach allen Seiten von kälteren, schwereren umgeben ist. Die labile Energie dieser Scheibe, die von der Warmsektorluft kontinuierlich neugebildet wird, geht auf Grund der Corioliskräfte wesentlich in die kinetische Energie horizontalströmender Luftmassen über.

Die Bildung einer solchen Scheibe warmer, leichter Luft («Scheibenbildung») die in den ersten energieleistenden Stadien der Zyklonen immer im Regengebiet vor sich geht, ist wie man sieht, bei den tropischen Zyklonen nur durch die Labilitätsenergie bedingt. (Die kleinen Wellenstörungen bei der Auslösung der tropischen Zyklonen sind dabei nicht in Betracht gezogen). Bei den Zyklonen der temperierten Zonen ist aber diese «Scheibenbildung» normalerweise etwas komplizierter. Die Labilitätsenergie der Warmluft bewirkt, wie gesagt, dass die Scheibe wärmer als die Warmluft wird. Die Scheibe ist auch selbstverständlich wärmer als die vorliegende Kaltluft und stellt auch im Verhältnis dazu labile Energie dar. Die Zyklonen der temperierten Zonen ist in dieser Weise sowohl durch die Labilitätsenergie als durch die labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen bedingt, und diese einfache Darstellung zeigt, wie diese zwei Energieformen zusammenarbeiten.

Die labile Energie zwei horizontal benachbarter Luftmassen kann im allgemeinen nur schwer in kinetische Energie übergehen, weil die Grenzfläche und die Bewegungsfelder der beiden Luftmassen sich bald so einstellen, dass Gleichgewicht erreicht wird. (Margules 1906, V. Bjerknes 1921). Es entstehen Wellenbewegungen an der Grenzfläche, aber die Wellen zeigen meistens keine Tendenz dazu, in Wirbel überzugehen. Wenn aber eine relativ kleine Luftmasse in kälteren eingebettet ist, kann diese Warmluft nicht das für die stationäre Bewegung notwendige Bewegungsfeld herstellen, und die Warmluft muss auffliessen. Die Bedeutung der Labilitätsenergie liegt demnach darin, dass sie in den Regengebieten Warmluftgebiete herstellt; die an allen Seiten von schwererer Luft umgeben sind. Bei den fertigen tropischen Zyklonen ist die Labilitätsenergie allein imstande diese Warmluftgebiete herzustellen; in den Zyklonen der temperierten Zonen arbeitet sie meistens mit der labilen Energie horizontal benachbarter Luftmassen zusammen.

\* \* \*

Die Antizyklonen der temperierten Zonen sind, rein statistisch betrachtet, bedeutend wärmer als die Zyklonen. Dies hat, wie früher gesagt, immer die grösste Schwierigkeit zum Verständnis der Thermodynamik der temperierten Zonen bereitet. Wie unsere Idealmaschine zeigt, bewirkt der Kreisprozess des Wasserdampfes, dass die absteigenden Luftmassen in den unteren Schichten wärmer als die aufsteigenden sind. Wenn aber die Fläche  $F_2$  in Fig. 3 grösser als die Fläche  $F_1$  ist, wird durch den ganzen Kreisprozess Energie geleistet. Die Antizyklonen sind doch durchschnittlich so warm, dass der Kreisprozess anscheinend Energiezufuhr fordert, sobald wir ein Partikelchen in einer Zyklone aufsteigen und in einer Antizyklone wieder absteigen lassen.

Auf Fig. 8 ist der durchschnittliche Temperaturverlauf in Zyklonen und Antizyklonen über den Britischen Inseln dargestellt. (Dines 1914). Man sieht, dass bis zu ungefähr 10 km Höhe die Temperatur in den Zyklonen tiefer als in den Antizyklonen ist. Daraus ist von verschiedenen Verfassern der Schluss gezogen, dass die vertikale Zirkulation der Troposphäre zwischen den Zyklonen und den Antizyklonen eine arbeitvernichtende Maschine sei. Diese Schlussfolgerung setzt aber folgendes voraus: Erstens dass die Temperaturkurven repräsentativ sind, und zweitens, dass die Zirkulation der temperierten Zonen geschlossen ist. Diese Voraussetzungen sind aber nicht erfüllt, und ich will zeigen, warum dies nicht der Fall ist.

Die Temperaturkurven in Fig. 8 zeigen den durchschnittlichen Temperaturverlauf in Zyklonen und Antizyklonen über den Britischen Inseln. Die Zyklonen über Europa sind aber durchschnittlich im Sterben begriffen und leben auf Kosten ihrer früher erworbenen kinetischen Energie und labilen Energie, die sich im Druckfeld zeigt. Darum wirken sie hier durchschnittlich als eine arbeitvernichtende Maschine, wie die Temperaturkurven für

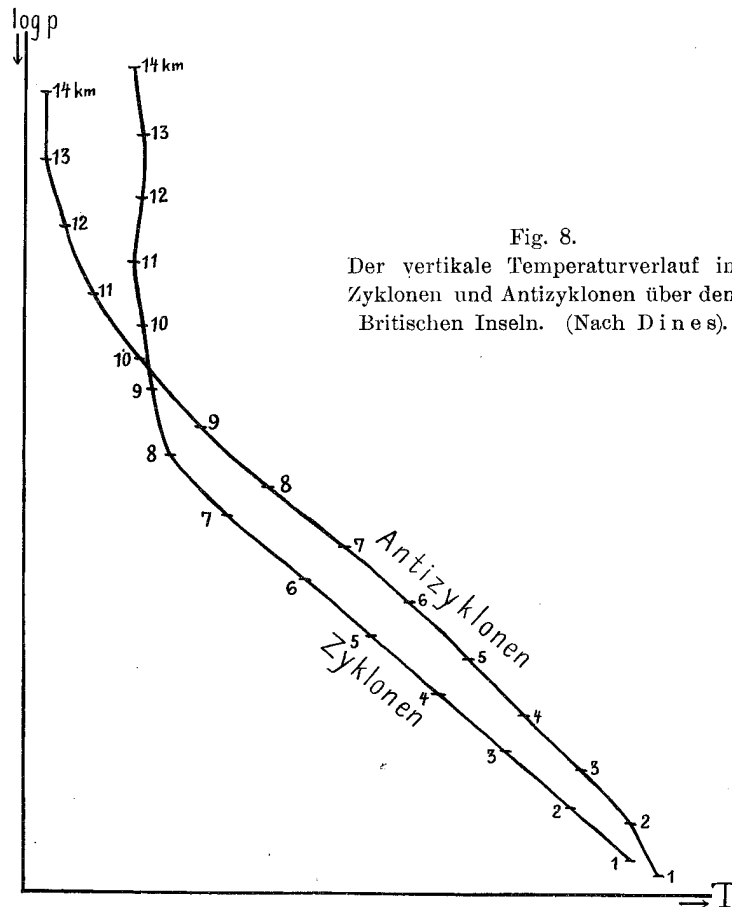


Fig. 8.  
Der vertikale Temperaturverlauf in  
Zyklonen und Antizyklonen über den  
Britischen Inseln. (Nach D i n e s).

die Britischen Inseln zeigen. Wenn wir aber wünschen repräsentative Temperaturkurven für die arbeitende Maschinerie der temperierten Zonen zu finden, müssen wir die Temperaturverhältnisse der Zyklonen in der ganzen temperierten Zone kennen, auch in den Gebieten, in denen die Zyklonen sich vorzugsweise bilden oder stationär halten.

Der durchschnittliche Temperaturverlauf in den Antizyklonen über Europa gibt wahrscheinlich auch keine repräsentativen Kurven für die arbeitende Maschinerie der temperierten Zonen. Die Ursache ist, dass die Zirkulation der temperierten Zonen kein geschlossenes System ist. Luftmassen aus den temperierten Zonen werden immer in die Passate hineingesogen und machen die tropische Zirkulation mit. In der Höhe müssen aber umgekehrt tropische Luftmassen in die temperierten Zonen eindringen, und wenn wir die arbeitende Maschinerie der temperierten Zonen untersuchen wollen, müssen wir auch diese Luftmassen in Betracht ziehen. Diese tropische Luftmassen, die in der Höhe in die temperierten Zonen eindringen, werden dann die Zirkulation der temperierten Zonen mitmachen müssen. Sie steigen in einer Antizyklone ab, und um die Zirkulation zu schliessen, kann man sich dann denken, dass sie wieder als Passate in die Tropen zurückkehren. Die Antizyklonen machen in dieser Weise Gebiete absteigender Luft aus, die aus den Zyklonen, aus den Schauern der temperierten Zonen und aus den Schauern in den äquatorialen Gebieten

stammt. Die Antizyklogen gehören in dieser Weise durchschnittlich der Zirkulation sowohl der tropischen als auch der temperierten Zonen an. Ihre durchschnittliche Temperatur wird dadurch beeinflusst und ist daher nicht repräsentativ für die Zirkulation der *temperierten* Zonen. Aus den durchschnittlichen Temperaturverhältnissen der Zyklonen und Antizyklonen kann man folglich nicht den Schluss ziehen, dass die vertikale Zirkulation zwischen Zyklonen und Antizyklonen eine arbeitvernichtende Maschine darstellt.

Nach dem Satz auf Seite 35 beginnt die vertikale Zirkulation vorzugsweise dort, wo in den Luftmassen schon Labilitätsenergie vorhanden ist. Die Labilitätsenergie macht aufsteigende Bewegungen auch in Gebieten möglich, in denen die Luft kälter und schwerer als in der Umgebung ist. Wenn die Luft in einer Zyklone, obgleich sie kälter als die Luft in den benachbarten Hochdruckgebieten ist, emporsteigt, ist dies in den ersten Stadien der Zyklone durch die Labilitätsenergie der kälteren Luft bedingt. In den späteren Stadien der Zyklone, wenn die Zyklone stirbt, ist die Aufwärtsbewegung in der Zyklone durch die kinetische Energie der Luftmassen bedingt. Die kinetische Energie bewirkt nämlich, wie bekannt, wegen der grösseren Reibung in den unteren Schichten, dass sich in der Zyklone eine gezwungene Aufwärtsbewegung bildet. W. H. Dines sagt (1919) folgendes über die Aufwärtsbewegung in den Zyklonen: «The difficulty is to see by what process this cold air, which one would expect to be sinking, is forced upwards.» Wenn man aber die Labilitätsenergie der Luftmassen in Betracht zieht, ist dieses Verhältnis leicht zu verstehen. Sie bewirkt, dass sich in den ersten, energieleistenden Stadien der Zyklone im Regengebiet immer aufs neue eine Scheibe von warmen, leichteren Luftmassen bildet, wodurch die Aufwärtsbewegungen beginnen. In den späteren Stadien der Zyklone, wenn keine Labilitätsenergie mehr vorhanden ist, bewirkt, wie bekannt, die grössere Reibung der unteren Schichten, dass die zentralen Luftmassen aufwärts gezwungen werden. Die Aufwärtsbewegung in den Zyklonen ist folglich in den ersten und in den sterbenden Stadien der Zyklone von wesentlich verschiedener Art, und wir werden diesen Punkt genauer untersuchen.

Wir betrachten erst die Strömungsvorgänge bei einer sterbenden Zyklone. Wegen der grösseren Reibung in den unteren Schichten strömen die Luftmassen dort nach dem tieferen Druck. Diese Strömung ist horizontal oder aufwärtsgerichtet, weil keine Kräfte tätig sind, die Abwärtsbewegungen bewirken können. Wir betrachten dann eine junge Zyklone mit positiver Labilitätsenergie in der Warmsektorluft. Das Regengebiet ist hier nach allen Seiten wärmer als die umgebenden Luftmassen und versucht aufwärts zu fließen. Wenn aber ein Körper sich in einem Medium bewegt, entsteht hinter dem Körper eine Saugwirkung, wodurch das Medium in Bewegung gesetzt wird. In diesem Falle erhalten wir unter dem Regengebiet eine Saugwirkung, die am grössten ist, wo das Regengebiet seine grösste vertikale Ausdehnung hat. Dieser Saugeffekt macht sich in allen Richtungen geltend, nicht nur horizontal, und in dieser Weise entsteht in der Bewegung der zuströmenden Luftmassen unmittelbar unter der Frontfläche auch eine abwärtsgerichtete Komponente. Diese Abwärtsbewegung unter den Warmfrontflächen ist wohl bekannt und besonders von Stüve (1926) beschrieben. Die sehr rasche Aufheiterung, die man nach den Warmfronten oft hat, ist wahrscheinlich durch eine ähnliche Abwärtsbewegung in der Warmsektorluft bedingt. (Fig. 9).

Je grösser die Labilitätsenergie der Warmsektorluft ist, eine um so grössere absteigende Bewegung der Kaltluft unter der Warmfrontfläche muss man erwarten. Diese Abwärtsbewegung wirkt auflösend auf die Wolken unter der Warmfrontfläche, und wir müssen daher erwarten, dass grosse Labilitätsenergie in der Warmsektorluft sich durch besonders reine Aufzugwolken zeigt. Der Warmfrontaufzug erlaubt in dieser Weise sehr wertvolle Schlüsse über die Stabilitätsverhältnisse der Warmluft. Rein empirisch hat man ja auch in der Bergenerschule und in der Pariserschule schon lange gewusst, dass junge



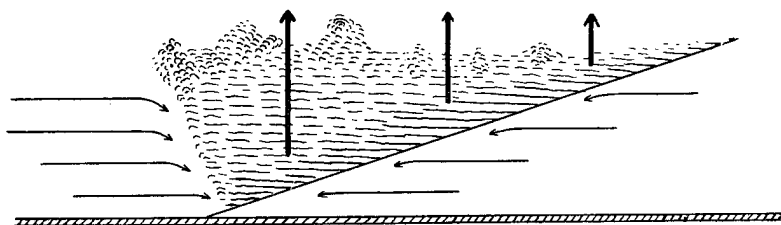


Fig. 9.

Schematische Darstellung des Saugeffekts bei Warmfronten sich vertiefender Zyklonen.

Zyklonen durch besonders reine Aufzugwolken charakterisiert sind. Es wäre wünschenswert diese indirekte Aerologie in das Observationsmaterial des Wetterdienstes hineinarbeiten zu können<sup>1)</sup>.

\*

\*

\*

Die Labilitätsenergie der Luftmassen veranlasst — nach der Art der Auslösung — sowohl Schauertätigkeit als auch Zyklonentätigkeit. Im letzteren Falle geht der grösste Teil der Labilitätsenergie durch Energie der Druckverteilung in die kinetische Energie horizontaler Luftströme über. Die vertikale Zirkulation zwischen den Zyklonen und den Antizyklonen bewirkt in dieser Weise eine *gezwungene* Horizontalzirkulation sowohl zwischen Ost und West als zwischen niedrigeren und höheren Breiten. Diese gezwungene Horizontalzirkulation bewirkt den Luftaustausch zwischen den Rossbreiten und den polaren Gebieten, und wir wollen diese Zirkulation näher betrachten.

Dass die Horizontalzirkulation zwischen Rossbreiten und Pol eine gezwungene ist, bedeutet nicht, dass sie Arbeit vernichtet. Damit ist nur gesagt, dass diese Luftströme an sich nicht die Maschinerie ausmachen, die die Zirkulation im Gange hält. Obwohl also durch diese Horizontalzirkulation Energie freigemacht wird, kann diese Energie nicht die weitere Zirkulation allein bewirken, entweder weil sie zu klein ist, oder weil die Zirkulation sie überhaupt nicht ausnutzt.

Die gezwungene Horizontalzirkulation zwischen Rossbreiten und Pol transportiert warme Luftmassen nordwärts und kalte südwärts. Die warmen Luftmassen werden in den höheren Breiten abgekühlt, die kalten in den niedrigeren Breiten erwärmt. Wir haben folglich hier eine Zirkulation wo Wärme- und Kältequellen eingeschaltet sind. Je nach der Anbringung der Wärmequellen und Kältequellen im Verhältnis zum Druckfeld stellt diese Zirkulation eine arbeitvernichtende oder eine arbeitleistende Maschine dar. Da die Zirkulation horizontal ist, arbeitet die Maschine unabhängig von dem Schwerefeld. Nach dem Satz von Sandström (Seite 23) kann diese Maschine keine Arbeit leisten. Nach dem Satz von Wenger (Seite 23) ist dies aber möglich, wenn die Wärmezufuhr durchschnittlich unter einem höheren Druck vor sich geht, als die Wärmeabgabe. Die mittlere Luftdruckverteilung zwischen Rossbreiten und polaren Gebieten ist auch derartig, dass die Wärmezufuhr bei der horizontalen Zirkulation zweifellos durchschnittlich unter einem höheren Druck vor sich geht als die Wärmeabgabe. Die gezwungene Horizontalzirkulation der temperierten Zonen ist demnach nach dem Satz von Wenger eine arbeitleistende Maschine, obwohl die freigemachten Energiemengen kaum gross sind. Der Druckunterschied zwischen den Wärme- und Kältequellen ist nämlich nicht gross, und die Maschine arbeitet daher sehr unwirtschaftlich.

Obleich die energetischen Leistungen der Horizontalmaschinen so klein sind, dass wir sie ausser Betracht lassen können, ist die Horizontalzirkulation in theoretischer Hinsicht

<sup>1)</sup> Im Züricher Schlüssel war dies auch vorgeschlagen.

von grossem Interesse. Die Zyklontätigkeit ist demnach in jeder Hinsicht energieleistend. Wir haben eine Vertikalzirkulation zwischen Boden und Höhe, die die primäre Ursache der Zyklontätigkeit ist. Dazu kommt eine gezwungene Horizontalzirkulation zwischen niedrigeren und höheren Breiten, die auch einen kleinen Energiebeitrag gibt.

Wir werden dann die Zirkulation im Vertikalplan zwischen niedrigeren und höheren Breiten näher untersuchen. Wie früher gezeigt, deuten die Druckverhältnisse an der Erdoberfläche darauf hin, dass diese Zirkulation nur eine unbedeutende Rolle im Energiehaushalt der Strömungen der temperierten Zonen spielt, und dass folglich andere Maschinen mit anderer Zirkulation vorherrschen. Wir erkennen jetzt, dass die vertikale Zirkulation zwischen Boden und Höhe durch die Zyklonen und Antizyklonen diese vorherrschende Zirkulation ausmacht. Diese vorherrschende Zirkulation bewirkt die gezwungene Horizontalzirkulation, und durch diese Horizontalzirkulation sind wieder Strömungsvorgänge gegeben, die den Temperaturunterschied zwischen niedrigeren und höheren Breiten ausnutzen können. Wenn sich nämlich Luftmassen mit verschiedener Dichte begegnen, werden normalerweise die wärmeren und leichteren Luftmassen etwas aufsteigen und die kälteren etwas sinken. Dadurch sinkt der Schwerpunkt der ganzen Luftmassen, und kinetische Energie wird freigemacht. Diesen Vorgang sehen wir besonders deutlich bei der Zyklontätigkeit, wo bei den Warmfronten und den Kaltfronten die Warmsektorluft am Boden immer durch kältere ersetzt wird. Dieser Prozess ist teilweise ein Teilvorgang der Zirkulation im Vertikalplan zwischen niedrigeren und höheren Breiten. (Wie auf Seite 34 gezeigt, kann die labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen auch aus der Labilitätsenergie entstehen).

Die vollständige Zirkulation im Vertikalplan zwischen niedrigeren und höheren Breiten ist aus dem jetzigen Observationsmateriale nicht zu ersehen, weil die gezwungene Horizontalzirkulation so vollständig überwiegt. Die Zirkulation im Vertikalplan zwischen niedrigeren und höheren Breiten besteht aber zweifellos, und wir werden die Energetik dieser Zirkulation näher betrachten. Die Wärme- und Kältequellen bei dieser Zirkulation sind horizontal sehr weit von einander entfernt, und dies erschwert die Zirkulation, weil die Reibungsarbeit dadurch sehr gross wird. Schon dieser Umstand deutet darauf hin, dass der Temperaturunterschied zwischen niedrigeren und höheren Breiten nur eine mindere Rolle in der Zirkulation der ganzen Atmosphäre spielt. Der durchschnittliche vertikale Abstand zwischen den Wärmequellen und den Kältequellen ist bei der Zirkulation im Vertikalplan zwischen niedrigeren und höheren Breiten schwer zu schätzen. Die Luftmassen werden in den niedrigeren Breiten hauptsächlich in den unteren Schichten erhitzt. In den höheren Breiten werden sie teils in den oberen und teils in den unteren Schichten abgekühlt, und wir haben demnach einen Teil der Wärme- und Kältequellen in einem und demselben Niveau ungefähr unter demselben Druck. Dadurch wird der durchschnittliche Druckunterschied zwischen Wärme- und Kältequellen bei der Zirkulation im Vertikalplan zwischen niedrigeren und höheren Breiten verringert. Dies bedeutet, dass diese Maschine recht unökonomisch arbeitet, und da sie ausserdem eine sehr grosse Reibungsarbeit zu leisten hat, ist es unmöglich, dass diese Maschine die Zyklonen der temperierten Zonen bewirken kann. (Vergleiche auch Bergeron 1928, p. 72). Diese Maschine arbeitet in der Weise, dass sie labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen herstellt, die dann in kinetische Energie übergeht. Diese labile Energie ist aber so zu sagen über grössere Gebiete zerstreut, und erst wenn die gezwungene Horizontalzirkulation Luftmassen mit verschiedener Dichte dicht an einander gebracht und dadurch diese labile Energie an den Fronten räumlich konzentriert hat, liegen Möglichkeiten für ein Freimachen dieser Energie vor. (Bergeron macht (1928, p. 80) auch darauf aufmerksam, dass die Frontogenese nichts anderes als eine Konzentration der labilen Energie horizontal benachbarter Luftmassen ist). Dass die labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen bei

der ganzen Zirkulation nur eine geringere Rolle spielt, zeigt sich deutlich durch die unbedeutende Rolle Grönlands in der ganzen Zirkulation. Obgleich die Kältequelle am Boden hier ungefähr 2000 m höher als gewöhnlich liegt, ist es nicht möglich zu erkennen, dass dies die ganze Zirkulation wesentlich befördert.

Die wichtigste arbeitende Maschinerie der Atmosphäre ist nach diesen Betrachtungen die vertikale Zirkulation zwischen Boden und Höhe, die die labile Energie vertikal benachbarter Luftmassen (Labilitätsenergie) ausnutzt. Die Zirkulation im Vertikalplan zwischen niedrigeren und höheren Breiten, die die labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen ausnutzt, kann auch einen Beitrag zu der kinetischen Energie der Atmosphäre geben. Die gezwungene Horizontalzirkulation kann man dagegen bei quantitativen energetischen Betrachtungen ganz sicher ausser Betracht lassen. In anderen Hinsichten spielt aber die gezwungene Horizontalzirkulation eine grosse Rolle. Sie bedingt die Frontogenesen, bewirkt den Luftaustausch zwischen höheren und niedrigeren Breiten und bewirkt gleichzeitig — in Verbindung mit der Zirkulation im Vertikalplan zwischen niedrigeren und höheren Breiten —, dass der durchschnittliche Temperaturgradient in der Atmosphäre etwas kleiner als der pseudoadiabatische Temperaturgradient wird.

Die Zirkulation im Vertikalplan auf einer Erde mit Wasseroberfläche ist in Fig. 10 schematisch dargestellt. Die dicken Pfeile zeigen die Zirkulation zwischen Boden und Höhe und die dünnen Pfeile die Zirkulation zwischen niedrigeren und höheren Breiten. Die aufwärtsgerichteten dicken Pfeile zeigen die Gebiete, in denen Labilitätsenergie freigemacht wird. Wie man sieht ist keine polare Zirkulation eingezeichnet. Es liegt auch kein Grund vor, eine polare Zirkulation anzunehmen. Die Ostströmung in den polaren Gebieten erklärt sich am einfachsten als die Polseite der gezwungenen Horizontalzirkulation.

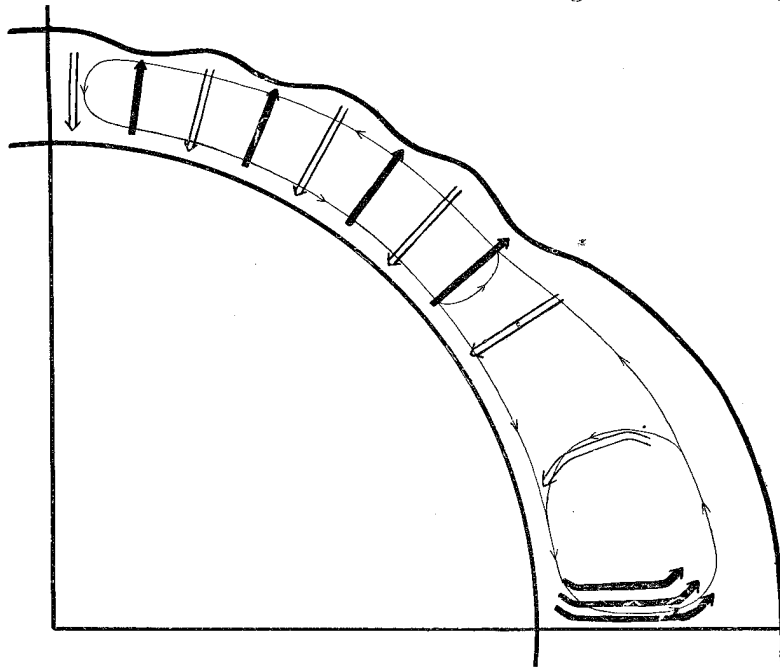


Fig. 10.  
Die Zirkulation im Vertikalplan in der Troposphäre,  
schematisch dargestellt.

Die Anzahl der dicken Pfeile ist in Fig. 10 ganz zufällig gewählt. Jeder Schauer, jede Zyklone und jede Antizyklone bildet ein Glied in der vertikalen Zirkulation zwischen Boden und Höhe, und es ist nur diese Zirkulation, die durch die dicken Pfeile schematisch angedeutet ist.

Die Anzahl der dicken Pfeile ist in Fig. 10 ganz zufällig gewählt. Jeder Schauer, jede Zyklone und jede Antizyklone bildet ein Glied in der vertikalen Zirkulation zwischen Boden und Höhe, und es ist nur diese Zirkulation, die durch die dicken Pfeile schematisch angedeutet ist.

### § 16. Die periodischen Windsysteme.

Wie in § 11 gezeigt, bewirkt der Kreisprozess des Wasserdampfes, dass in den unteren Schichten ein Saugeffekt entsteht. Diesen Saugeffekt haben wir bei der Passatzirkulation aus dem Observationsmaterial klar ersehen können, und es ist deutlich, dass

er in der freien Atmosphäre eine grosse Rolle spielt. In den Antizyklonen sind z. B. mit grosser Wahrscheinlichkeit die Luftmassen durch die Zyklonentätigkeit heruntergesogen.

Der Saugeffekt ist ein Ausdruck dafür, dass Arbeit während eines Kreisprozesses nach aussen abgegeben worden ist. Die Gleichung 15:

$$\Delta q = \oint d\left(\frac{1}{2}v^2\right) + \oint d\Phi - \oint a \mathbf{R} \cdot \mathbf{v} dt - \oint a \frac{\partial p}{\partial t} dt$$

zeigt, dass dies nur durch das letzte Glied möglich ist. Das Glied  $-\oint a \frac{\partial p}{\partial t}$  bezeichnet also in den Energieumwandlungen ein Glied, das direkt oder indirekt imstande ist, Energie auf weit entfernte Luftmassen zu übertragen. Wir haben dies bei der Passatzirkulation und bei der Zyklonentätigkeit schon erkannt, und untersuchen jetzt, welche Bedeutung dieser Saugeffekt bei den periodischen Windsystemen hat.

Wir betrachten einen Fall, bei dem die durchschnittliche Temperatur der Luftmassen über Land und über Meer dieselbe ist. Tags sind folglich die Luftmassen über dem Land am wärmsten, und nachts entsprechend kälter als die Luftmassen über dem Meer. Wenn der Land- und Seewind nur von dem Temperaturunterschied (oder richtiger Dichteunterschied) der Luftmassen abhängig wäre, würden in dieser Situation der Landwind und der Seewind von genau derselben Stärke sein. Im Spätsommer oder Herbst, wenn die Temperatur über Land durchschnittlich dieselbe wie über dem Meer ist, ist aber der Seewind bedeutend stärker als der Landwind. Durchschnittlich kann man sicherlich sagen, dass der Seewind an der Skagerakküste Norwegens zu dieser Zeit zwei bis drei mal grössere Geschwindigkeit als der Landwind hat. Dies besagt, dass die kinetische Energie des Seewindes 4 bis 9 mal so gross wie bei dem Landwinde ist. Die labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen, die durch den Temperaturunterschied der Luftmassen bedingt ist, kann folglich in diesem Falle nur einen Bruchteil der Energie erklären. Wir müssen eine andere Energiequelle haben, die bei dem Seewind 80 % bis 90 % der kinetischen Energie liefert. Da diese Energiequelle nicht die labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen ist, kann sie nur die Labilitätsenergie sein. Die Stärke des Seewindes im Verhältnis zum Landwind gibt in dieser Weise eine Möglichkeit, die Bedeutung der Labilitätsenergie quantitativ zu bestimmen.

Wir betrachten die Stabilitätsverhältnisse der Luftmassen und ihre Bedeutung für den Land- und Seewind näher. Diese Betrachtungen sind den Betrachtungen bei der Idealmaschine in § 10 ganz analog, und ich fasse sie hier daher ganz kurz. Wenn die Luftmassen über dem Land und über dem Meer die ganze Zeit stabil sind, ist die Labilitätsenergie negativ, und sie befördert daher die Zirkulation nicht. Tags haben wir stabile, warme Luft über dem Land und kältere stabile Luft über dem Meer. Wir haben folglich ein System, in dem die isobaren und die isosteren Flächen einander schneiden, und nach dem Zirkulationssatz von Bjerknes (1900) erhalten wir eine Zirkulation, bei der die Luft über dem Meer absteigt und über dem Land aufsteigt. Die absteigende Luft über dem Meer wird aber adiabatisch erhitzt und die aufsteigende über dem Land adiabatisch abgekühlt, und in stabilen Luftmassen wird in dieser Weise der ursprüngliche Temperaturunterschied verkleinert. Die negative Labilitätsenergie der Luftmassen arbeitet in dieser Weise der Zirkulation sowohl tags wie nachts entgegen. In einer derartigen Situation muss man folglich erwarten, dass der Seewind und der Landwind beide schwach sind.

Wenn die Luftmassen positive Labilitätsenergie besitzen, wird die aufsteigende Luft im Verhältnis zu der umgebenden nicht abgekühlt sondern erwärmt, und steigt daher selbständig weiter. Wir erhalten über dem Land am Tage Cumulus- und Schauerbildung, und die Stärke des Seewindes ist mit dieser Cumulusentwicklung eng verknüpft. Über dem Land steigt Luft unter Cumulusbildung und Schauerbildung selbständig aufwärts und

saugt dadurch Luft von dem Meer nach dem Land. Wir haben hier genau dieselbe Erscheinung wie bei den Passaten. Die Passate werden von der Schauer-tätigkeit am Äquator angesogen, und der Seewind wird von der Cumulusbildung und der Schauer-tätigkeit über dem Land angesogen. Nachts ist die Schauer-tätigkeit meistens grösser über dem Meer als über dem Land, und man kann daher sagen, dass der Landwind teilweise von der Schauer-tätigkeit über dem Meer angesogen wird.

Der Seewind seinerseits wirkt dadurch begünstigend auf die Cumulus- und Schauer-bildung, dass er feuchte Luft in die unteren Schichten hineinbringt. Dies zeigt sich sehr deutlich im Materiale von J. Bjerknes und H. Solberg über die Schauer-tätigkeit in Süd-Norwegen. (1921).

Da die Schauer-tätigkeit auf den Seewind befördernd wirkt, muss man erwarten, dass der Seewind an ganz heiteren Tagen recht schwach ist. Dies wird sich besonders in den stabilen Luftmassen eines Hochdruckgebiets geltend machen können. Obgleich die Luftmassen über dem Land in einer derartigen Situation stark erwärmt werden, bleibt der Seewind doch schwach. In Gebieten, wo es im Sommer durchgehend trocken ist, muss man auch erwarten, dass der Seewind recht schwach ist. Dies ist z. B. im Mittelmeer merkbar, und im Roten Meer ist der Land- und Seewind sehr schwach, obgleich die umgebenden Wüsten am Tage sehr erhitzt und nachts sehr abgekühlt werden.

Wir betrachten dann die Monsune, und sehen, dass diese in den Tropen genau wie der Land- und Seewind mit der Schauer-tätigkeit eng verknüpft sind. Die Monsune bringen Regen mit, und man sagt daher, dass der Regen durch die Monsune bewirkt wird. Es besteht aber hier eine Wechselwirkung, und man kann auch sagen, dass die Monsune wenigstens teilweise durch die Schauer-tätigkeit bedingt sind. Die Monsune in den ausser-tropischen Gebieten sind sowohl von der Schauer-tätigkeit wie von der Zyklontätigkeit abhängig. Über den Kontinenten ist die Labilitätsenergie im Sommer grösser als über dem Meer, und wir erhalten daher im Sommer vorzugsweise über den Kontinenten Schauer- und Zyklontätigkeit. Besonders durch die Zyklontätigkeit entsteht ein starker Saug-effekt, der die Luftmassen vom Meer hereinsaugt. Im Winter ist die Labilitätsenergie über den Kontinenten überwiegend stark negativ, während über dem Meer die Labilitäts-energie eine lebhaft Schauer- und Zyklontätigkeit bewirkt. Wir sehen in dieser Weise, dass die Monsune, genau wie die Passate und der Land- und Seewind, hauptsächlich durch Labilitätsenergie getrieben werden und nicht durch labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen.

Der Berg- und Talwind wird wahrscheinlich auch teilweise von der Labilitätsenergie der Luftmassen getrieben. Am Tage bilden sich die Schauer vorzugsweise in den Gebirgen, und saugen in dieser Weise Luftmassen aus den tiefer liegenden und umgebenden Gebieten. Nachts werden die Schauer mehr über den Ebenen ausgelöst, weil die Luftmassen hier von den kälteren Luftmassen, die von den Bergen herunterfliessen, gehoben werden. Es ist aber doch wahrscheinlich, dass bei dem Berg- und Talwind die Labilitäts-energie keine so grosse Rolle wie bei dem Seewind spielt.

In § 11 ist gezeigt, dass der Kreisprozess des Wasserdampfes notwendigerweise bewirkt, dass ein Saugeffekt entsteht, der bewirkt, dass Luft wieder heruntergesogen wird. Dieser Saugeffekt kann als die Hauptursache sämtlicher grösserer Horizontalströme aufgefasst werden, weil er notwendigerweise aus allen Richtungen saugt und dadurch auch horizontal benachbarter Luftmassen in Bewegung setzt. Je stabiler die Luftmassen sind, desto wärmer wird die heruntergesogene Luft im Verhältnis zur Umgebung und desto schwieriger ist es, diese Luftmassen herunterzusaugen. Der Saugeffekt macht sich daher bei stabilen Luftmassen besonders durch Horizontalströme bemerkbar, und je stabiler die Luftmassen sind, desto weiter macht sich die Saugwirkung geltend, weil es dann sehr schwierig ist eine genügende Menge Luft aus der Höhe herunterzusaugen. Der Seewind

wird sich folglich besonders weit von der Küste entfernt geltend machen können, wenn die Luftmassen über dem Meer besonders stabil sind und über dem Land eine grosse Labilitätsenergie besitzen.

### § 17. Der thermodynamische Nutzeffekt (Wirkungsgrad) in der Atmosphäre.

Der Nutzeffekt einer thermodynamischen Maschine ist durch die Grösse  $N = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$  gegeben, wo  $T_1$  die absolute Temperatur der Wärmequelle und  $T_2$  die Temperatur der Kältequelle ist. Je grösser die vertikale Ausdehnung der atmosphärischen Zirkulation wird, um so grösser wird in der Atmosphäre der Unterschied zwischen  $T_1$  und  $T_2$ . In dieser Weise haben Margules (1901) und V. Bjerknes (1916) den Nutzeffekt der atmosphärischen Maschinerie berechnet.

H. U. Sverdrup findet (1917), dass die Wärmezufuhr in der Passatzirkulation im Mittel im Niveau 3000 dyn. m liegt, wo die absolute Temperatur  $285^\circ$  ist, und dass die Wärmeentziehung im Mittel etwa im Niveau 7000 dyn. m stattfindet, wo die Temperatur  $260^\circ$  abs. ist. Daraus ergibt sich ein Nutzeffekt

$$N = \frac{285 - 260}{285} = 8,8\%$$

Bei diesem Verfahren ist der arbeitvernichtende Kreisprozess des Wasserdampfes dadurch berücksichtigt, dass die Wärmequelle 3000 dyn. m gehoben ist. Sverdrup meint, dass dieser Wert 8,8% zu gross sei. Wenn man aber die grosse Höhe der vertikalen Zirkulation in den Tropen in Betracht zieht, ist es wahrscheinlich, dass dieser Wert eher zu klein ist.

Sverdrup berechnet auch auf einem anderen Wege den Nutzeffekt der Passatzirkulation und erhält dann einen bedeutend kleineren Wert. Er berechnet durch die Niederschläge in den Tropen die zugeführte Wärmemenge und aus dem horizontalen Reibungswiderstand die ausgeführte Arbeit. Er erhält in dieser Weise einen Nutzeffekt von 3,2% und bemerkt, dass dieser Wert den wirklichen Verhältnissen besser entspricht als der Wert 8,8%. Diese zwei Werte repräsentieren aber zwei wesentlich verschiedene Verhältnisse, sind daher nicht vergleichbar, und ich werde zeigen, worin dies beruht.

Das Schema Seite 20 zeigt, wie die labile Energie in zwei wesentlich verschiedenen Weisen in kinetische Energie übergehen kann. Bei der Zyklontätigkeit folgen die Energieumwandlungen hauptsächlich der unteren Linie, und es ist daher bei der Zyklontätigkeit berechtigt, die ausgeführte Arbeit aus dem horizontalen Reibungswiderstand zu berechnen. Bei der Schauertätigkeit geht aber, wie in § 8 gezeigt, bis  $\frac{5}{6}$  der labilen Energie in kinetische Energie vertikaler Luftströme über. Bei der tropischen Zirkulation haben wir fast nur Schauertätigkeit, und die Horizontalströmungen in der tropischen Zirkulation machen daher nur einen Bruchteil der freigemachten Energie aus. Ich halte es für wahrscheinlich, dass durch Reibung in den Horizontalströmen ungefähr ein Fünftel der freigemachten Energie verbraucht wird. Man muss nämlich in Betracht ziehen, dass auch in den Passatgebieten bisweilen kleinere geordnete Auslösungen stattfinden, die sich sogar zu tropischen Zyklonen entwickeln können. Dadurch geht die labile Energie nach der unteren Linie im Schema Seite 20 hauptsächlich in die Energie der Druckverteilung über. Die Horizontalströmung in den Passatgebieten macht daher einen grösseren Teil als  $\frac{1}{6}$  der freigemachten Energie aus, und ich halte, wie gesagt,  $\frac{1}{5}$  für einen wahrscheinlicheren Wert.

Sverdrup betrachtet bei der Passatzirkulation nur Horizontalbewegungen und

berechnet aus dem Koeffizienten der inneren Reibung die ausgeführte Arbeit. Bei diesem Koeffizienten ist aber die vertikale Reibung bei der Schauertätigkeit beispielsweise nicht in Betracht gezogen. Die Berechnung von Sverdrup gibt daher nur die Reibungsarbeit in den Horizontalströmen an, und diese Arbeit ist wie gezeigt nur ungefähr ein Fünftel der ganzen Arbeit. Der Wert 3.2 %, den Sverdrup findet, ist folglich nur ein Fünftel des Nutzeffektes der ganzen tropischen Zirkulation, und der thermodynamische Nutzeffekt ist also bei der tropischen Zirkulation ungefähr 16 %. Dieser Nutzeffekt ist bedeutend grösser als der Nutzeffekt 8.8 %, den Sverdrup durch Betrachtungen über die Höhe der Wärme- und Kältequelle findet. Das Material von Sverdrup ist aber recht spärlich, und gestattet daher keine sicheren Schlüsse über die Maschinerie dieser Zirkulation. Es ist im Material keine geschlossene Zirkulation zwischen der Wärme- und der Kältequelle gefunden, und Sverdrup macht auch darauf aufmerksam, dass man aus dem Material nicht den Schluss ziehen kann, dass der mittlere Niveauunterschied zwischen der Wärme- und der Kältequelle etwa 4 000 dyn. m beträgt. Es ist in dem Material, das bis ungefähr 10 dyn. km geht, besonders schwierig, die mittlere Lage der Kältequelle zu bestimmen. In neuester Zeit ist aber eine Arbeit von F. Albrecht erschienen, die gestattet, die mittlere Höhe der Kältequelle zu schätzen. (1931). Er findet, dass die mittlere Höhe der Emissionsschicht in den Tropen ungefähr in 10 km Höhe liegt, und es ist in dieser Verbindung recht interessant, dass im Materiale Sverdrups die grösste Abkühlung eben in dieser Höhe stattfindet. In mitteleuropäischen Breiten liegt nach Albrecht die Emissionsschicht ungefähr in 8 km Höhe. Die mittlere Temperatur der Kältequelle wird hiernach in den Tropen ungefähr 235° abs., und in den temperierten Zonen ungefähr 230° abs. Nach dem Material von Sverdrup liegt, wie gesagt, die Wärmequelle bei der Passatzirkulation ungefähr in 3000 dyn. m, wo die Temperatur 285° abs. ist.

Wenn man die Temperatur der Wärmequelle nach Sverdrup und die Temperatur der Kältequelle nach Albrecht benutzt, erhält man für die tropische Zirkulation einen Nutzeffekt

$$N = \frac{285 - 235}{285} = 17.5 \%$$

Für die aussertropische Zirkulation kann man schätzungsweise die Höhe der Wärmequelle auf ungefähr 2000 m angeben. Die Temperatur ist hier etwa 11° kälter als an der Erdoberfläche, wo man eine durchschnittliche Temperatur 8° C annehmen kann. Die Temperatur der Wärmequelle wird dadurch hier ungefähr 270° abs., und mit diesem Wert erhalten wir für die aussertropische Zirkulation einen Nutzeffekt

$$N = \frac{270 - 230}{270} = 14.6 \%$$

Diese Zahlen sind wahrscheinlich etwas zu hoch. Die Berechnungen von Sverdrup zeigen, dass auch in den unteren Schichten von 4 bis 8 km in Luftmassen, die sehr trocken sind, eine bedeutende Abkühlung stattfindet. Trockene Luft bewirkt nach Albrecht, dass die Emissionsschicht etwas tiefer, also bei höheren Temperaturen liegt, und dies wird sich besonders in den temperierten Zonen geltend machen können, wo die Luftmassen in den höheren Schichten bisweilen sehr trocken sind. Man muss daher erwarten, dass die für den Nutzeffekt angegebenen Zahlen besonders für die temperierten Zonen zu hoch sind. Rein schätzungsweise möchte ich annehmen, dass der thermodynamische Nutzeffekt in den Tropen etwa 16 %, und in den temperierten Zonen etwa 12 % ist. Wie man sieht, haben wir für die tropische Zirkulation in zwei verschiedenen Weisen ungefähr dasselbe Ergebnis erhalten; dies ist ein gutes Zeichen dafür, dass die verein-

fachenden Voraussetzungen, die wir in § 4 und § 8 gemacht haben, mit genügender Genauigkeit in der Atmosphäre gelten.

Falls in den temperierten Zonen der Nutzeffekt 12 % ist, ist folglich die labile Energie die in kinetische Energie übergeht 12 % der zugeführten Wärme. Bei der Schauertätigkeit geht, wie früher gezeigt, ungefähr  $\frac{1}{6}$  der labilen Energie in die kinetische Energie horizontalströmender Luftmassen über. Bei der Schauertätigkeit der temperierten Zonen werden also ungefähr 2 % der zugeführten Wärme durch Reibung in horizontalströmenden Luftmassen verbraucht. Bei der Zyklontätigkeit ist der Energieverbrauch durch Vertikalbewegungen recht klein, mit grosser Wahrscheinlichkeit kleiner als  $\frac{1}{6}$  des gesamten Energieverbrauchs. In den temperierten Zonen, wo der thermodynamische Nutzeffekt schätzungsweise 12 % beträgt, ergibt sich also, dass bei der Zyklontätigkeit höchstens 2 % der labilen Energie durch Vertikalbewegungen und ungefähr 10 % durch Horizontalbewegungen verbraucht werden. Wir sehen demnach, dass in den temperierten Zonen durch Zyklontätigkeit (geordnete Auslösungen) etwa 10 % der zugeführten Wärme in die kinetische Energie horizontaler Luftströme übergeht, bei der Schauertätigkeit (ungeordnete Auslösungen) aber nur 2 %.

Über dem Meer bilden sich die Zyklonen leichter als über den Kontinenten, wo wegen der Orographie, die ungeordneten Auslösungen vorherrschen. Man muss folglich erwarten, dass über dem Meer ein grösserer Teil der zugeführten Wärme in horizontale kinetische Energie übergeht als über den Kontinenten. In der südlichen Hemisphäre, wo die Kontinente einen bedeutend kleineren Teil der Erdoberfläche als in der nördlichen einnehmen, geht folglich ein grösserer Teil der zugeführten Wärme in horizontale kinetische Energie über, und dies ist die physikalische Ursache der grossen Windstärken in diesen Gebieten.

In der Arbeit «Über den Energieverbrauch in der Atmosphäre» kommt Sverdrup (1918) zu dem Resultat, dass etwa 2 % der zugeführten Wärme verbraucht wird, um den Reibungswiderstand in der Atmosphäre zu überwinden. Bei dieser Berechnung ist aber nur die horizontale Reibung in Betracht gezogen, und der ganze Reibungswiderstand muss also bedeutend grösser sein. 2 % ist mit grosser Wahrscheinlichkeit auch ein zu kleiner Wert für den horizontalen Reibungswiderstand. Die thermodynamischen Betrachtungen in diesem Abschnitt machen es wahrscheinlicher, dass zwischen 4 und 6 % der zugeführten Wärme durch horizontale Reibung verbraucht werden.



## Kapitel IV. DIE VERTIKALE ZIRKULATION DER GESAMTEN ATMOSPHERE.

### § 18. Einleitung.

Im dritten Kapitel ist gezeigt, dass die atmosphärische Maschinerie hauptsächlich durch die Labilitätsenergie getrieben wird. Die energieleistenden Prozesse müssen wir daher hauptsächlich in der Troposphäre erwarten, da in der stabilen Luft der Stratosphäre keine Labilitätsenergie vorhanden ist.

Die Bedeutung der Stratosphäre für die Vorgänge in der ganzen Atmosphäre wird von den verschiedenen Verfassern sehr verschieden gedeutet, ganz besonders, wo sie die Luftdruckschwankungen betrachten. Die deutsch-österreichische meteorologische Schule von Exner und Ficker sieht in stratosphärischen Vorgängen die primäre Ursache der atmosphärischen Störungen, während nach der «Bergener Schule» die atmosphärischen Störungen sich in der Troposphäre bilden und entwickeln. Nach der «Bergener Schule» wären folglich die Störungen in der Stratosphäre als Sekundär-Phänomene zu betrachten, die durch Vorgänge in der Troposphäre hervorgerufen sind. Palmén hat in einer Reihe wertvoller Arbeiten diesen Punkt ausführlich behandelt (1931, 1932), und zeigt, dass troposphärische Prozesse, wenigstens bei allen kräftigeren Luftdruckänderungen, bestimmend sind. Palmén behandelt aber nur die Entstehungsweise der stratosphärischen Störungen und hat das Energieproblem ganz ausser Acht gelassen. Wir werden in diesem Kapitel die Bedeutung der Stratosphäre durch energetische Betrachtungen studieren, und haben bei diesen Betrachtungen den Vorteil, dass wir nie im Zweifel sind, welche Vorgänge primär und welche sekundär sind.

Da die labile Energie als die primäre Ursache der atmosphärischen Störungen betrachtet werden kann, ist es vorteilhaft, zunächst die labile Energie in der Troposphäre und ihre Bedeutung für die stratosphärischen Störungen näher zu untersuchen. Wir betrachten daher die Zyklontätigkeit und ihren Einfluss auf die Stratosphäre genauer.

### § 19. Die Bewegung der Tropopause.

Bei der Zyklontätigkeit strömen die Luftmassen wegen der grösseren Reibung in den unteren Schichten nach den zentralen Gebieten der Zyklone und strömen hier aufwärts. In den oberen Schichten strömt entgegengesetzt Luft aus den zentralen Gebieten, und im stationären Zustand ist die Einströmung in den unteren Schichten und die Ausströmung in den oberen von genau derselben Grösse. Wenn sich aber die Zyklone vertieft, muss aus den oberen Schichten mehr Luft ausströmen als es in die unteren einströmt. Bei der Zyklontätigkeit ist nämlich wie von Hesselberg und Friedmann gezeigt (1914) die statische Gleichung  $\frac{dp}{dz} = -\rho g$  mit einer Genauigkeit von  $\frac{1}{1000}$  gültig, und das Barometer gibt daher annähernd das Gewicht der oberliegenden Luft an. Ein Druckfall am Erdboden zeigt daher, dass in den obenliegenden Schichten Luft entfernt wird. Diese «Auspumpung» in den oberen Schichten lässt sich durch sämtliche bisherigen Zyklontheorien nicht erklären.

Bei der Zyklontheorie, die in dieser Arbeit vorgelegt ist, ist die Energiequelle der

Zyklonentätigkeit in der labilen Energie zu suchen. Die Zyklone wird sich folglich vertiefen können, wenn in den Luftmassen positive labile Energie vorhanden ist. Wenn unsere Theorie richtig ist, muss folglich das Freimachen von labiler Energie eine vergrösserte Ausströmung in den oberliegenden Schichten bewirken können.

Um eine möglichst einfache Darstellung dieser Vorgänge zu erhalten, betrachten wir erst eine inkompressible Flüssigkeit, die in einem zylindrischen Gefäss in Rotation gesetzt ist. Wir setzen voraus, dass keine Reibung vorhanden ist, und dass die Bewegung stationär ist. In jedem Niveau herrscht dann Gleichgewicht zwischen horizontalen Gradientenkräften, Zentrifugalkräften und Corioliskräften.

Wir denken uns jetzt, dass im zentralen Gebiet des Gefässes sich ein Reservoir  $R$  befindet, dass die Flüssigkeit ungehindert durchströmen kann. Wir setzen voraus, dass das Reservoir die Eigenschaft hat, dass die sich darin befindende Flüssigkeit eine geringere Dichte als die umgebende Flüssigkeit erhält. Die Flüssigkeit im Reservoir wird daher versuchen, aufwärts zu fliessen. Im Gefäss mit Reservoir erhalten wir dann eine vertikale Strömung, die auf Fig. 11 eingezeichnet ist. Wir denken uns weiter, dass das Reservoir so gross ist, dass das Auffliessen durch die Corioliskräfte etwas erschwert wird.

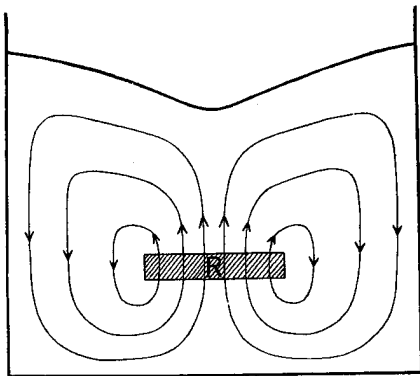


Fig. 11.

Wir betrachten jetzt die Gradientenkräfte in der Flüssigkeit ohne Reservoir in zwei verschiedenen Niveaus. Da die Flüssigkeit inkompressibel ist, sind die horizontalen Gradientenfelder in den zwei Niveaus einander genau gleich. Wenn wir aber das beschriebene Reservoir einschalten, tritt eine Veränderung ein. In den Niveaus über dem Reservoir bleiben die horizontalen Gradientenkräfte dadurch unverändert, nicht aber in den Niveaus unter dem Reservoir. Hier

bewirkt die kleinere Dichte im Reservoir, dass der Druck in zentralen Gebieten etwas verkleinert wird, während der Druck in den äusseren Gebieten unverändert ist. Die horizontalen Gradientenkräfte werden dadurch vergrössert, und wir erhalten daher in den unteren Schichten eine schnellere Rotation als in den oberen. Die Partikeln in den unteren Schichten haben folglich ein grösseres Rotationsmoment als die entsprechenden Partikeln in den oberen Schichten. Dieses Rotationsmoment behalten die Partikeln bei der Aufwärtsbewegung bei, und sie langten daher in den oberen Schichten mit einer grösseren Rotation an als die ursprünglichen Partikeln in diesen Niveaus. Die Zentrifugalkräfte werden dadurch vergrössert, und das ursprüngliche Gleichgewicht zwischen Gradientenkräften, Zentrifugalkräften und Corioliskräften wird dadurch aufgehoben. Durch die vergrösserte Zentrifugalkraft werden die Partikeln aus den oberen Schichten hinausgeschleudert, das Reservoir bewirkt mit anderen Worten eine «Auspumpung» in den oberliegenden Schichten. Der horizontale Druckgradient wird dadurch in allen Niveaus vergrössert, und dadurch wird auch die Rotation der Flüssigkeit vergrössert. Gleichzeitig vertieft sich die Oberfläche der Flüssigkeit in den zentralen Gebieten.

So lange das beschriebene Reservoir in der Flüssigkeit existiert, sind die horizontalen Gradientenkräfte in den unteren Niveaus immer grösser als die entsprechenden horizontalen Gradientenkräfte in den oberen. Die Rotation der Flüssigkeit wird daher immer vergrössert, und ohne Reibung ist es überhaupt nicht möglich mit diesem Reservoir in der Flüssigkeit einen stationären Zustand zu erreichen.

Wir betrachten dann die Verhältnisse bei einer symmetrischen Zyklone. Wir setzen voraus, dass die Partikeln sich in Zirkeln um die Achse bewegen, und dass in allen Niveaus Gleichgewicht zwischen horizontalen Gradientenkräften, Zentrifugalkräften und

Corioliskräften herrscht. Wir werden unter diesen Voraussetzungen die Gradientkräfte in den verschiedenen Niveaus untersuchen.

Wir betrachten die Gleichung 1:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + \nabla\Phi + \alpha\nabla p - 2\mathbf{q} \times \mathbf{v} - \alpha\mathbf{R} = 0.$$

Bei dieser Bewegung ist  $\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{v^2}{r}$ , wo  $r$  der Abstand von der betrachteten Partikel bis zur Achse ist. So lange wir uns in derselben Niveauläche der Schwere halten, ist  $\nabla\Phi = 0$ . Die Reibung, die pro Masseneinheit  $\alpha\mathbf{R}$  ist, setzen wir vorläufig ausser Betrachtung. In einer Niveauläche wird  $\alpha\nabla p$  die horizontale Gradientkraft pro Masseneinheit. Die Gleichung 1 können wir folglich in diesem Fall so schreiben:

$$\frac{v^2}{r} + \alpha\nabla p - 2\mathbf{q} \times \mathbf{v} = 0.$$

Wenn die Geschwindigkeit  $v$  und der Abstand  $r$  von der Achse unverändert sind, sehen wir, dass die horizontale Gradientkraft pro Masseneinheit auch dieselbe bleibt. Wenn folglich eine Partikel ihr Niveau, nicht aber ihren Abstand von der Achse ändert, ist sie immer in horizontalem Gleichgewicht, da die horizontale Gradientkraft, die Zentrifugalkraft und die Corioliskraft dadurch unverändert bleiben. Wenn sämtliche Partikeln auch dasselbe Rotationsmoment haben, können sich die Partikeln in jeder Richtung bewegen, ohne dadurch den horizontalen Gleichgewichtszustand zu stören.

Wir betrachten dann die gleichen Verhältnisse bei hinzutretender Reibung. Wegen der grösseren Reibung in den unteren Schichten strömt hier wie bekannt Luft nach dem tieferen Druck und steigt in den zentralen Gebieten aufwärts. Wenn in den Luftmassen der Zyklone positive Labilitätsenergie vorhanden ist, wird dann die aufsteigende Luft wärmer und leichter als die umgebenden Luftmassen in demselben Niveau. Dieses Verhältnis besteht, so lange in den Luftmassen positive Labilitätsenergie vorhanden ist. Die positive Labilitätsenergie bewirkt folglich, dass sich in den zentralen Gebieten der Zyklone eine Scheibe warmer Luft bildet, die genau denselben Effekt wie das oben beschriebene Reservoir hat. Diese Scheibe existiert, so lange in den Luftmassen positive Labilitätsenergie vorhanden ist, der horizontale Druckgradient wird dadurch in den unteren Schichten immer vergrössert, und dies bewirkt, dass die aufsteigende Luft aus den oberen Schichten, weil sie ihr Rotationsmoment behält, hinausgeschleudert wird.

Bei den asymmetrischen Zyklonen mit Warmsektor bildet sich, wie im § 15 beschrieben, im Regengebiet eine Scheibe von Luft, die nach allen Seiten wärmer und leichter als die umgebenden Luftmassen ist. Diese Scheibe besteht, so lange in der Warmsektorluft positive Labilitätsenergie vorhanden ist. Sie wird von der Warmsektorluft kontinuierlich neugebildet und hat denselben Effekt, wie das oben beschriebene Reservoir. Die «Scheibenbildung» bei der Zyklonentätigkeit bewirkt folglich, dass aus den obenliegenden Schichten Luft hinausgeschleudert wird. Es gilt folglich ganz allgemein folgendes: *Wenn bei geordneten Auslösungen labile Energie freigemacht wird, bewirkt dies eine «Auspumpung» in den obenliegenden Schichten.*

Man muss annehmen können, dass bei der Zyklonentätigkeit die Ausströmung ungefähr in der Höhe vor sich geht, in der die aufsteigende Luft wieder Luftmassen von derselben Dichte erreicht. (Auf Fig. 4 in der Höhe  $z$ ). In dieser Höhe wird die Luft bei einer sich vertiefenden Zyklone hinausgeschleudert, und es entsteht dadurch in dieser Höhe in den zentralen Gebieten der Zyklone ein Saugeffekt, der sich sowohl bei der untenliegenden wie auf der obenliegenden Luft geltend macht. Die hinausgeschleuderte Luft saugt folglich teils untenliegende Luft aufwärts und teils obenliegende Luft abwärts

In dieser Weise erklärt man die tiefe Lage der Tropopause bei der Zyklontätigkeit als ein Sekundärphänomen bei der Vertiefung der Zyklone.

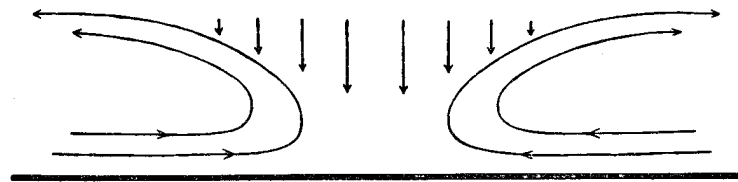


Fig. 12.

Die vertikale Strömung bei einer tropischen Zyklone.

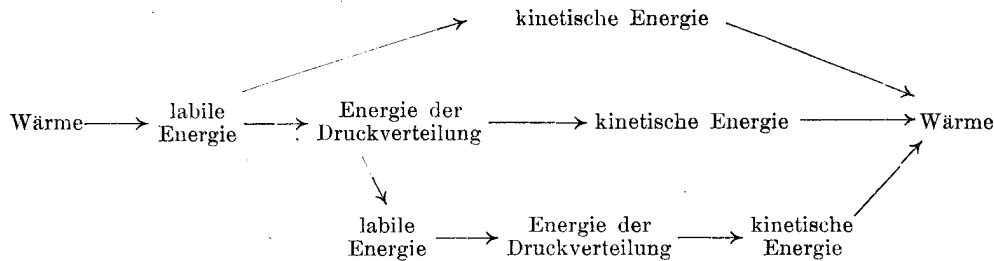
Bei den tropischen Zyklonen, wo die Vertiefung sehr gross ist, muss man einen entsprechenden grossen Saugeffekt erwarten, der die obenliegenden Luftmassen tief heruntersaugt. Die adiabatische Erhitzung der heruntergesogenen Luft verhindert die aufsteigende

Bewegung in den zentralen Gebieten, und daher muss man bei den tropischen Zyklonen die Aufwärtsbewegung rings um das Zentrum erwarten. In den späteren Stadien der tropischen Zyklonen muss man daher eine vertikale Strömung wie auf Fig. 12 angedeutet erwarten, und in dieser Weise erklärt sich das «Auge» des Sturmes in den grossen tropischen Zyklonen.

\* \* \*

Wir sind jetzt imstande den Energiehaushalt der Zyklonen recht genau darzustellen. Ursprünglich ist in den Luftmassen labile Energie vorhanden, die mindestens teilweise in der Form von Labilitätsenergie vorliegt. Durch geordnete Auslösungen geht diese Energie in die Energie der Druckverteilung über. Die Energie der Druckverteilung geht teils in die kinetische Energie der umgebenden Luftmassen über, und teils bewirkt sie durch Umwege, wie oben gezeigt, dass Luft aus der Höhe heruntersogener wird. Diese heruntergesogene Luft wird adiabatisch erhitzt, wird dadurch leichter als die umgebenden Luftmassen in demselben Niveau und stellt daher im Verhältnis zu der Umgebung labile Energie dar. Man kann demnach sagen, dass die Energie der Druckverteilung teilweise wieder in labile Energie übergeht. Die räumliche Verteilung der labilen Energie wird aber dadurch wesentlich geändert. Je mehr sich die Zyklone vertieft, um so grössere labile Energiemengen werden in der Stratosphäre durch absteigende Bewegung aufgespeichert. Wenn die Zyklone stirbt, hebt sich wieder die heruntergesogene Luft, wodurch wieder Energie freigesetzt wird. Durch Energie der Druckverteilung geht dann die labile Energie der Stratosphäre in kinetische Energie über. Die energetische Bedeutung der Stratosphäre ist folglich, dass sie in den ersten, energieleistenden Stadien der Zyklone Energie aufspeichert, die in den späteren, sterbenden Stadien wieder frei wird. Man sieht in dieser Weise, wie die Zyklonen sich in der Troposphäre bilden und sich dann immer höher geltend machen, um zuletzt in der Stratosphäre zu sterben.

Wenn wir die Aufspeicherung von labiler Energie in der Stratosphäre in Betracht ziehen, können wir das Schema auf Seite 20 in folgender Weise vervollständigen:



Das vollständige Schema über den Energieverlauf in der Atmosphäre.

Die labile Energie in der unteren Linie stellt die labile Energie horizontal benachbarter Luftmassen in der Stratosphäre dar, die in den sterbenden Stadien der Zyklone durch Energie der Druckverteilung in kinetische Energie übergeht.

Wie man sieht folgen die Energieumwandlungen in der Atmosphäre drei Hauptlinien. Die Schauertätigkeit folgt hauptsächlich den zwei oberen Linien, die Zyklontätigkeit hauptsächlich den zwei unteren. Es ist hier notwendig, darauf aufmerksam zu machen, dass das Schema nur die Hauptlinien der Energieumwandlungen darstellt. Die meisten Prozesse sind ja reversibel, und die kinetische Energie kann z. B. auch in labile Energie und in Energie der Druckverteilung übergehen. Der normale Energieverlauf in der Atmosphäre ist aber durch dieses vollständige Schema dargestellt.

Der vertikale Temperaturverlauf in der Troposphäre ist der Art, dass aufsteigende Luft durchschnittlich ungefähr dieselbe Temperatur wie die Umgebung hat. In der isothermen Stratosphäre wird aber absteigende Luft bedeutend wärmer als die umgebenden Luftmassen. Wir müssen daher erwarten, dass wir bei der Zyklontätigkeit die grössten Temperaturänderungen in der Stratosphäre erhalten. Es ist auch von Schedler (1914) gezeigt, dass die interdiurnen Temperaturschwankungen in 12 km Höhe ein Maximum haben; in dieser Höhe sind sie sogar mehr als doppelt so gross wie am Boden. Eine statistische Analyse über die Luftdruckänderungen am Boden wird daher zeigen, dass der Hauptsitz der Druckänderungen in der Stratosphäre liegt. Dies ist aber ein sekundäres Phänomen, das durch Vorgänge in der Troposphäre erzwungen wird. Der Druckfall in der Stratosphäre ist durch die Zyklontätigkeit in den unteren Schichten bedingt, und die tiefe Lage der Tropopause folgt der Zyklone in den ersten Stadien. Wenn aber die Zyklone stirbt, sind die Vorgänge in der Troposphäre nicht mehr imstande, die Verhältnisse in der Stratosphäre zu regulieren. Die Bewegungen der Tropopause können dann mehr als freie Schwingungen auftreten, die sich in den letzten Stadien der Zyklone ganz von den Vorgängen in der Troposphäre trennen können. Wir erhalten in dieser Weise Druckänderungen am Boden, die nur durch Vorgänge in der Stratosphäre bedingt sind, und diese Druckänderungen können selbstverständlich anderswo, wo labile Energie zur Verfügung steht, durch Auslösung neuer Energie freimachen.

#### § 20. Die Zirkulation zwischen Troposphäre und Stratosphäre.

In einer der Arbeiten von Palmén (1931) ist ein sehr wichtiges Problem erwähnt, nämlich die Auflösung und die Neubildung der Tropopause. Im Material Palméns zeigt es sich, dass die heruntergesogenen Luftmassen bei weitem nicht so warm sind, wie man erwarten sollte. Das Material zeigt ziemlich deutlich, dass die untere Grenze der Stratosphäre in der Höhe von 5.1 km liegt. Die Temperatur hier ist aber nur ungefähr  $-30^{\circ}$  C.; wenn man in Betracht zieht, dass diese Luftmassen ungefähr 4 km heruntergesogen sind und ursprünglich eine Temperatur ungefähr  $-55^{\circ}$  gehabt haben, sollte man eine Temperatur ungefähr  $-15^{\circ}$  erwarten. Sie sind also ungefähr um  $15^{\circ}$  abgekühlt, und die einzige Möglichkeit ist, dass dies, wie Palmén auch erwähnt, durch Wärmeausstrahlung bedingt ist. Die bedeutende Erwärmung der heruntergesogenen Luftmassen bewirkt, dass das Strahlungsgleichgewicht gestört wird. Da die heruntergesogene Luft sehr trocken ist, liegt nach Albrecht (1931) die Emissionsschicht tiefer als normal, was auch bewirkt, dass die Abkühlung der Luft erleichtert wird. Wenn die Zyklone stirbt und die heruntergesogene Luft wieder auffliesst weil sie wärmer als die umgebenden Luftmassen ist, kann sie wegen der stattgefundenen Abkühlung nicht ihre ursprüngliche Lage erreichen. Sie ist jetzt in einer tieferen Lage im Gleichgewicht mit

den umgebenden Luftmassen, und keine Kräfte sind tätig, die sie höher bringen können. Durch die Zyklontätigkeit wird in dieser Weise Luft aus der Stratosphäre gezwungen, eine tiefere Lage einzunehmen; die Tropopause bildet sich wegen der Strahlungsverhältnisse nach einer Zeit in ihrer ursprünglichen Höhe neu, und die Zyklontätigkeit bewirkt somit in dieser Weise, dass Luft aus der Stratosphäre in die Troposphäre hereingesogen wird.

Da in den oberen Schichten der Zyklogen immer Luft aus der Stratosphäre in die Troposphäre eindringt, müssen wir notwendigerweise in anderen Gebieten einen Lufttransport aus der Troposphäre in die Stratosphäre haben. Wir können erwarten, diese Gebiete dort zu finden, wo die Tropopause sich hebt und die oberen Luftmassen in der Troposphäre kälter als normal werden. Dies findet erstens in den Antizyklonen und zweitens in den Tropen statt.

Nach den Arbeiten von Palmén (1931) und Runge (1931) kann man es als entschieden betrachten, dass in der oberen Troposphäre in den Antizyklonen keine absteigende Luftbewegung herrscht, sondern dass man hier aufsteigende Bewegung hat. Die hohe Lage und tiefe Temperatur der Stratosphäre über einer Antizyklone ist daher nach Palmén ein dynamischer Hebungseffekt. Man muss erwarten, dass die Luft dadurch kälter als die Temperatur des Strahlungsgleichgewichtes wird, und dass hier durch Strahlung eine Erwärmung eintritt. Durch diese Erwärmung wird sich die Tropopause in einer tieferen Lage neubilden können, und in dieser Weise erhalten wir aus der Troposphäre einen Lufttransport in die Strato-

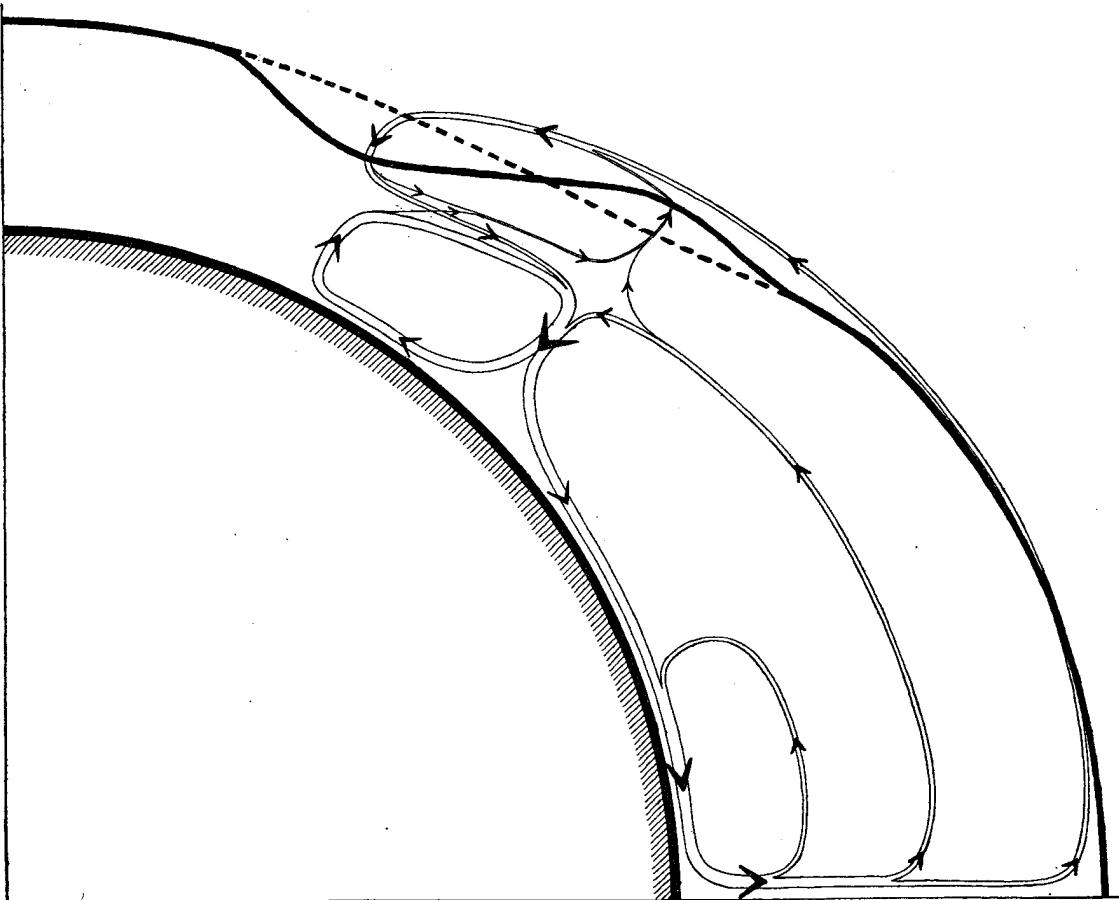


Fig. 13.

Die vertikale Zirkulation zwischen einer Zyklone, einer Antizyklone und den Tropen, schematisch dargestellt.

sphäre. Ich halte es aber für wahrscheinlich, dass die Lufttransport Troposphäre—Stratosphäre in den Antizyklonen im Verhältnis zu dem entgegengesetzten Transport in den Zyklonen recht klein ist. Den grössten Lufttransport aus der Troposphäre muss man nämlich in den Tropen erwarten. Hier bewirkt nach Albrecht (1931) die Konvektion, dass die Tropopause sehr hoch liegt, und dass die Temperatur der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre stark sinkt. Diese Temperatur ist mit grosser Wahrscheinlichkeit bedeutend tiefer als die Temperatur des Strahlungsgleichgewichtes, und wir müssen daher in der oberen Troposphäre und der unteren Stratosphäre auf Grund der Strahlung eine bedeutende Erwärmung erwarten. Diese Erwärmung bewirkt, dass die Tropopause eine Tendenz hat, sich in einer tieferen Lage neuzubilden. Die Höhe der Tropopause ist in dieser Weise von der Konvektion und von der Erwärmung in den oberen Schichten abhängig, und die Erwärmung bewirkt, dass Troposphärenluft immer in Stratosphärenluft verwandelt wird.

Wie man aus dem Obenstehenden ersieht, gibt es eine Zirkulation zwischen der Troposphäre und der Stratosphäre. Die Zyklonen saugen Luft aus der Stratosphäre, und in den Antizyklonen und besonders in den tropischen Gebieten strömt Luft wieder zurück in der Stratosphäre. Es ist uns in dieser Weise gelungen, die Hauptzüge der vertikalen Zirkulation in der gesamten Atmosphäre zu finden. Diese Zirkulation ist rein schematisch in Fig. 13 dargestellt. Man sieht hier die Zirkulation zwischen einer Zyklone, einer Antizyklone und den tropischen Gebieten. Die tropische Zirkulation ist demnach mit den Zyklonen und den Antizyklonen der temperierten Zonen eng verknüpft, und es ist daher bei thermodynamischen, energetischen Betrachtungen nicht immer gestattet, die Zirkulation der temperierten Zonen und die Zirkulation der Tropen getrennt zu betrachten.

### § 21. Die Perlmutterwolken.

Bei grossen Zyklonen ist zu erwarten, dass die absteigende Bewegung in der Atmosphäre sich in ziemlicher Höhe geltend macht. Wenn man die ausserordentlich kleine vertikale Ausstreckung unserer Atmosphäre im Verhältniss zu den horizontalen Dimensionen der Zyklonen in Betracht zieht, ist unbedingt anzunehmen, dass man bei grossen Zyklonen in der ganzen Stratosphäre bis zur Ozonschicht, also bis zu 50 km Höhe, absteigende Bewegung hat. Dadurch wird es möglich, dass die warme Luft in dieser Schicht heruntergesogen wird und in Niveaus gelangt, in denen das Strahlungsgleichgewicht bedeutend tiefer liegt. Obgleich die heruntergesogene Luft adiabatisch erwärmt wird, ist es doch möglich, dass sie in den unteren Schichten so viel Wärme ausstrahlt, dass sie abgekühlt wird. Wenn die Luftmassen der Ozonschicht Wasserdampf enthalten, ist es möglich, dass in den Schichten unter der Ozonschicht Kondensation stattfindet, und in dieser Weise kann man die Bildung von Perlmutterwolken erklären.

Nach den photogrammetrischen Bestimmungen von Störmer (1927 und 1932) liegen die Perlmutterwolken in einer Höhe zwischen 20 und 30 km. Die Perlmutterwolken treten in drei wesentlich verschiedenen Weisen auf. Im letzten Winter wurden in Oslo mehrmals Perlmutterwolken beobachtet, und es gelang mir, über diese verschiedenen Stadien der Perlmutterwolken genaue visuelle Beobachtungen zu machen.

Die ersten Spuren von Perlmutterwolken bestehen darin, dass die blaue Farbe des Himmels etwas dunkler wird. Keine Konturen sind sichtbar, und man wird auf dieses Phänomen nur dadurch aufmerksam, dass man in Situationen, bei denen man Perlmutterwolken erwartet, den Himmel genau beobachtet. Nach einer Weile bilden sich die charakteristischen graublauen, wellenförmigen und oft schwach irisierenden Wolken. Das nächste Stadium besteht darin, dass sich vereinzelt, leuchtende und bisweilen irisierende Wolken

mit scharfen Konturen bilden, deren lebhaftes Farbenspiel die Ursache des Namens «Perlmutterwolke» ist. Es fällt aber natürlich, sämtliche Wolken in diesen Höhen als Perlmutterwolken zu charakterisieren, auch wenn sie nicht irisieren.

Die Perlmutterwolken bilden sich normalerweise in Gebieten mit lebhafter Zyklontätigkeit. In Oslo werden sie meistens bei westlichen und nördlichen Winden beobachtet, in Situationen, bei denen oft gleichzeitig Föhn auftritt. Wie Störmer (1932 a) erwähnt, ist es wahrscheinlich, dass die Perlmutterwolken über grossen Zyklonen ein recht häufiges Phänomen sind, dass man sie aber nur selten sehen kann, weil der Himmel im allgemeinen bewölkt ist. Da über grossen Zyklonen in der Stratosphäre eine absteigende Bewegung stattgefunden hat, zeigen die Perlmutterwolken, dass in den oberen Schichten der Stratosphäre notwendigerweise wärmere und relativ wasserdampfreiche Luft vorhanden sein muss. Da die Perlmutterwolken durch Abkühlung der heruntergesogenen Luft entstehen, kann die heruntergesogene Luft nicht zu ihrem ursprünglichen Platz zurückkehren, wenn die Zyklone stirbt. Wir erhalten folglich in der ganzen Stratosphäre wegen der Zyklontätigkeit eine vertikale Zirkulation, die sich mindestens bis an die wärmere Luft der Ozonschicht geltend macht. Wir müssen folglich bis an die Ozonschicht ungefähr dieselbe Gasmischung wie in der Troposphäre erwarten. Der Wasserdampf, der durch die Perlmutterwolken aus der Ozonschicht entfernt wird, kann aber durch diese vertikale Zirkulation nicht zur Ozonschicht zurückkommen, da die kalte Luft der Stratosphäre nicht genügend Wasserdampf enthalten kann. Durch die Perlmutterwolken wird folglich immer Wasserdampf aus der Ozonschicht entfernt, und die normale vertikale Zirkulation kann dies nicht kompensieren. Der Wasserdampf der Ozonschicht muss folglich auf anderen Wegen hinaufgekommen sein, und die einzige Möglichkeit ist, dass dies durch Vulkanausbrüche geschehen ist. Durch die Eruptionen werden ungeheure Mengen Wasserdampf entwickelt und in die Atmosphäre hinausgeschleudert. Die abnormen Dämmerungserscheinungen nach dem Ausbruch Krakataus zeigen, dass in diesem Falle ungeheure Mengen vulkanischen Staubes mindestens bis etwa an die Ozonschicht emporgeschleudert wurden, und gleichzeitig müssen zweifellos grosse Mengen Wasserdampf diesen Höhen erreicht haben. Diese Wasserdampfmengen haben die Stratosphäre so rasch durchquert, dass sie nicht bis zur Stratosphärentemperatur abgekühlt worden sind. Sie erreichen daher relativ warm die warme Ozonschicht, wo eine horizontale Ausbreitung zu erwarten ist. In dieser Weise ist es möglich, dass die Ozonschicht genügend Wasserdampf enthalten kann, um die Perlmutterwolken erklären zu können.

Ein besonders interessantes Problem in Verbindung mit den Perlmutterwolken ist, welche Kondensationskerne hier tätig sind. Gleichzeitig mit dem Wasserdampf werden bei den Eruptionen ungeheure Mengen Staub emporgeschleudert, und daher sind unmittelbar nach dem Vulkanausbruch eine genügende Anzahl Kondensationskerne vorhanden. In der ausserordentlich dünnen Atmosphäre der Ozonschicht, wo keine lebhaften Vertikalbewegungen vorhanden sind, fallen aber die Staubpartikeln recht rasch nach der Erde zurück. Die ungeheuren Staubmassen Krakataus, die anfangs die ganze Stratosphäre trübten, sanken bald tiefer, um schliesslich ganz zu verschwinden. Es ist daher nicht wahrscheinlich, dass in der Ozonschicht immer Kondensationskerne vorhanden sind. Teils sinken sie selbständig weiter, und teils werden sie von Perlmutterwolken ausgenutzt und in dieser Weise nach tieferen Niveaus transportiert. Es ist daher nicht unwahrscheinlich, dass die Perlmutterwolken sich normalerweise durch Kondensation an Ionen bilden, weil keine andere Kondensationskerne vorhanden sind. (Dass die Perlmutterwolken vielleicht durch Kondensation an Ionen entstehen, ist eine Idé die bei einer Diskussion am Meteorologischen Institut in Oslo von E. Bjørkdal vorgelegt wurde). Die Kondensation an negativen Ionen beginnt wie bekannt bei einer relativen Feuchtigkeit von etwa 420 %. Es ist wahrscheinlich, dass die Perlmutterwolken in ihren ersten Phasen aus Wassertropfen bestehen,



und man muss hier mit einer recht grossen Unterkühlung rechnen können. Man muss folglich bei Berechnungen den Dampfdruck über Wasser benutzen. Ein Zahlenbeispiel zeigt am besten, welche Temperaturänderungen notwendig sind, um Kondensation an Ionen zu erhalten. Wir nehmen an, dass eine Luftmasse in 50 km Höhe eine Temperatur  $-5^{\circ}$  und eine relative Feuchtigkeit von 4 % hat. Der Luftdruck in dieser Höhe beträgt ungefähr 0.5 mb. und der Dampfdruck über Wasser bei  $-5^{\circ}$  und relativer Feuchtigkeit 4 % wird 0.16 mb. Die Luftmasse wird jetzt bis ungefähr 36 km heruntergesogen, wo der Luftdruck ungefähr 4 mb. ist. Der Dampfdruck wird dadurch auch achtmal grösser, also 1.3 mb. Die Luftmasse wird hier bis  $-35^{\circ}$  abgekühlt. Der Dampfdruck über Wasser bei  $-35^{\circ}$  und 100 % relativer Feuchtigkeit ist 0.31 mb. Da der Dampfdruck der heruntergesogenen Luftmasse 1.3 mb. war, ergibt sich — wenn keine Kondensation stattfindet — dass die relative Feuchtigkeit der abgekühlten Luftmasse ungefähr 420 % wird.

Ob in der Höhe von 50 km. die Temperatur der Luftmassen so hoch wie  $-5^{\circ}$  C ist, ist noch eine offene Frage. Nach den neuesten Untersuchungen von *V e g a r d* herrscht in der Nordlichthöhe eine Temperatur ungefähr  $-30^{\circ}$  C; er hat (1932) die Hypothese aufgestellt, dass die Temperatur auch in den Höhen der Ozonschicht dieselbe ist. Wenn dies richtig ist, lassen sich die Perlmutterwolken nicht durch Kondensation an Ionen erklären. In diesem Falle muss also in den Höhen über 30 km in irgendeiner Weise eine genügende Anzahl Kondensationskerne vorhanden ist. Ob diese durch Vulkanausbrüche oder durch Sternschnuppen in diese Höhen gelangen, ist schwer zu beurteilen.

Im letzten Winter ist es *S t ö r m e r* gelungen (1932 b) die Tropfengrösse bei den Perlmutterwolken zu messen. Im Mondlicht wurden sehr grosse Kränze konstatiert, woraus sich ein Tropfenradius 0.0013 mm berechnen lässt. Dies ist ungefähr nur  $\frac{1}{7}$  der kleinsten bisher in dieser Weise beobachteten Tropfengrösse (*J. M. P e r n t e r* 1906), und deutet darauf hin, dass die Kondensation bei den Perlmutterwolken nicht in derselben Weise wie die Kondensation in der Troposphäre vor sich geht. Die kleine Tropfengrösse bei den Perlmutterwolken ist folglich ein Zeichen dafür, dass die Perlmutterwolken durch Kondensation an Ionen entstehen. Nach der Theorie von *G. C. S i m p s o n* (1912) entstehen die irisierenden Wolkenfarben stets durch das erste Maximum im Beugungsbild. Diese Theorie bedingt einen Tropfenradius kleiner als 0.0017 mm und erklärt daher einwandfrei die Irisation der Perlmutterwolken.

Wir wiederholen ganz kurz die verschiedenen Prozesse bei der Bildung von Perlmutterwolken: In der Troposphäre bildet sich eine Zyklone, die recht gross wird. Die Luftmassen in der Stratosphäre werden dadurch heruntergesogen und erwärmt, bis der Luftdruck am Erdboden ungefähr dem Gewicht der darüberliegenden Luftmassen entspricht. Die heruntergesogenen erwärmten Luftmassen werden durch Strahlung abgekühlt. Selbst wenn der Druck am Erdboden sich nicht ändert, müssen daher diese heruntergesogenen Luftmassen immer weiter heruntergesogen werden, um genügend leicht zu werden, um dem Druck am Erdboden zu entsprechen. Die warmen Luftmassen der Ozonschicht werden in dieser Weise so weit heruntergesogen und abgekühlt, dass sogar Kondensation stattfinden kann. Die erste blaugraue Farbe des Himmels bei der Bildung von Perlmutterwolken stellt diese beginnende Kondensation dar. Es ist wahrscheinlich, dass die stattgefundenene Kondensation jetzt die Strahlungsverhältnisse etwas ändert. Wir müssen erwarten, dass die Oberfläche der gebildeten Wolke mehr Wärme ausstrahlt als die untere Fläche, und dass sich in dieser Weise eine labile Schicht bildet. Dadurch bilden sich die wellenförmigen Perlmutterwolken, genau wie *S o b h a g M a l e s* bei den Alto-Cumulus (1930) beschreibt. In den späteren Stadien der Perlmutterwolken muss man erwarten, dass einzelne der unterkühlten Wassertropfen gefrieren und Eiskrystallwolken bilden. Bei diesen Wolken macht sich dann der Dampfdruck über Eis geltend; wie bekannt ist der

maximale Dampfdruck über Eis bei tiefen Temperaturen kleiner als über Wasser, und wir müssen daher bei den Kristallwolken eine vergrößerte Kondensation erwarten. Es ist auch möglich, dass die Kristallwolken stärker irisieren können, und in dieser Weise lassen sich sowohl die scharfen Konturen wie die starke Irisation der Perlmutterwolken im letzten Stadium erklären.

Da die Perlmutterwolken durch absteigende Bewegungen entstehen und ausserdem selbständig abwärts fallen, ist bei diesen Wolken nur Abwärtsbewegung zu erwarten. Diese Abwärtsbewegung zeigt sich auch sehr schön im Material Störmers (1932).

Wenn die Perlmutterwolken die unteren Schichten der Stratosphäre erreichen, muss man erwarten, dass sie wieder verdampfen. Es liegt aber die Möglichkeit vor, dass sie sich unter günstigen Verhältnissen recht lange halten können und dadurch in Gebiete ohne Zyklontätigkeit gelangen. Dies ist tatsächlich auch 14. Januar 1932 in Oslo beobachtet. In einem Hochdruckkeil mit Luftdruck 1011 mb. zeigte sich ungefähr um 16 Uhr eine typische, stark irisierende Perlmutterwolke mit scharfen Konturen.

Die Perlmutterwolken entstehen bei weitem nicht so oft, wie die rein meteorologischen Verhältnisse es zulassen. Sie wurden in Norwegen im vorigen Jahrhundert recht häufig beobachtet, und sind später mit Sicherheit erst im Jahre 1926 nachgewiesen. Dies deutet darauf hin, dass in der Zwischenzeit in den Höhen von 40 bis 50 km entweder zu wenig Wasserdampf oder zu wenig Kondensationskerne vorhanden gewesen sind. Es ist daher von Interesse zu untersuchen, ob eine ähnliche Periodizität sich in der Vulkan-tätigkeit oder in der Sternschnuppenhäufigkeit wiederfinden lässt.

---

## LITERATURVERZEICHNIS

Die angeführten Arbeiten sind chronologisch geordnet und im Text ist nur die Jahreszahl angegeben. Wo in demselben Jahr zwei Arbeiten von demselben Verfasser angegeben sind, ist im Text die erste mit a, die zweite mit b bezeichnet.

- G. Hellmann: «Die jährliche Periode der Stürme in Europa.» Meteorologische Zeitschrift, 1895.
- V. Bjerknes: «Das dynamische Princip der Cirkulationsbewegungen in der Atmosphäre.» Meteorologische Zeitschrift, 1900.
- M. Margules: «Über den Arbeitswert einer Luftdruckverteilung und über die Erhaltung der Druckunterschiede.» Denkschriften der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften. 73. Band. Wien 1901.
- «Über die Energie der Stürme.» Jahrb. der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie, Wien 1903, Anhang.
- J. M. Pernter: «Die Berechnung der Grösse der Wolkenelemente aus meteorologisch-optischen Erscheinungen.» Hann-Band der Meteorologischen Zeitschrift, 1906.
- A. Wegener: «Thermodynamik der Atmosphäre.» Verlag Johann Ambrosius Barth. Leipzig 1911.
- G. C. Simpson: «Coronæ and Iridescent Clouds.» Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, London. Vol. 38, 1912.
- Th. Hesselberg und A. Friedmann: «Die Grössenordnung der meteorologischen Elemente und ihrer räumlichen und zeitlichen Ableitungen.» Veröffentlichungen des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig, zweite Serie, Band I, Heft 5, 1914.
- W. H. Dines: «Cyclones and Anticyclones.» Journal of the Scottish Meteorological Society, vol. 16, No. 31. 1914.
- A. Schedler: «Über den Einfluss der Lufttemperatur in verschiedenen Höhen auf die Luftdruckschwankungen am Erdboden.» Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre. Band VII. Heft 2. 1915.
- J. W. Sandström: «The Origin of the Wind.» Monthly Weather Review, April 1915.
- «Meteorologische Studien im schwedischen Hochgebirge.» Göteborgs Kungl. Vetenskaps och Vitterhetssamhälles Handlingar, 4. Följden XVII, 2, Göteborg 1916.
- V. Bjerknes: «Über thermodynamische Maschinen, die unter Mitwirkung der Schwerkraft arbeiten.» Abhandlungen der mathematisch-physischen Klasse der Königl. Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften. Band XXXV. Nr. 1. 1916.
- R. Wenger: «Über thermodynamische Maschinen, die unter Mitwirkung der Schwerkraft arbeiten.» Phys. Zeitschr. XVII. 1916.
- V. Bjerknes: «Theoretisch-meteorologische Mitteilungen.» Meteorologische Zeitschrift, 1917.
- H. U. Sverdrup: «Der nordatlantische Passat.» Veröffentlichungen des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig. Band II, Heft 1, 1917.
- «Über den Energieverbrauch der Atmosphäre.» Veröffentlichungen des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig. Band II, Heft 4. 1918.
- W. H. Dines: «The Characteristics of the Free Atmosphere.» Geophysical Memoirs, No. 13. London 1919.
- V. Bjerknes: «On the Dynamics of the Circular Vortex with Applications to the Atmosphere and Atmospheric Vortex and Wave Motions.» Geofysiske Publikasjoner Vol. II. No. 4. Oslo 1921.
- J. Bjerknes and H. Solberg: «Meteorological Conditions for the Formation of Rain.» Geofysiske Publikasjoner Vol. II, No. 3. Oslo 1921.
- «Life Cycle of Cyclones and the Polar Front Theory of Atmospheric Circulation.» Geofysiske Publikasjoner Vol. III. No. 1. Oslo 1922.
- A. Schmauss: «Die Lebensdaten der Mitteleuropäischen Depressionen I.» Deutsches Meteorologisches Jahrbuch für 1923. Veröffentlichungen der Bayerischen Landeswetterwarte.
- T. Bergeron und G. Swoboda: «Wellen und Wirbel an einer quasistationären Grenzfläche über Europa.» Veröffentlichungen des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig. Band III. 1924.
- G. Stüve: «Wolken und Gleitflächen.» Die Arbeiten des Preussischen Aeronautischen Observatoriums bei Lindenberg. Band XV, 1926.

- Th. Hesselberg: «Untersuchungen über die Gesetze der ausgeglichenen Bewegungen in der Atmosphäre.» Geofysiske Publikasjoner Vol. V. No. 4. Oslo 1927.
- V. H. Ryd: «Meteorological Problems II. The Energy of the Winds.» Publikationer fra Det Danske Meteorologiske Institut. Meddelelser nr. 7. 1927.
- C. Störmer: «Photogrammetrische Bestimmung der Höhe von irisierenden Wolken (Perlmutterwolken) am 30. Dezember 1926. Geofysiske Publikasjoner Vol. V. No. 2. Oslo 1927.
- J. Georgi: «Aerologie der hohen Breiten und grosse Zirkulation.» Arktis, Vierteljahrsschrift der Internationalen Studiengesellschaft zur Erforschung der Arktis mit dem Luftschiff. 1928.
- F. M. Exner: «Über die Zirkulationen kalter und warmer Luft zwischen hohen und niedrigen Breiten.» Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften, Wien, Math.-naturw. Klasse, Abt. II a, Band 137, 1928.
- Tor Bergeron: «Über die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse, I.» Geofysiske Publikasjoner Vol. V. No. 6. Oslo 1928.
- A. Refsdal: «Der feuchtlabile Niederschlag.» Geofysiske Publikationer Vol. V. No. 12. Oslo 1930.  
— «Zur Theorie der Zyklonen.» Meteorologische Zeitschrift, 1930.
- Sobhag Mal: «Forms of Stratified Clouds.» Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre. Band XVII. Heft 1. 1930.
- P. Raethjen: «Hydrodynamische Betrachtungen zur Mechanik der Böen.» Meteorologische Zeitschrift, 1930.  
— «Zur Thermo-Hydrodynamik der Böen.» Meteorologische Zeitschrift, 1931.
- F. Albrecht: «Über die «Glashauswirkung» der Erdatmosphäre und das Zustandekommen der Troposphäre.» Meteorologische Zeitschrift, 1931.
- C. K. M. Douglas: «The Deepening of Depressions by Day and Night.» The Meteorological Magazine, London, March 1931.
- A. H. R. Goldie: «Characteristics of Rainfall Distribution in Homogeneous Air Currents and at Surfaces of Discontinuity.» Geophysical Memoirs No. 53. London 1931.
- H. Runge: «Zur Frage der Umwandlung einer kalten Antizyklone in eine warme.» Meteorologische Zeitschrift, 1931.
- E. Palmén: «Die Beziehung zwischen troposphärischen und stratosphärischen Temperatur- und Luftdruckschwankungen.» Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre Band XVII. Heft 2. 1931.  
— «Versuch zur Analyse der dynamischen Druckschwankungen in der Atmosphäre.» Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre. Band XIX. 1932.
- C. Störmer: «Höhe- und Farbenverteilung der Perlmutterwolken.» Geofysiske Publikasjoner Vol. IX. No. 4. Oslo 1932.  
— «Mother-Of-Pearl Clouds over Scandinavia in January and February, 1932.» Nature, London 1932.
- Yosiki Horiguti: «Energy due to the Distribution of Pressure in the Area of Typhoon.» The Memoirs of the Imperial Marine Observatory, Kobe, Japan. Vol. V. No. 1. 1932.
- L. Vegard: «The Temperature of the Auroral Region Determined by the Rotational Series of the Negative Nitrogen-Bands.» Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity, September 1932.