

## VORWORT.

Die vorliegende Arbeit wurde schon 1922 angefangen, und der Hauptinhalt des II. Kapitels wurde 1923 geschrieben. Die Ergebnisse des II. Kapitels waren bereits teilweise von Calwag en gefunden und sind in seiner Arbeit vorgelegt (XIV). Kapitel III und IV wurden 1926 geschrieben und die letzten Kapitel 1928 und 1929.

Kapitel I wurde bereits 1924 angefangen und zwar so, dass versucht wurde ein Mass für die Stabilitätsverhältnisse einer ganzen Luftmasse zu erhalten. Calwag en diskutierte oft dieses Problem, und in seiner Arbeit (XIV) stösst er manchmal auf die Schwierigkeit, dass kein exaktes Mass für die Stabilitätsverhältnisse einer ganzen Luftmasse vorhanden war.

Die «feuchtlabile Temperaturdifferenz» in Verbindung mit der relativen Feuchtigkeit wurde schon 1925 als ein brauchbares Mass für die Stabilitätsverhältnisse einer Luftmasse angenommen, und später gelang es zu zeigen, dass sich diese Grösse in guter Übereinstimmung mit der Stabilität einer Schicht gemäss Hesselberg befand.

1929 gelang es die Grössen  $\int_0^z \frac{q - q'}{q'} dz$  und  $\int_0^z (q - q') dz$  graphisch mit Hilfe

des «Emagramms» und des «Evogramms» zu integrieren. Das Emagramm, das ein gewöhnliches Temperatur-log Druck-Diagramm ist, stellt eine flächentreue Transformation aus dem Tephigramm nach Shaw (XXXIII) dar und gibt daher theoretisch nichts Neues. Es ist aber bedeutend bequemer und schneller in der Handhabung, besonders bei Höhenberechnungen, auch wenn man die Methode von Shaw benützt. Das Evogramm, das Energiemengen pro Volumeneinheit angibt, wird wahrscheinlich besonders für energetische Untersuchungen über die Zyklontätigkeit geeignet sein, während bei der Schauertätigkeit das Emagramm am ehesten brauchbar ist.

Nachdem die «Labilitätsenergie» definiert worden war und die Bedeutung derselben auch für die Zyklontätigkeit immer deutlicher hervortrat, wurden die früher geschriebenen Kapitel teilweise umgearbeitet.

Die Bedeutung des Wasserdampf-Kreisprozesses bei der Fronten- und Zyklondynamik hat Bergeron bei seiner Tätigkeit in Bergen seit 1919 hervorgehoben, u. zw. besonders einen sog. «Schornsteineffekt» der aufsteigenden feuchten Warmluft an gewissen Warmfronten, deren Windfeld sich anscheinend ohne Energiezufuhr einer begleitenden Kaltfront verstärkt. Dies ist in der Arbeit «Wellen und Wirbel —», S. 118, (X) klar zum Ausdruck gebracht. Diese Gedankengänge sind auch grundlegend für Bergeron's Theorie der tropischen Zyklogenese, vorgelegt bei seiner Habilitationsvorlesung, Oslo 1928 (vgl. XXXI, S. 93—94), die aber vorläufig wesentlich synoptisch-qualitativ ist. Dagegen ist in der vorliegenden Arbeit dieses Problem mehr theoretisch untersucht und in Kapitel VII auch die Aufgabe aufgestellt: zu erklären, warum die grosse geordnete Auslösung so grossen, die ungeordnete meistens fast keinen Druckfall verursacht.

Die in Fig. 33 bei den Fronten c und d angedeutete Verlängerung derselben ist zuerst von Bergeron bei seiner Tätigkeit in Bergen gefunden und gedeutet worden.

Es bleibt mir noch die angenehme Pflicht, allen denen zu danken, die die vorliegende Arbeit gefördert haben: an erster Stelle Direktor Dr Th. Hesselberg für das wohlwollende Interesse und ausserdem gute Ratschläge und wertvolle Kritik, die er meiner Arbeit gewidmet hat.

Ebenfalls danke ich herzlich Dr. J. Bjerknes, der die ersten fünf Kapitel durchgesehen hat und Dr. H. Solberg für Durchsicht gewisser Teile der letzten drei Kapitel. Beide haben mir durch Ratschläge und Kritik wertvolle Winke gegeben.

Meinen Kollegen Dr. T. Bergeron, E. Björkdal und J. Holmboe danke ich besonders für anregende Diskussion und wertvolle Bemerkungen und Frau Elfe Bergeron für eingehende sprachliche Durcharbeitung und Hilfe bei der Korrektur.

---

# DER FEUCHTLABILE NIEDERSCHLAG

VON

*ANFINN REFSDAL*

(Eingeliefert am 2. Oktober 1929.)

## Kapitel I. ÜBER DIE STABILITÄTSVERHÄLTNISSE DER ATMOSPHERE.

Je nach dem vertikalen Temperaturgradienten und der Feuchtigkeit ist eine Luftmasse in stabilem oder labilem Gleichgewicht. Die rein instabile Schichtung, die eine Temperaturabnahme von mehr als  $3^{\circ},41$  C per 100 m Steigen fordert, kommt nämlich kaum in der Atmosphäre vor, ausgenommen bei kräftiger Insolation in den untersten paar Metern über dem Boden (I, Seite 72).

Sowohl trockene als auch mit Feuchtigkeit gesättigte Luftmassen sind in labilem Gleichgewicht, wenn die Temperatur mehr als  $1^{\circ},0$  und weniger als  $3^{\circ},41$  per 100 m Steigen abnimmt. Wenn der Temperaturgradient klein genug ist, werden sowohl trockene Luftmassen als auch mit Feuchtigkeit gesättigte Luftmassen in stabilem Gleichgewicht sein.

Wenn der vertikale Temperaturgradient derartig ist, dass trockene Luftmassen in stabilem Gleichgewicht sind, während mit Feuchtigkeit gesättigte Luftmassen in labilem Gleichgewicht sind, möchte ich, um einen Ausdruck dafür zu bekommen, sagen, dass die Luftmasse «feuchtlabil» ist. Das Wort «feuchtlabil» charakterisiert einen sehr gewöhnlichen Zustand der Luftmassen. Auch ein Temperaturgradient kann feuchtlabil genannt werden. Feuchtlabile Luftmassen, die Wasserdampf kondensieren, werden selbstständig weitersteigen, wenn sie aus ihrer ursprünglichen Lage gehoben werden, während trockene feuchtlabile Luftmassen wieder zurücksinken.

Das «feuchtlabile Gebiet» des Temperaturgradienten nimmt stark mit der Temperatur ab. Deshalb ist es im Sommer grösser als im Winter und grösser am Boden als in der Höhe, ein Umstand, der die Bildung aufsteigender Luftströme in den unteren Schichten im Sommer begünstigt.

Feuchtlabile Luftmassen werde ich «schwach feuchtlabil» nennen, wenn ihr Temperaturgradient  $\gamma$  sich dem kondensationsadiabatischen Temperaturgradienten  $\gamma''$  nähert, und «stark feuchtlabil» werde ich die Luftmassen nennen, deren Temperaturgradient sich dem trockenadiabatischen Temperaturgradienten  $\gamma'$  nähert. Will man untersuchen ob eine Luftmasse feuchtlabil ist, so geschieht das am leichtesten mit Hilfe einer Kondensations-Adiabaten-Tafel (II Hertz 1884, S. 421). Das neue thermodynamische Diagrammpapier (Adiabatenpapier) von G. Stüve (III) und die Tafel von J. E. Fjeldstad (IV) sind für diese Untersuchungen besonders geeignet.

Nach Hesselberg (V) ist die Stabilität einer beliebigen horizontalen Luftschicht durch die Beschleunigung definiert, die eine aus ihr herausgegriffene kleine Luftmasse erhält, wenn sie um die Strecke eins in senkrechter Richtung verschoben worden ist.

Hesselberg erhält für diese Beschleunigung den Ausdruck  $E = \frac{\gamma' - \gamma}{T}$ , wo  $T$  die absolute Temperatur ist. Es muss jedoch hier bemerkt werden, dass diese Grösse  $E$ , um mit der ursprünglichen Definition übereinzustimmen, erst mit der Beschleunigung der Schwere  $g$  multipliziert werden muss. Hesselberg macht in einer kürzlich erschienenen Arbeit darauf aufmerksam (XXXVI) und definiert hier die Stabilität einer Schicht mit  $E = \frac{\gamma' - \gamma}{T}$ , während er den Ausdruck  $j = g \frac{\gamma' - \gamma}{T}$  die Stabilitätsbeschleunigung nennt.

Die Stabilität nach Hesselberg gibt ein für die Wettervorhersage unpraktisches Mass für die Stabilitätsverhältnisse der Atmosphäre. Für die Wettervorhersage muss man nämlich den Zustand einer grösseren Luftmasse kennen lernen und nicht nur denjenigen einer einzigen Schicht. In der Arbeit Hesselbergs findet sich aber in der Zwischenrechnung auch ein Mass für die Stabilitätsverhältnisse einer ganzen Luftmasse, und ich möchte daher diese Arbeit kurz referieren.

Eine Partikel  $a$  hat im Ruhezustand in der Höhe  $z$  die Dichte  $\rho$ . Eine Partikel  $b$  wird aus der Höhe  $z + \Delta z$  zur Höhe  $z$  herabbewegt und erhält dort die Dichte  $\rho'$ . Die Differenz  $g\rho - g\rho'$  gibt den Auftrieb pro Volumeneinheit, dem die Partikel in der Höhe  $z$  ausgesetzt wird. Der Ausdruck

$$g \frac{\rho - \rho'}{\rho'}$$

gibt folglich die Beschleunigung nach der ursprünglichen Lage, die auf die Partikel  $b$  in der Höhe  $z$  wirkt.

Der Ausdruck  $\frac{\rho - \rho'}{\rho'}$  gibt nach Hesselberg folglich ein Mass für die Stabilitätsverhältnisse auf der Strecke von der Höhe  $z$  bis zu der Höhe  $z + \Delta z$ . Hesselberg dividiert diesen Ausdruck durch  $\Delta z$ , und indem er zur Grenze geht, erhält er einen Ausdruck, den er die Stabilität nennt:

$$E = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\frac{\rho - \rho'}{\rho'}}{\Delta z}.$$

Bezeichnet man hier die Grenze der Differenz  $(\rho - \rho')$  mit  $d\rho$ , so hat man:

$$E = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}.$$

Aus der Zustandsgleichung  $\rho = \frac{p}{RT}$  erhält man:

$$d\rho = \frac{dp}{RT} - \frac{p}{RT^2} dT.$$

Da die Partikeln  $a$  und  $b$  in der Höhe  $z$  unter demselben Druck sind, bekommt man  $dp = 0$ . Nun ist  $dT = (\gamma - \gamma') dz$ , und dies eingesetzt, gibt  $d\rho = \frac{p}{RT^2} (\gamma' - \gamma) dz$  und

$$E = \frac{\gamma' - \gamma}{T}.$$

Der Ausdruck  $\frac{\rho - \rho'}{\rho'}$ , der nach Hesselberg ein Mass für die Stabilitätsverhältnisse auf der Strecke von der Höhe  $z + \Delta z$  bis zu der Höhe  $z$  gibt, ist unabhängig von Variationen in  $\gamma$  und  $\gamma'$ . Er wechselt das Vorzeichen nach der Bewegungsrichtung, und um dieser Schwierigkeit zu entgehen, werde ich bei Stabilitätsbetrachtungen nur Auf-

wärtsbewegungen anwenden. Die Grösse der Höhe  $\Delta z$  spielt aber keine Rolle, und wir können daher statt  $\Delta z$  die Strecke von der Höhe  $z_0$  bis zu der Höhe  $z_1$  betrachten.

Der Hesselbergsche Ausdruck für die Stabilitätsverhältnisse für die Strecke von  $z_0$  bis zu  $z_1$  wird dann (Fig. 1)  $\frac{e_1' - e_1}{e_1'}$ , eine Grösse, die bei stabilen Luftmassen positiv ist.

Aus der Zustandsgleichung  $\varrho = \frac{p}{RT}$  folgt, dass  $\frac{e_1' - e_1}{e_1'} = \frac{T_1 - T_1'}{T_1}$ . \* In genau derselben Weise erhalten wir bei gesättigten Luftmassen  $\frac{e_1'' - e_1}{e_1''} = \frac{T_1 - T_1''}{T_1}$ . \* Die Grössen  $\frac{T_1 - T_1'}{T_1}$  oder  $\frac{T_1 - T_1''}{T_1}$  geben demnach ein Mass der Stabilitätsverhältnisse der ganzen Luftmasse von der Höhe  $z_0$  bis zu der Höhe  $z_1$ , je nachdem ob die Luftmasse trocken oder gesättigt ist.

Bei Untersuchungen über die Stabilitätsverhältnisse einer ganzen Luftmasse hat man früher bei 100 % relativer Feuchtigkeit mit den Kondensationsadiabaten gerechnet, sonst mit den Trockenadiabaten. Dies gibt aber für feuchtlabile Luftmassen eine fehlerhafte Auffassung von den Stabilitätsverhältnissen. In stark feuchtlabilen Luftmassen, deren relative Feuchtigkeit gross aber nicht 100 % ist, erhält man auf diese Weise positive Stabilität, obgleich dies bei grösseren Luftmassen eine typische Gewittersituation ist. Eine bestimmte Hebung der Luftmasse (s. die Schauerformel, Seite 7) bewirkt nämlich, dass die Luftmasse negative Stabilität erhält und selbständig weitersteigen kann.

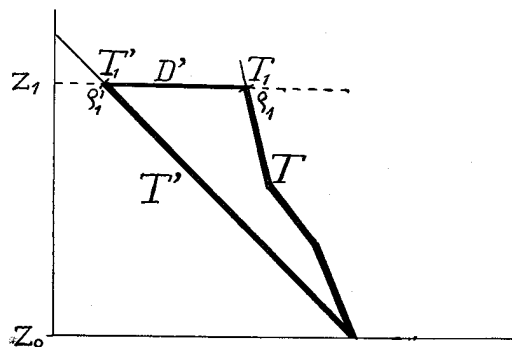


Fig. 1.

Die Feuchtigkeit in den unteren Schichten spielt eine besonders grosse Rolle für die Stabilitätsverhältnisse feuchtlabiler Luftmassen. Die meisten aufsteigenden Bewegungen konvektiver Art werden nämlich in diesen Schichten beginnen, und wenn sich ein Aufwärtsstrom gebildet hat, strömen in dieser Schicht Luftmassen von allen Seiten zum Aufwärtsstrom, während die darüberliegenden Luftmassen ihr Niveau behalten oder langsam sinken. Der Aufwärtsstrom wird in dieser Weise durch Luftmassen aus den unteren Schichten gebildet, und die Feuchtigkeit dieser Luftmassen ist ausschlaggebend für die Bildung des Aufwärtsstromes. Es ist dagegen ziemlich gleichgültig, wie die Feuchtigkeitsverhältnisse der oberen Luftmassen sind.

Man sieht auf diese Weise, dass die Feuchtigkeit die Stabilitätsbetrachtungen sehr erschwert, da man sowohl mit lokalen als auch mit individuellen Änderungen der Feuchtigkeit rechnen muss. Es scheint daher praktisch, bei einfacheren Stabilitätsbetrachtungen die Luftmasse entweder als ganz trocken oder als ganz gesättigt zu betrachten und dazu die Feuchtigkeit in verschiedenen Niveaus, besonders in den unteren Schichten, anzugeben.

Die Grösse der Stabilität einer ganzen Luftmasse ist für die Bewegungen derselben ziemlich gleichgültig, wenn sie positiv ist, von grosser Bedeutung, wenn sie negativ ist. Es sind also eigentlich die Labilitätsverhältnisse, die von Interesse sind. Ich definiere daher die Trockenlabilität der Luftmasse von der Höhe  $z_0$  bis zu der Höhe  $z_1$

\* Hier sollten eigentlich die virtuellen Temperaturen eingeführt werden; in dieser Arbeit spielt aber dies nur eine unbedeutende Rolle.

(Fig. 1) durch  $L' = \frac{T_1' - T_1}{T_1}$  und die trockenlabile Temperaturdifferenz durch  $D' = T_1' - T_1$ , gleichgültig ob die Luftmasse feucht oder trocken ist.

In genau derselben Weise definiere ich die Feuchtlabilität der Luftmasse durch  $L'' = \frac{T_1'' - T_1}{T_1}$  und die feuchtlabile Temperaturdifferenz durch  $D'' = T_1'' - T_1$ , gleichgültig ob die Luftmasse feucht oder trocken ist.

Die trockenlabile Temperaturdifferenz  $D'$  kann auch als  $\int_{z_0}^{z_1} (\gamma - \gamma') dz$  geschrieben werden. Man hat nämlich  $\gamma = -\frac{dT}{dz}$  und  $\gamma' = -\frac{dT'}{dz}$ , und dies eingesetzt gibt:

$$\int_{z_0}^{z_1} (\gamma - \gamma') dz = -\int_{T_0}^{T_1} dT + \int_{T_0'}^{T_1'} dT' = T_1' - T_1 = D'.$$

In derselben Weise kann man  $D'' = \int_{z_0}^{z_1} (\gamma - \gamma'') dz$  schreiben.

Es ist in vielen Fällen vorteilhafter mit den labilen Temperaturdifferenzen statt mit den Labilitäten zu arbeiten. Wenn man z. B. eine Luftmasse untersucht, deren Trockenlabilität gleich Null ist und diese Luftmasse durch einen oder mehrere horizontale Schnitte aufteilt, so ist die Summe der trockenlabilen Temperaturdifferenzen der verschiedenen Schichten auch gleich Null. Dies ist aber mit den Trockenlabilitäten der Luftmassen nicht der Fall, weil der Nenner für die verschiedenen Luftmassen verschiedene Werte hat.\*

Mit Hilfe der labilen Temperaturdifferenzen kann man folgende zwei Formeln ableiten:

1. Wir betrachten eine stabile oder feuchtlabile Luftmasse am Boden, deren ursprüngliche Kondensationshöhe  $H$  ist. Die Luftmasse wird um eine Anzahl Grade  $A$  erwärmt und erhält

dadurch die grössere Kondensationshöhe  $z_1$  (Fig. 2 a). Falls die erwärmte Luftmasse in ihrem neuen Kondensationsniveau  $z_1$  mit den umgebenden Luftmassen im Gleichgewicht sein soll, muss die trockenlabile Temperaturdifferenz von  $z_0$  bis  $z_1$  gleich  $-A$  sein.

$$-A = \int_{z_0}^{z_1} (\gamma - \gamma') dz.$$

Wenn wir  $\gamma$  und  $\gamma'$  als Konstanten betrachten, erhalten wir

$$A = (\gamma' - \gamma)(z_1 - z_0).$$

Ein Blick auf Fig. 2 a zeigt, dass  $z_1 - z_0 = H + \frac{A}{\gamma'}$ , und dies gibt

$$A = (\gamma' - \gamma) \left( H + \frac{A}{\gamma'} \right), \text{ woraus } A = H \frac{\gamma'(\gamma' - \gamma)}{\gamma}.$$

Um durch Erwärmung zu ihrem Kondensationsniveau steigen zu können, muss also eine Luftmasse um eine Anzahl Grade  $A = H \frac{\gamma'(\gamma' - \gamma)}{\gamma}$  erwärmt werden.

\* In einem Druck-Temperatur-Diagramm konvergieren die Trockenadiabaten derartig, dass die Summe der Trockenlabilitäten ungefähr gleich Null werden, nicht aber die Summe der trockenlabilen Temperaturdifferenzen.

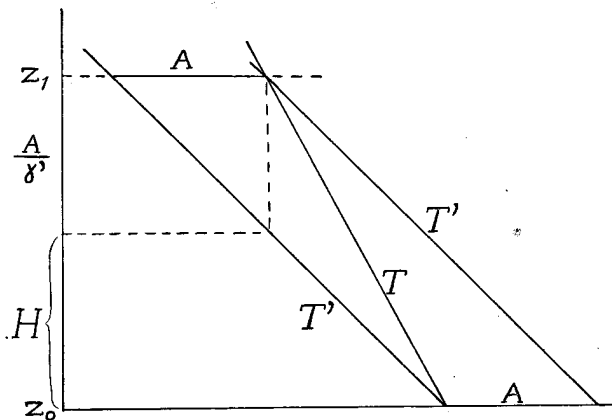


Fig. 2 a.

2. In feuchtlabilen Luftmassen wird eine Luftmasse selbständig weitersteigen können, wenn sie genügend hoch über ihr Kondensationsniveau gehoben wird. Wir wollen diese Höhe  $h$  suchen (Fig. 2 b).

Die Luftmasse liegt ursprünglich in der Höhe  $z_1$ , wird zu ihrer Kondensationshöhe  $z_2$  gehoben und steigt selbständig weiter, wenn sie über die Höhe  $z_3$  gehoben wird. Für die Schicht von  $z_1$  bis  $z_2$  ist die trocken-

labile Temperaturdifferenz  $D = \int_{z_1}^{z_2} (\gamma - \gamma') dz$ .

Für die Schicht von  $z_2$  bis  $z_3$  ist die feuchtlabile Temperaturdifferenz — im Verhältnis zu der gezeichneten Kondensationsadiabate gemessen —

$$D = \int_{z_2}^{z_3} (\gamma - \gamma'') dz. \text{ Also } \int_{z_2}^{z_3} (\gamma - \gamma'') dz = - \int_{z_1}^{z_2} (\gamma - \gamma') dz.$$

Nehmen wir an, dass  $\gamma$ ,  $\gamma'$  und  $\gamma''$  in der Schicht  $z_1$   $z_3$  als Konstanten betrachtet werden können, so erhalten wir  $(z_3 - z_2) (\gamma - \gamma'') = - (z_2 - z_1) (\gamma - \gamma')$ .

Setzen wir hier  $h = z_3 - z_2$  und  $H = z_2 - z_1$ , so erhalten wir

$$h = H \frac{\gamma' - \gamma}{\gamma - \gamma''} \quad (\text{oder } h + H = H \frac{\gamma' - \gamma''}{\gamma - \gamma''}).$$

Ich werde diese Formel die «Schauerformel» nennen, weil mehrere Faktoren der Schauerbildung hier auftreten.

\* \* \*

Die Labilitäten  $\frac{T_1' - T_1}{T_1}$  und  $\frac{T_1'' - T_1}{T_1}$  geben, mit der Beschleunigung der Schwere

multipliziert, direkt die Kräfte, die auf eine aufwärtsbewegte Partikel mit Masse eins wirken.

Wenn man daher in verschiedenen Höhen die Labilitäten oder nur die Feuchtlabilität samt der relativen Feuchtigkeit kennt, hat man ein gutes Mass für die Stabilitätsverhältnisse der Atmosphäre. Bei genaueren Untersuchungen ist es aber auch wünschenswert ein Mass für die durch diese Kräfte geleisteten Arbeiten zu erhalten.

In der Höhe  $z$  mit Druck  $p$  und Dichte  $\rho_p$  bewegt sich eine gesättigte Partikel mit Dichte  $\rho_p''$  und Masse eins eine Strecke  $dz$  und leistet dadurch eine Arbeit:

$$dA'' = g \frac{\rho_p - \rho_p''}{\rho_p''} dz \text{ oder } dA'' = g \frac{T_p'' - T_p}{T_p} dz = g \frac{T_p'' - T_p}{T_p} \frac{dz}{dp} \cdot dp.$$

Aus der Zustandsgleichung  $p = \rho RT$  und der Gleichung  $dp = -\rho g dz$  erhält man  $\frac{dz}{dp} = -\frac{1}{\rho g} = -\frac{RT}{pg}$ , und dies eingesetzt gibt für die Höhe  $z$ :

$$dA'' = -\frac{R(T_p'' - T_p)}{p} dp = -R(T_p'' - T_p) d \log p.$$

Auf einem Diagrammpapier mit linearer Temperaturskala und logarithmischer Druckskala ergibt sich, dass die Grösse  $-(T_p'' - T_p) \cdot d \log p$  durch die Fläche  $dF''$  gegeben ist (Fig. 3 a). Wir haben demnach  $dA'' = R dF''$ , und für die ganze Strecke von  $p_0$  bis

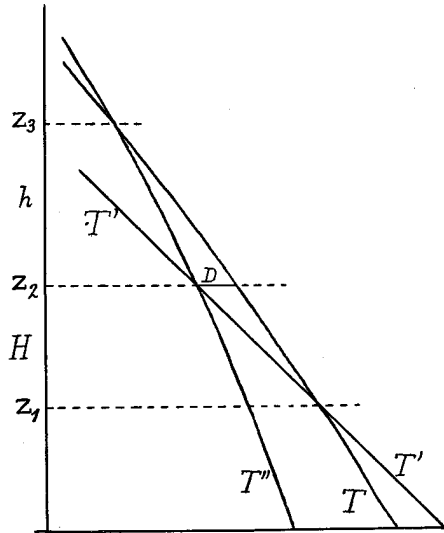


Fig. 2 b.

$p_1$  erhält man  $A'' = -R \int_{p_0}^{p_1} (T_p'' - T_p) d \log p = R F''$ , wo  $F''$  die Fläche zwischen den zwei Drucklinien  $p_0$  und  $p_1$  und den zwei Temperaturlinien  $T''$  und  $T$  ist.

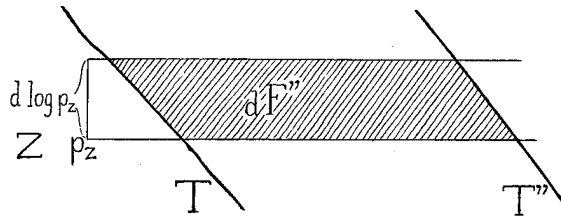


Fig. 3 a.

Rossby hat gezeigt (XXXIV), dass diese Energiemenge mit der Energiemenge, die das Tephigramm von Shaw gibt, identisch ist (XXXIII). Dies lässt sich auch in folgender Weise leicht zeigen.

Das Tephigramm ist in der Tat ein Temperatur-Entropie-Diagramm und ist daher eine flächentreue Transformation aus

einem Druck-Volumen-Diagramm. Wir betrachten (Fig. 4) in der Höhe  $z$  mit Druck  $p$  eine kleine Elementarfläche  $dF''$ , die die Höhe  $dp$  hat und zwischen den Temperaturlinien  $T$  und  $T''$  liegt. Ihre Grösse ist demnach  $dF'' = -(v_p'' - v_p) dp$ , wobei  $dp$  negativ ist.

Aus der Gleichung  $v = \frac{1}{\rho} = \frac{RT}{p}$  erhalten wir für die Höhe  $z$ :

$$dF'' = - \left( \frac{RT_p''}{p} - \frac{RT_p}{p} \right) dp = -R (T_p'' - T_p) d \log p = dA''.$$

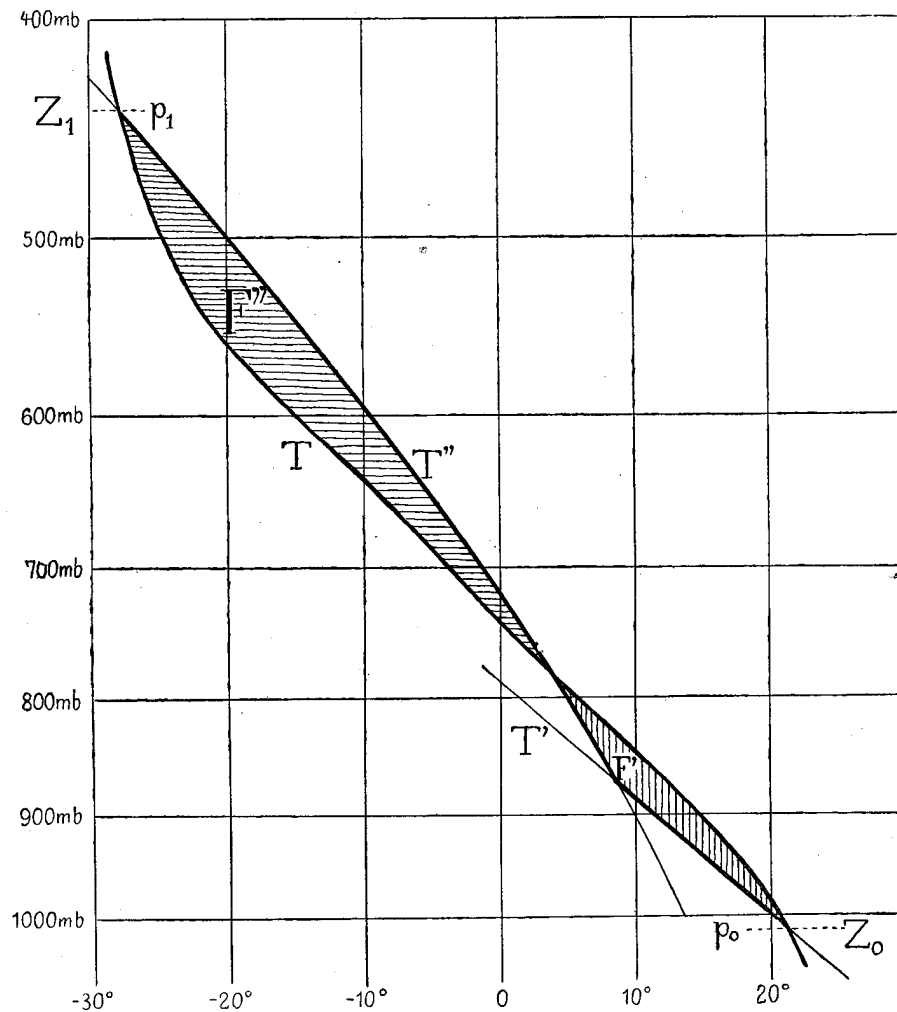


Fig. 3 b. Ein Emagramm. Energiemengen pro Masseneinheit.



Das Flächenelement  $dF''$  ist demnach auf dem Tephigramm und auf einem Diagramm mit linearer Temperaturskala und logarithmischer Druckskala in der Grösse identisch, wenn man die Konstante  $R$  nicht in Betracht zieht; das letztere ist demnach eine flächentreue Transformation aus dem Tephigramm. Ein Diagrammpapier wie dieses, das wie das Tephigramm Energiemengen pro Masseneinheit angibt, werde ich ein «Emagramm» nennen (Energie-Massen-Diagramm). Einen Temperaturanstieg, auf einem Emagramm eingezeichnet, werde ich auch kurz ein Emagramm nennen. Auf dem Emagramm kann man Höhenberechnungen, wie z. B. von St ü v e beschrieben (III), ausführen, während Höhenberechnungen auf dem Tephigramm recht kompliziert sind und gute physikalische Kenntnisse fordern.

Eine gesättigte Partikel mit Masse eins, die sich von der Höhe mit Druck  $p_0$  bis zu der Höhe mit Druck  $p_1$  bewegt, leistet demnach eine Arbeit  $A'' = RF''$ , wo  $R$  eine Konstante ist. Für eine Partikel, die nie gesättigt ist, erhält man entsprechend  $A' = RF'$ , wo  $R$  dieselbe Konstante wie bei gesättigter Luft ist. Die Energiemenge  $A'' = RF''$  nenne ich die feuchtlabile Energie pro Masseneinheit und  $A' = RF'$  die trockenlabile Energie pro Masseneinheit von der Höhe mit Druck  $p_0$  bis zu der Höhe mit Druck  $p_1$ .

Genau wie bei dem Tephigramm kann man auch das Emagramm benützen um die Energiemengen zu finden, die notwendig sind um eine Luftmasse zu heben, bis sie selbständig weitersteigen kann. Diese negative Energie ist auf Fig. 3 b durch die Fläche  $F'$  repräsentiert, während die Arbeit, die die Luftmasse bei dem selbständigen Weitersteigen leistet, durch die Fläche  $F''$  repräsentiert ist. Die Grösse  $F'' - F'$  gibt also in diesem Falle die Arbeit an, die die Luftmasse per Masseneinheit leistet, wenn sie sich von der Höhe mit Druck  $p_0$  bis zu der Höhe mit Druck  $p_1$  bewegt. Diese Energiemenge werde ich die Labilitätsenergie pro Masseneinheit von der Höhe  $p_0$  bis zu der Höhe  $p_1$  nennen. Die Labilitätsenergie ist demnach die algebraische Summe der trockenlabilen Energie und der feuchtlabilen Energie beim Aufsteigen (Fig. 3 b und 6). Bei der Labilitätsenergie sind auch die Feuchtigkeitsverhältnisse in Betracht gezogen, und diese Energie gibt daher die latente Energiemenge an, die durch Umwälzungen oder Aufwärtsbewegungen überhaupt innerhalb der Luftmassen freigemacht wird.

Die Fläche  $F'$  auf Fig. 3 b gibt die Energiemenge an, die ein auslösender Faktor der Luftmasse zuführen muss um selbständige Vertikalbewegungen auslösen zu können. Je nach dem Temperaturgradienten und der Feuchtigkeit wird diese Fläche verschieden in den verschiedenen Niveaus, und die Auslösung wird demnach am leichtesten in der Höhe stattfinden, wo diese Fläche ihr Minimum hat.

Es lässt sich denken, dass es nicht immer günstig ist, die Energiemengen, die infolge der Stabilitätsverhältnisse freigemacht werden, pro Masseneinheit anzugeben. Wie später gezeigt wird, liegt die Labilitätsenergie bei der Polarluft in den unteren Schichten, bei der Tropikluft in den höheren Schichten, meistens über 2000 m über dem Meer. Eine aufsteigende Luftmasse nimmt in der Höhe auch ein grösseres Volumen ein, und wenn man die disponiblen Energiemengen über einem Gebiet pro Flächeneinheit, also den Energieinhalt in einem Zylinder, angeben will, muss man die Energiemengen pro Volumeneinheit angeben.

Wir betrachten in der Höhe  $z$  mit Druck  $p$  und Dichte  $\rho_p$  eine kleine Partikel mit Volumen eins und Dichte  $\rho_p''$ . Auf diese Partikel wirkt eine Kraft  $g$  ( $\rho_p - \rho_p''$ ) und

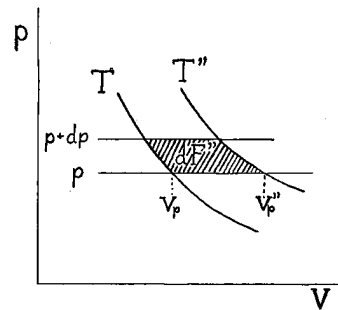


Fig. 4.

auf der Strecke  $dz$  wird eine Arbeit  $dA'' = g(e_p - e_p'') dz$  geleistet. Dies lässt sich in folgender Weise schreiben:

$$dA'' = g(e_p - e_p'') \frac{dz}{dp} dp = -\frac{e_p - e_p''}{e_p} dp = -\frac{T_p'' - T_p}{T_p''} dp.$$

Wenn  $x$  kleiner ist als 1, hat man die Reihenentwicklung  $\log(1 - x) = -x - \frac{x^2}{2} - \frac{x^3}{3} - \dots$

Setzt man hier  $1 - x = \frac{T}{T''}$ , erhält man  $\log \frac{T}{T''} = \frac{T'' - T}{T''} + \frac{(T'' - T)^2}{2 T''^2} + \frac{(T'' - T)^3}{3 T''^3} + \dots$

Der Fehler, den man macht, wenn man  $\log \frac{T}{T''}$  statt  $\frac{T'' - T}{T''}$  schreibt, wird in Prozenten ungefähr  $100 \frac{T'' - T}{2 T''}$ .  $T'' - T$  wird in feuchtlabilen Luftmassen nur selten  $10^\circ$  und der Fehler daher nur selten 2%. Mit einem Fehler, der in der Meteorologie bedeutungs-

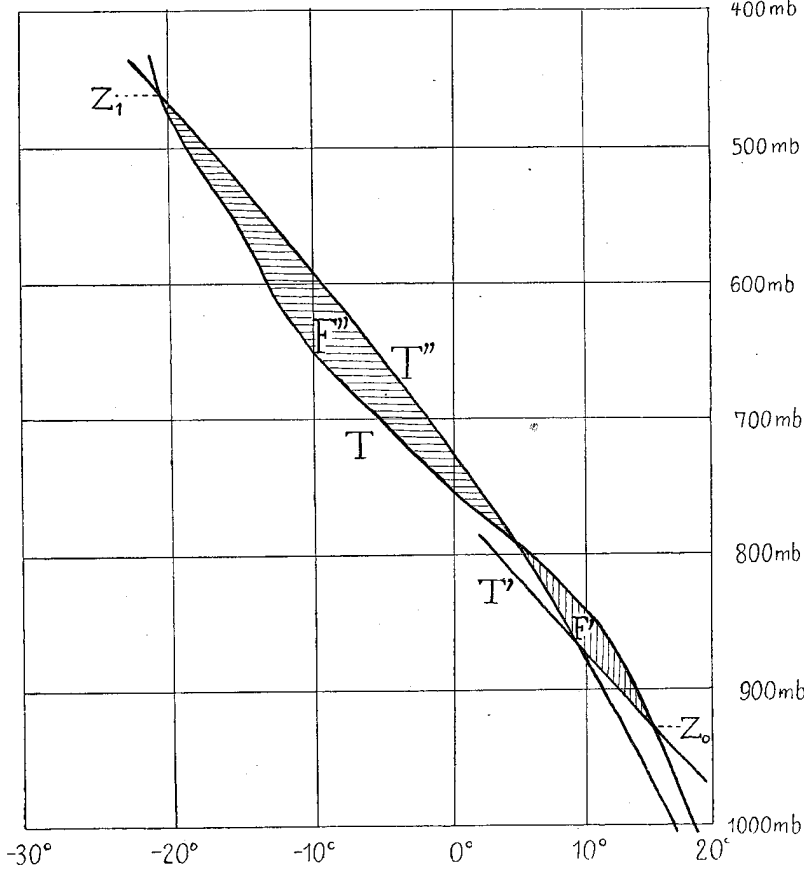


Fig. 5. Ein Evogramm. Energiemengen pro Volumeneinheit.

Von der Höhe  $p_0$  bis zu der Höhe  $p_1$  erhalten wir:

$$A'' = - \int_{p_0}^{p_1} \frac{T_p'' - T_p}{T_p''} dp = F'',$$

wo  $F''$  die Fläche zwischen den Temperaturlinien  $T''$  und  $T$  und den Drucklinien  $p_0$  und  $p_1$  ist.

Positive Energiemengen werden auf diesem Diagrammpapier etwas zu gross angegeben, negative etwas zu klein. Der Fehler ist aber, wie gesagt, in der Meteorologie be-

los ist, kann man daher  
 $\log \frac{T}{T''}$  statt  $\frac{T'' - T}{T''}$

schreiben, und wir  
 erhalten demnach

$$dA'' = - \log \frac{T_p''}{T_p} \cdot dp.$$

Auf einem Diagrammpapier mit linearer Druckskala und logarithmischer Temperaturskala (Fig 5) ergibt sich, dass die Arbeit  $dA''$  durch die Fläche  $dF''$ , zwischen den Drucklinien  $p$  und  $p + dp$  und den Temperaturlinien  $T$  und  $T''$ , repräsentiert ist. Die Grösse dieser Fläche

$$\text{ist nämlich } \log \frac{T_p''}{T_p} \cdot dp,$$

wo  $dp$  jetzt eine positive Strecke bedeutet.

deutungslos und lässt sich übrigens auch leicht korrigieren, wenn grosse Genauigkeit wünschenswert ist. Ein Diagrammpapier wie dieses, das Energiemengen pro Volumeneinheit angibt, werde ich ein «Evogramm» nennen (Energie-Volumen-Diagramm). Genau wie bei dem Emagramm, definiere ich auf dem Evogramm trockenlabile Energie, feuchtlabile Energie und Labilitätsenergie, alles pro Volumeneinheit.

Die Fläche  $F'''$  auf einem Evogramm gibt auch den Druckfall am Erdboden an, wenn eine Luftmasse mit Temperaturverlauf  $T$  durch eine Luftmasse mit Temperaturverlauf  $T''$  ersetzt wird. Vorausgesetzt, dass die barometrische Höhenformel gültig ist, haben wir nämlich:

$$F''' = A'' = g \int_{z_0}^{z_1} (\varrho - \varrho'') dz = g \int_{z_0}^{z_1} \varrho dz - g \int_{z_0}^{z_1} \varrho'' dz = - \int_{p_0}^{p_1} dp + \int_{p_0''}^{p_1''} dp'' = p_0 - p_1 + p_1'' - p_0''.$$

Unter der Annahme, dass über der Höhe  $z_1$  kein Luftumtausch vorsichgegangen ist, hat man  $p_1 = p_1''$ , und wir erhalten  $F''' = p_0 - p_0'' = \Delta p$ , wo  $\Delta p$  der Luftdruckfall am Erdboden ist.

Durch das Emagramm und das Evogramm hat man die Möglichkeit verschiedene energetische Prozesse innerhalb der Luftmassen auch quantitativ verfolgen zu können. Bei derartigen energetischen Untersuchungen spielt der Verlauf der Kondensationsadiabaten eine besonders grosse Rolle, und es ist daher notwendig bei verschiedenen Untersuchungen immer mit derselben Kondensationsadiabatentafel zu arbeiten, wenn man die Resultate quantitativ vergleichen will. Es besteht nämlich leider ein recht grosser Unterschied zwischen den verschiedenen Tafeln, sowohl prinzipieller Art als auch bedingt durch verschiedene Werte physikalischer Konstanten. Das thermodynamische Diagrammpapier nach Stüve (III) berücksichtigt nicht die Schmelzwärme, und auch unter dem Nullpunkt der Temperatur besteht z. B. ein bemerkenswerter Unterschied zwischen der Tafel von J. E. Fjeldstad (IV) und der von Stüve. Dies bewirkt, dass man in allen Niveaus — und besonders in den oberen Schichten — nach der Tafel von Stüve bedeutend kleinere Labilitätsenergie und Feuchtlabilität erhält. In dieser Arbeit ist überall die Tafel von Stüve zugrunde gelegt, und die angegebenen Werte bei den verschiedenen Aufstiegen sind daher zweifellos Minimumswerte.

## Kapitel II. DIE LINIENFÖRMIGE ANORDNUNG LOKALER REGEN- UND GEWITTERBÖEN (SCHAUER).

Durch die Arbeiten der Bergener Schule hat man eine physikalische Erklärung für die Entstehung der wandernden Niederschlagsgebiete gefunden, und man hat dabei eine elegante Deutung für die langgestreckten, fast linienförmigen Niederschlagsgebiete bekommen, die die Wetterkarten oft zeigen. Jacob Bjerknes und Halvor Solberg (VI) haben ausserdem einige Fälle lokaler Schauerertätigkeit gefunden, die darauf hindeuten, dass die Schauerertätigkeit auf die Gebiete beschränkt ist, die nördliche, in der Höhe kalte, Luftmassen über sich bekommen haben, und wo die feuchte Seeluft als Folge der Seebrise über das Land hinein gedrungen ist. Instabilität und Feuchtigkeit sind notwendige Faktoren bei der Schauerbildung, und man erhält auf diese Weise durch die Polarluft instabile Luftmassen bis zu grösseren Höhen und durch die Seebrise eine grosse Feuchtigkeit in den unteren Schichten.

Die lokale Niederschlagsentstehung im Sommer zeigt aber oft typische Linienbildungen, und der Gedanke liegt dann nahe, dass auch diese ihre linienförmige Anordnung der Einwirkung von Fronten verdankt und in diesem Fall oberen Fronten bei zusammengeklappten (abgehobenen) Zyklonen.

Die Wettersituation im südlichen Norwegen im Sommer 1922 zeigte mit aller wünschbaren Deutlichkeit, dass die Fälle von Schauerbildung, die in Jacob Bjerknes' und Halvor Solberg's Arbeiten dargelegt sind, nur ein Spezialfall sein können, und wahrscheinlich ein recht seltener Spezialfall. Später ist es nur einige Male möglich gewesen, einigermaßen ähnliche Fälle zu finden, während es eine Reihe Fälle gibt, wo das Auftreten der Schauer unabhängig davon ist, ob Seeluft in den unteren Schichten vorhanden ist, und wo es keine Entwicklung in der Schauertätigkeit von Tag zu Tag gibt.

Im Laufe des Sommers 1922 traf eine Reihe von Fällen ein, die darauf hindeuten, dass bei der Schauerbildung obere Fronten eine Rolle gespielt haben. Im Juni wurden im Laufe eines Tages zu wiederholten Malen Polarbänder und ähnliche niedrigere bandförmige Wolkensysteme, mit kleinen Cumulo-Nimbi unter sich, beobachtet. Beide Wolkensysteme kamen von West treibend, und es zeigte sich ein deutlicher Zwischenraum, wahrscheinlich von über 2000 m, zwischen den Spitzen der Cumuli und der Basis der oberen Wolken. Die Wetterkarten zeigten, dass an diesem Tage mehrere schwache Fronten, einer Zentralzyklone zugehörend, vom Westen über Südnorwegen passiert waren, und die höheren Wolken waren wahrscheinlich die letzten Reste dieser Fronten nach der Passage über das Gebirge.



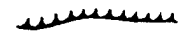


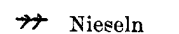
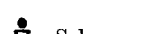

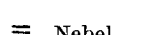
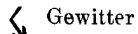
Im Juli und August desselben Jahres traten wiederholt Situationen auf, die darauf hindeuten, dass die Schauerbildung stark von den oberen Fronten beeinflusst war, und die Prognosen wurden in Schauersituationen, teilweise mit gutem Erfolg, unter Rücksichtnahme auf die oberen Fronten, ausgearbeitet. Die sogenannten Gewittersäcke zeigen dann oft auch im Druckfeld selbst, sowie in dessen Variationen, in Wolkenformen und in Windrichtung alle die Kennzeichen, die speziell die Ausläufer alter Fronten charakterisieren.

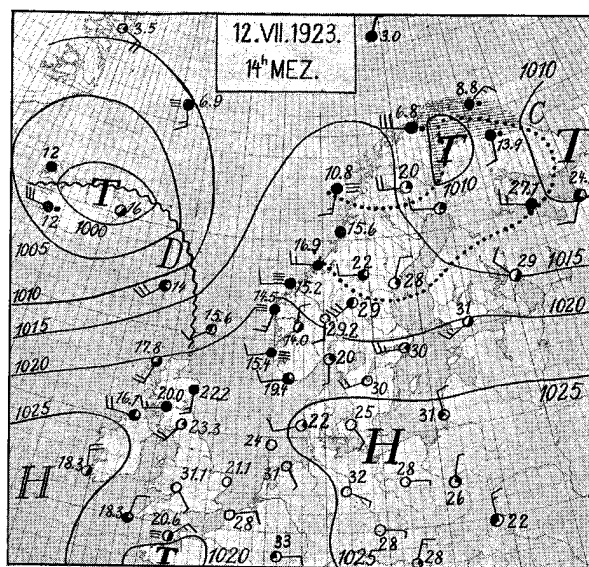
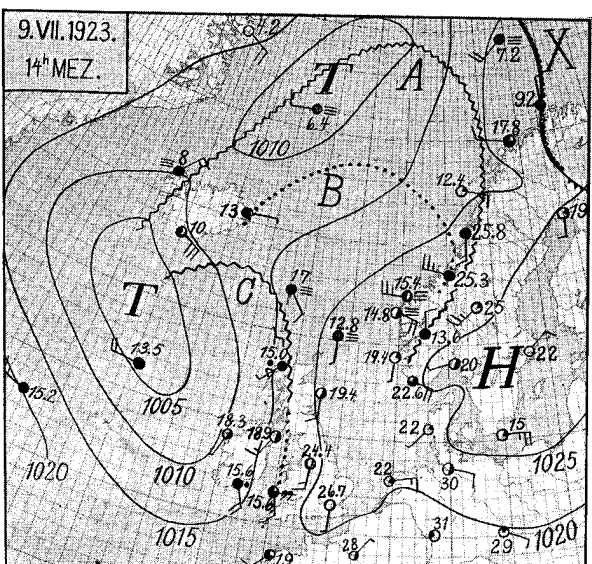
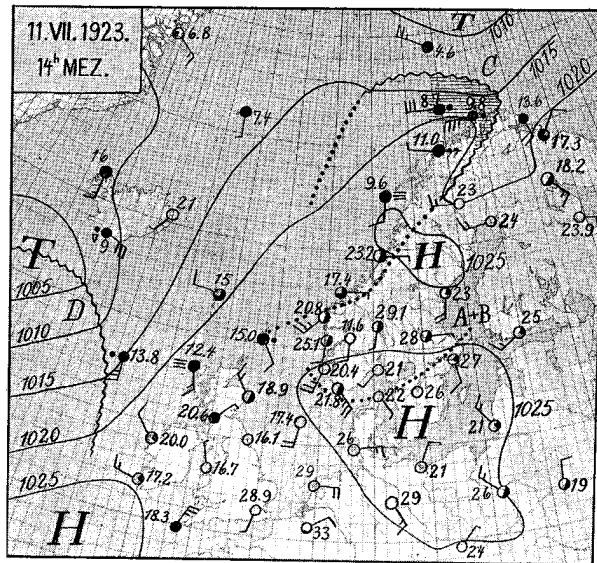
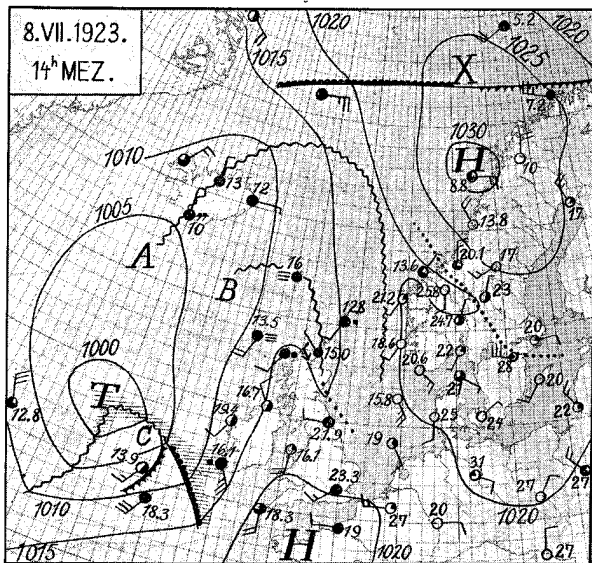
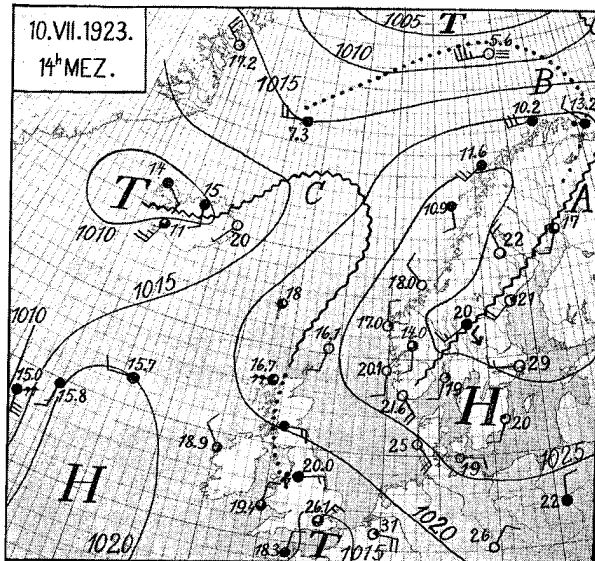
Am 10. Juli 1923 stellte sich in Oslo eine Situation ein, die zu zeigen schien, wie Regenschauer in Verbindung mit oberen Fronten entstehen können. Der Tag begann mit fast klarem Himmel, und den ganzen Tag hindurch gab es keine Andeutung der gewöhnlichen Cumulus-Entstehung. Die einzigen vorkommenden Wolkenformen waren einzelne hohe Wolken. Gegen 19<sup>h</sup> entstand plötzlich um die Bergrücken westlich des Osloer Hafens ein starker Dunst, und in der vorher klaren Luft erhoben sich schnell grosse Wolkenmassen. Sie kamen dem Hafen schnell näher und sahen sehr drohend aus. Der Wind frischte auf und sprang von Süd über nach Nordwest, während die Wolkenmassen den Hafen passierten. Die Wolkenmassen sahen nicht so aus, als ob sie besonders hoch gingen, waren aber doch sehr drohend und hatten deutlich den Charakter von Cumulo-Nimbus.

Es herrschte kein Zweifel darüber, dass dies kein lokales Phänomen sein konnte. In diesem Falle müssten sich nämlich die Wolkenmassen aus gewöhnlichen Cumuli entwickelt haben, und solche waren, wie gesagt, nicht am Himmel. Eine gewöhnliche Kaltfront war ebenfalls ausgeschlossen. Die Wetterkarten zeigen indessen, dass eine schwache obere Front im Laufe des 9. und 10. Juli das Östland von Nordwest passiert hatte, und die Analysen sowohl am Meteorologischen Institut in Oslo als auch am «Værvarslingen på Vestlandet» in Bergen zeigen unabhängig voneinander, dass bei der Abendobservation 19<sup>h</sup> die Front in der Nähe von Oslo liegt. Es ist darum einigermaßen wahrscheinlich, dass die eigentümlichen Wolkenmassen über Oslo ein die Front begleitendes Phänomen waren; falls aber eine schwache hohe Front die Entstehung von Cumulo-Nimbus bewirken könnte, müsste sie auch unter günstigeren Verhältnissen Regenschauer und Gewitter hervorbringen können, da diese nur einen Gradunterschied in dem Phänomen bezeichnen würden.

Die Wetterkarten zeigen dann auch, dass in den inneren Östlandsdistrikten am 9. und 10. Juli kräftige Regenschauer mit Gewitter waren, und die einzige plausible Erklärung ist, dass die Front selbst auf die eine oder andere Weise zu der Entstehung dieser Schauer beiträgt. Die einzige direkte Beobachtung darüber, wie diese sich geäu-

### Zeichenerklärung.

	Niederschlagsgebiet	
	Warmfront	
	Kaltfront	
	Zusammengeklappte Front	
	Schwache oder hypothetische Front	
	Nieseln	 Schauer
	Regen	 Nebel
		 Gewitter



Kartenserie I. Wetterkarten.

sert hat, war über Oslo-Hafen und das Bemerkenswerteste war, dass die Wolkenbildung in den niedrigsten Luftschichten begann, etwas über dem Boden und nicht oben in der Höhe, wo die Front passierte.

Um die Niederschlagsverteilung über Süd-Norwegen zu erfahren, während diese Front passierte, sind Niederschlagskarten nach Material von über 400 Stationen im südlichen Norwegen und Karten, die Isobaren und Fronten über dem nördlichen Europa zeigen, gezeichnet worden.

#### A. Die Schauer über Süd-Norwegen 9. und 10. Juli 1923 (Kartenserie I).

Die Niederschlagskarten am 7. Juli und in der Nacht zum 8. Juli zeigen, dass es verstreute, meist schwache Regenschauer in Møre, Trøndelag, Dovre und an vereinzelten Stellen im Vestland gibt. Die Wetterkarten zeigen, dass in dieser Zeit die letzten Reste einer Zyklonenserie Norwegen auf dem Weg nach Russland passieren, und dass die Fronten einer neuen Zyklonenserie über England nach dem Norwegischen Meer unterwegs sind. Diese Zyklonenserie ist über England von Regen- und Gewitterschauern begleitet. Die Insolation war nämlich am 6. Juli über den Britischen Inseln sehr gross, und die Verhältnisse lagen darum günstig für Gewitterbildung. Die Gewitter, die gebildet wurden, waren kaum ganz lokaler Natur, und es ist nicht unwahrscheinlich, dass sie von derselben Art sind, wie die Gewitter, die sich am 10. Juli in Verbindung mit der ersten dieser Fronten über dem Östland bilden.

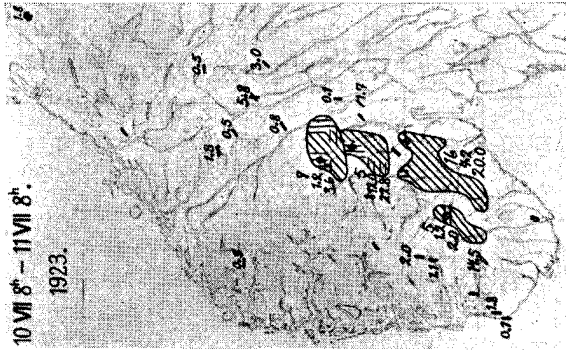
Die erste Front A kommt im Laufe des 8. Juli nach Jæren und dem Vestland und passiert das Östland am 9. und 10. Juli von Nordwest. Trotzdem diese Front äusserst schwach ist, ist sie an einer Reihe von Orten von zum Teil kräftigem Niederschlag und vielfach von Gewittern begleitet. Die Niederschlagskarte 8.—9. Juli zeigt ziemlich bedeutende Regenmengen um den Boknfjord, die ausschliesslich in der Nacht zum 9. Juli gefallen sind. 3 Stationen melden Gewitter, 2 um Mitternacht und eine, ein wenig weiter innen im Fjord, zeitig am Morgen.

Am 9. Juli ist die Front A bis Trøndelag gekommen und streckt sich über Dovre, Langfjellene und wahrscheinlich über Jæren hinunter in die Nordsee. Bereits am Vormittag melden 3 Stationen zuoberst in Numedal, Hallingdal und Valdres Regen, und am Nachmittag gibt es ein zusammenhängendes Gebiet, das Niederschlag gehabt hat, überwiegend als Schauer angegeben. Ausserdem meldet eine Station zuoberst in Rendalen einen einzelnen kräftigen Schauer und eine Station bei Femundsjøen einige unbedeutende Schauer. Nesbyen in Hallingdal meldet 17<sup>h</sup> Gewitter.

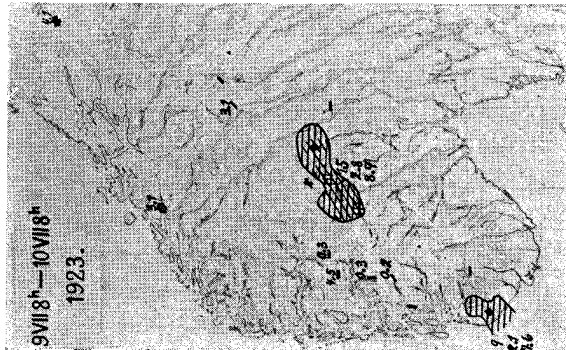
In der Nacht zum 10. Juli sind noch mehrere Stationen im Landinneren, die Regen melden, und ausserdem befindet sich ein scharf abgegrenztes Niederschlagsgebiet bei Jæren, wo angegeben ist, dass der Niederschlag ausschliesslich in einem oder mehreren Schauern kommt. Am Vormittag des 10. Juli fällt dann und wann etwas Regen über dem Östland, Ryfylke und Jæren. In der Mittagszeit und am Nachmittag brechen kräftige Regenschauer in den Inlanddistrikten los und Gewitter an einer Reihe von Stellen zuoberst in den Tälern im Sørland. Der Niederschlag kommt ausserordentlich ungleich, und viele der Beobachter geben an, dass der Regen in einem oder mehreren gewaltigen Schauern kommt.

Der Regen über dem Östland am 10. Juli 1923 ist ein typisches Beispiel für die kräftigen sogenannten lokalen Regenschauer, die so oft in den Inlanddistrikten aufkommen und besonders in den Übergangsgebieten vom Hochgebirge zum Tiefland. Bei diesem Fall gibt es aber keine Entwicklung der Schauertätigkeit von Tag zu Tag. Die Regenschauer beginnen und enden plötzlich mitten im Land, und im grossen ganzen sind Luftdruck, Temperatur, Feuchtigkeit und Insolation vom 8. bis zum 12. Juli über Süd-Norwegen unverändert.

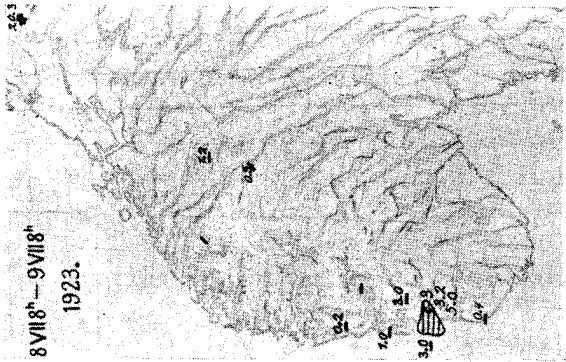
10 VII 8<sup>h</sup> - 11 VII 8<sup>h</sup>  
1923.



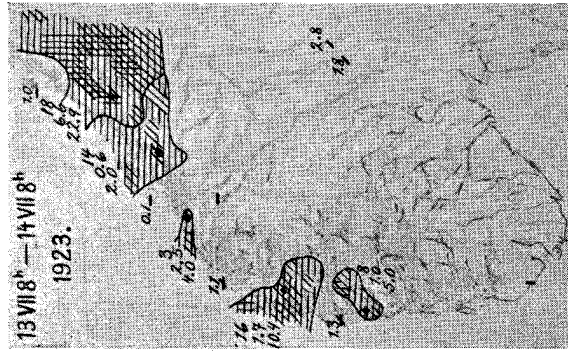
9 VII 8<sup>h</sup> - 10 VII 8<sup>h</sup>  
1923.



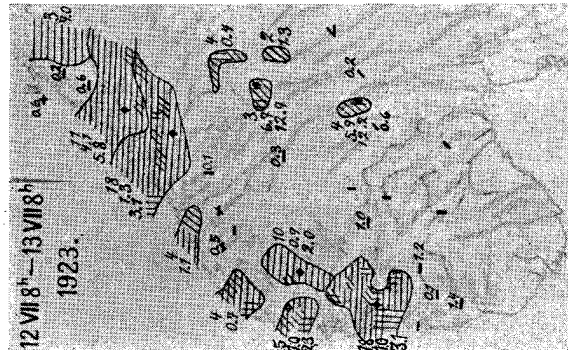
8 VII 8<sup>h</sup> - 9 VII 8<sup>h</sup>  
1923.



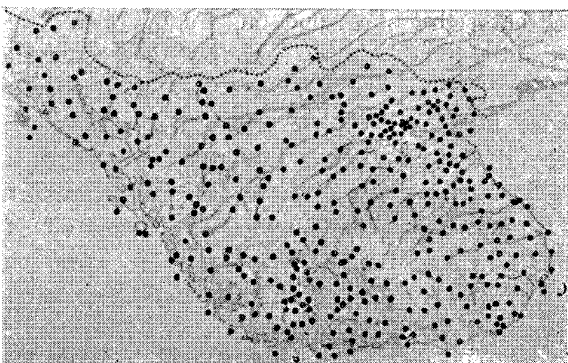
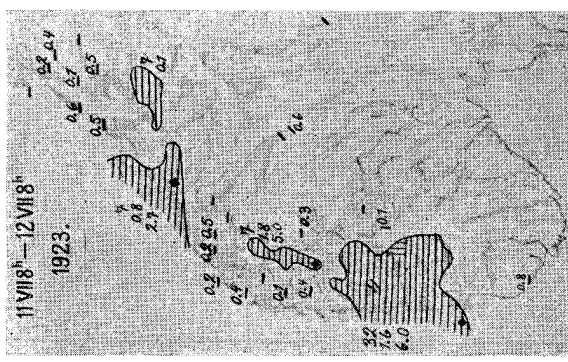
13 VII 8<sup>h</sup> - 14 VII 8<sup>h</sup>  
1923.



12 VII 8<sup>h</sup> - 13 VII 8<sup>h</sup>  
1923.



11 VII 8<sup>h</sup> - 12 VII 8<sup>h</sup>  
1923.



**Zeichenerklärung.**

Gebiete, wo sämtliche Stationen Regen melden, sind schraffiert. Vertikale Schraffierung bedeutet Regen vormittags 8<sup>h</sup> bis 14<sup>h</sup>. Schräge Schraffierung bedeutet Regen nachmittags 14<sup>h</sup> bis 20<sup>h</sup>. Horizontale Schraffierung bedeutet Regen nachts, 20<sup>h</sup> bis 8<sup>h</sup>.

Die oberste Zahl bei einem Regengebiet gibt die Anzahl Stationen im Gebiet an.

Die nächste Zahl gibt die durchschnittliche Niederschlagsmenge pro Station an.

Wo die Regenmengen sehr variierend sind, gibt eine dritte Zahl die grösste Regenmenge im Gebiet an. Diese Station ist durch ein Viereck markiert.

Isolierte Stationen, die Regen melden, sind durch einen vertikalen, schrägen oder horizontalen Strich markiert, nach dem Zeitpunkt für den Regen. Die Zahl an der Seite gibt die Regenmenge an.

Wo die Regenmenge weniger als 0.1 mm ist (nicht messbar), steht nur ein Strich.

Die untenstehende Karte zeigt sämtliche Stationen, die benutzt worden sind.

Kartenserie I. Niederschlag.

Nach dem Kartenmaterial sehen die Regenschauer über dem Östland am 9. und 10. Juli aus, als wären sie intim an die Front A (oder A + B) gebunden, die in den Tagen Südnorwegen passierte, und man hat, wie gesagt, allen Grund zu glauben, dass die Front auch bei der Bildung der eigentümlichen Wolkenmassen über Oslo-Hafen am 10. Juli etwas vor 19<sup>h</sup> mitgewirkt hat.

#### **B. Aerologische Belege für die Auslösung von Schauern durch schwache obere Fronten.**

Im Sommer 1923 und 1924 assistierte ich während meines Militärdienstes Direktor Calwag en bei seinen Studien auf dem Kjeller Flugplatz. Wenn es möglich war, folgten wir als Passagiere mit den Aeroplanen, um besser zu verstehen, was die Instrumente registrierten, und um zu sehen, was in den berührten Gebieten vorsichging. 1924 glückte es, mehrere Aufstiege in typischen Schauersituationen zu bekommen, wovon 2 hier wiedergegeben werden.

##### *Aufstieg am 31. Juli 1924, 9<sup>h</sup> (Fig. 6).*

Am Morgen waren am Himmel feiner Cirro-Stratus und gestreifter Cirrus, etwas Alto-Stratus, teilweise in Lenticularisform, und besonders im Süden beginnende Cumulusbildung, mit Basis um 1000 m über dem Boden. Über die Cumuli gekommen, zeigte es sich, dass im Süden von Smälene, über Öyrens Südspitze, Nesodden, und hin über den Bergücken westlich von Oslo ein bandförmiges Alto-Stratus-System lag, zu dem die Cumuli an vereinzelt Stellen hinaufgereicht hatten. Dieses Alto-Stratus-Band, das an einzelnen Stellen, besonders am oberen Rand, Lenticularisformen aufwies, lag wahrscheinlich in einer Höhe von etwa 2000 bis 2500 m über dem Boden.

Die einzige plausible Erklärung für diese linienförmige Anordnung des Alto-Stratus ist, dass diese Wolkenform die letzten Reste einer sehr alten zusammengeklappten (abgehobenen) Front repräsentierte. Die Gruppierung der Cumuli um diese Front war sehr eigentümlich. Über dem ganzen Gesichtsfeld hatte die Cumulusbildung begonnen, ausgenommen einen ziemlich breiten Streifen vor der Front. Dieser wolkenarme Streifen konnte seine Entstehung nicht der Einwirkung der Wasserflächen von Öyeren und Oslo-Hafen verdanken, da das wolkenarme Gebiet sich weit über diese hinaus erstreckte. Die wenigen niederen Wolkenformen, die es in diesem wolkenarmen Gebiete gab, trugen deutliches Gepräge von Auflösung. Es gab Alto-Stratus-Lenticularis-Fetzen und Wolkenformen, die vom Boden aus nur als Cirro-Cumulus charakterisiert werden konnten, trotz der Höhe von kaum 2000 m.

Als wir höher kamen, zeigte es sich, dass auch hinter der Front eine Andeutung von einem Cumulus-armen Gebiete war. Die kräftigste Cumulusbildung fand unter der Front selbst statt, und die Cumuli brachen bald an mehreren Stellen durch das Alto-Stratus-Band durch. Zwischen Öyeren und dem Oslofjord brachen z. B. zwei kräftige Cumulustürme durch die Schichtwolken und wuchsen schnell, solange sie beobachtet werden konnten. Das Alto-Stratus-Band wurde bald an einer Reihe Stellen mit Cumuli eingefiltert, und da, wo der grosse Durchbruch stattfand, war es zu länglichen isolierten Alto-Stratus-Fetzen und -Streifen deformiert, die dicht an den Cumulusballen anlagen. Dieses Phänomen ähnelte dermassen einem der Fälle von Kappenentstehung, die A. Wegener beschrieben hat (VII), dass man glauben könnte, diese oft beschriebenen Kappen, Alto-Stratus-Kappen und Cirruskappen, seien zuweilen nichts anderes als Wolkenmassen an alten Fronten.

Über uns war über dem ganzen Himmel, einen klaren Streifen am Horizont im Osten ausgenommen, gestreifter Cirrus und Cirro-Stratus mit Halos. Dieser Cirrus war also gänzlich von dem darunterliegenden Alto-Stratus-Band getrennt, und es ist wahrscheinlich, dass er einer dahinterliegenden kräftigeren Front angehörte.



Im Alto-Stratus-Band ging, wie gesagt, zwischen Öyeren und dem Oslofjord ein Durchbruch vor sich, und Calwagen, der in grössere Höhen kam, erzählte, dass ein ähnlicher Durchbruch durch dasselbe Alto-Stratus-Band drinnen über dem Land, nordwestlich von Oslo, stattfand. Nachdem wir heruntergekommen waren, bewölkte es sich immer mehr in Süd und West, und der erste Donnerschlag, der 11<sup>36</sup> ziemlich schwach im Westen gehört wurde, stand sicher mit dem Durchbruch nordwestlich von Oslo in Verbindung. Der zweite Donnerschlag wurde 12<sup>23</sup> in Südsüdost gehört und stand also mit dem Durchbruch bei Öyeren in Verbindung. Gleichzeitig begann es schwach zu regnen. Das Gewitter währte bis weit in den Nachmittag hinein, von 12<sup>50</sup> ab mit einer Reihe teilweise gewaltiger Schauer.

Die Registrierungen der Instrumente, zusammen mit dem, was wir während des Aufstieges sahen, können dazu beitragen das Verständnis für das, was unmittelbar vor dem kräftigen Gewitter in der Atmosphäre vorsichging, zu erleichtern.

Es gab drei Hauptschichten in den Luftmassen (Fig. 6).

1.) Vom Boden bis hinauf zu 2450 m über dem Meere:

Die Feuchtigkeit ist ziemlich gross: die relative Feuchtigkeit ist 75 % am Boden und steigt bis zu 100 % in 2450 m Höhe. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz für diese Luftmasse ist 8°,0 C (hier und später in diesem Abschnitt im Verhältnis zu der Kondensationsadiabate gemessen, die am Erdboden im selben Punkt wie die Temperaturkurve anfängt). Dies ist sehr viel so früh am Morgen, und die grosse Feuchtigkeit und die grosse Feuchtlabilität geben eine Erklärung für die sehr schnelle Cumulibildung.

2.) Von 2450 m bis 3900 m über dem Meere:

Die relative Feuchtigkeit nimmt wieder ab bis zu 76 %. Die Feuchtlabilität nimmt hier ab, und die feuchtlabile Temperaturdifferenz vom Erdboden bis zu 3900 m beträgt nur 4°,3.

3.) Von 3900 m bis zu 6910 m und wahrscheinlich bis zum Cirrus-Niveau:

Im untersten Teil besteht diese Hauptschicht wahrscheinlich aus mehreren relativ dünnen Schichten von verschiedenen Luftmassen. Im grossen ganzen kann man sie aber als eine homogene Luftmasse betrachten.

Unter 5000 m variiert die relative Feuchtigkeit um 70 % herum, und über 5000 m stellt sie sich konstant auf 60 % ein. Die Feuchtlabilität nimmt hier zu, und die feuchtlabile Temperaturdifferenz vom Boden bis zu 6910 m beträgt 10°,5 C.

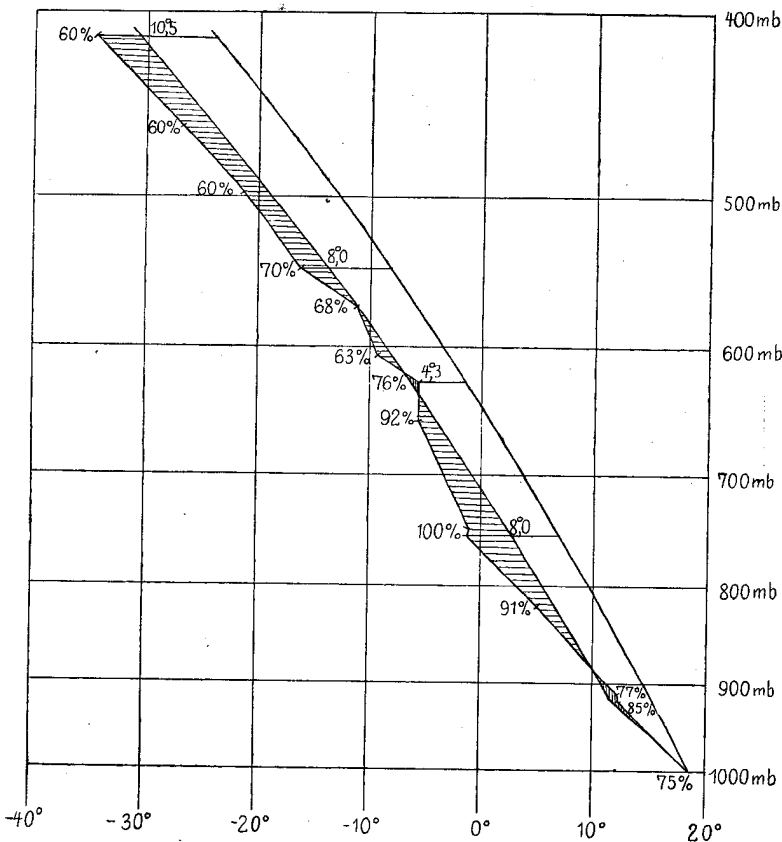


Fig. 6. Das Emagramm des Aufstieges bei Kjeller am 31. Juli 1924 um 9 Uhr. Grosse positive Labilitätsenergie.

In der mittleren Schicht wird also die aufsteigende Bewegung gebremst, in den beiden anderen werden die feuchten Luftmassen, die beim Aufstieg Wasserdampf kondensieren, beschleunigt. Da die unteren Luftschichten so feucht sind, dass das Kondensationsniveau 600 m über dem Boden liegt, beginnt die Wolkenbildung leicht, und die Temperaturverteilung bewirkt dann, dass kräftige aufsteigende Bewegungen notwendigerweise in Gang kommen müssen. Eigentümlich ist es, dass es so scheint, als ob die aufsteigenden Bewegungen am leichtesten unter der alten Front beginnen, und dass sie in Luftschichten beginnen, die bedeutend unter dieser liegen. Wenn man die Luftmassen von 300 m über dem Boden bis zu 1400 m betrachtet und für diese Luftmasse die Schauerformel gebraucht, erhält man für die Gesamthöhe  $h + H$ , um die eine Luftmasse gehoben werden muss um selbständig weitersteigen zu können, 600 m.

Das «Emagramm» dieses Aufstieges (Fig. 6) ist unter der Voraussetzung gezeichnet, dass die aufsteigende Bewegung 300 m über den Boden beginnt, und dass die relative Feuchtigkeit hier 80 % ist.

Das Emagramm zeigt, dass die negative Fläche in ungefähr 1000 m recht klein ist. Die auslösenden Kräfte brauchen demnach nicht gross zu sein um die selbständigen Vertikalbewegungen zu starten, und in zwei verschiedenen Niveaus liegen bedeutende Energiemengen für die weitere Entwicklung disponibel.

#### *Aufstieg 7. August 1924, 19<sup>h</sup> (Fig. 7).*

Den ganzen Tag war Westbrise gewesen und ca. drei Zehntel des Himmels waren mit Cumuli bedeckt. Gegen 19<sup>h</sup> kam ein Band oberer Wolken von Nordwest, in Längsrichtung von Südwest nach Nordost orientiert. Die Wolkenmassen in diesem Band bestanden eigentlich aus langgestreckten Alto-Cumuli und einzelnen Büscheln degenerierter Cirrus filiformis. Die Höhe dieser Wolken wurde für die Cirri rein schätzungsweise zu über 7000 m angeschlagen und bis 5000 m für die Alto-Cumulus-Gruppen, die wahrscheinlich die letzten Reste einer oberen Front darstellten.

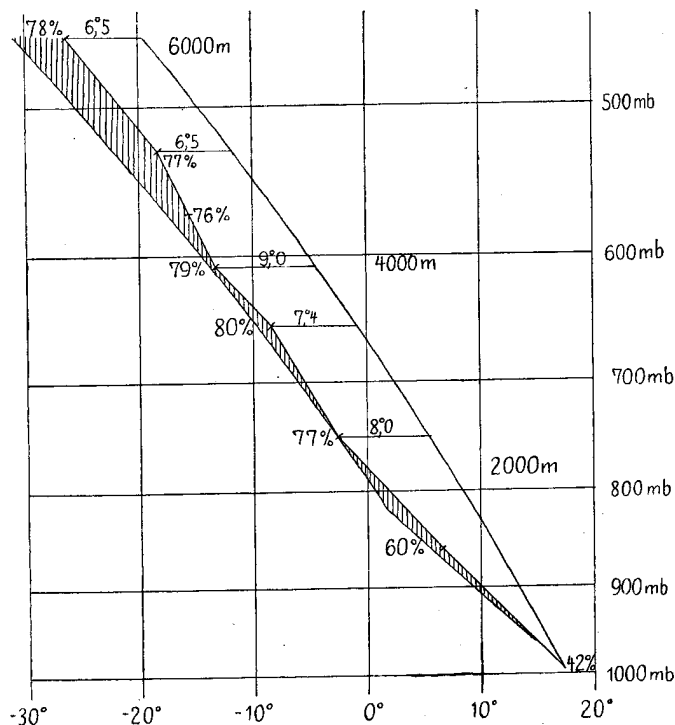


Fig. 7. Das Emagramm des Aufstieges bei Kjeller am 7. August 1924 um 19 Uhr. Nur negative Labilitätsenergie.

Die Anordnung der Cumuluswolken unter diesem Band war sehr bemerkenswert. Soweit sie sichtbar waren, ging den oberen Wolken ein Gürtel mit klarem Himmel voran, während die Haufenwolken sonst gleichmässig über dem ganzen Himmel verteilt waren. Unter den oberen Wolken ging die kräftigste Cumulusbildung, die zu beobachten war, vor sich, und nordwestlich von dem Kjeller Flugplatz, direkt unter dem Band oberer Wolken, bildete sich der einzige Cumulo-Nimbus dieses Tages. Die Basis dieser Wolke schien bis zu 2000 m über dem Boden zu liegen, und in ca. 4000 m Höhe flachte sie sich ab, als ob sie gegen ein Hindernis stiess. Von mehreren Stellen in diesem Cumulo-Nimbus liefen

Fallstreifen heraus, die aber nicht den Boden erreichten. Zwischen dem Gipfel dieses Cumulo-Nimbus und den unteren Wolken in dem Band war ein Zwischenraum von wahrscheinlich 1000 m. Beide Wolkensysteme folgten einander, während sie über Kjeller zogen. Ausser dem einzigen Cumulo-Nimbus dieses Tages lagen sowohl im Süden als auch im Norden mehrere grosse Haufenwolken, längs einer Linie geordnet, unter dem Band der oberen Wolken.

Der Aufstieg am Abend 19<sup>h</sup> zeigte, dass an diesem Tage über Kjeller sehr trockene Luft in den unteren Luftschichten lag, und dass, nach dem Temperaturgradienten zu urteilen, eine Reihe Schichten in der Atmosphäre war (Fig. 7).

1.) Vom Boden bis zu 2450 m über dem Meer:

Die relative Feuchtigkeit nimmt zu von 42 % bis 77 %. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz ist 8°,0 C.

2.) Von 2450 m bis zu 3500 m:

Die relative Feuchtigkeit ist hier 80 % und die feuchtlabile Temperaturdifferenz vom Boden gerechnet 7°,4 C.

3.) Von 3500 m bis zu 4000 m:

Die relative Feuchtigkeit ist weiterhin ungefähr 80 %. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz steigt bis zu 9°,0 C.

4.) Von 4000 m bis zu 5100 m:

Die relative Feuchtigkeit ist immer noch bei 80 %. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz nimmt ab bis zu 6°,5 C.

5.) Von 5100 m bis zu 6100 m:

Die relative Feuchtigkeit ist immer noch bei 80 %. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz ist unverändert 6°,5 C.

Wenn man die Luftmassen von 300 m über dem Boden bis zu 1400 m betrachtet und für diese Luftmassen die Schauerformel gebraucht, erhält man für die Gesamthöhe  $h + H$  fast 1800 m, also eine dreimal so grosse Höhe wie im vorigen Beispiel.

Keiner der Meteorologen folgte mit dem Flugzeug während dieses Aufstieges. Deshalb ist es nicht leicht zu entscheiden, in welcher Höhe die vorbeipassierende Front lag. Es kann aber angenommen werden, dass die Luftmassen zwischen 4000 m und 5000 m, wo die Feuchtlabilität negativ ist, die untere stabile Warmsektorluft einer Zyklone repräsentieren (S. Seite 22 und Kap. V).

Eine Untersuchung mit Hilfe des Emagramms zeigt, dass die Labilitätsenergie bei diesem Aufstieg negativ ist, infolge der kleinen relativen Feuchtigkeit in den unteren Schichten. Der gebildete Cumulo-Nimbus hat daher keine Möglichkeiten zu einer selbständigen Weiterentwicklung.

Diese zwei Aufstiege, der eine vor einem kräftigen Gewitter, der andere gleich vor einem einzelnen Cumulo-Nimbus nur mit Fallstreifen, zeigen, dass die schwachen oberen Fronten eine Rolle sowohl bei den stärksten als auch den schwächsten Schauerbildungen zu spielen scheinen. Das Bemerkenswerteste ist, wie früher gesagt, dass die Schauerbildung mittels Wolkenbildung in Luftschichten beginnt, die bedeutend niedriger als die Front selbst liegen.

### C. Die Existenz überadiabatischer Gradienten.

Eine Luftmasse kann nicht selbständig aufwärts zu steigen beginnen, wenn sie nicht leichter ist als Luft über ihr oder leichter als Luft zu ihren Seiten. Im ersten Fall ist ein Temperaturgradient von mehr als 3°,41 per 100 m nötig, was wohl kaum in der freien Atmosphäre vorkommt. Im anderen Falle ist eine ungleiche Aufwärmung der unteren Luftschichten nötig, was besonders dort leicht stattfindet, wo das Terrain stark kuptiert ist und die Beschaffenheit wechselt.

Es wird aber eintreffen können, dass der Temperaturgradient über  $1^{\circ}\text{C}$  per 100 m steigt, ohne dass Vertikalbewegungen beginnen, und das scheint sogar ein verhältnismässig gewöhnliches Phänomen zu sein, sowohl in der freien Atmosphäre als auch längs Bergabhängen. *Assmann* (VIII) hat eine Reihe Fälle gefunden, wo der Temperaturgradient bedeutend grösser als  $1^{\circ}\text{C}$  per 100 m war, und in einem einzelnen Fall stieg er sogar bis zu  $2^{\circ},26$  per 100 m.

*W. Peppeler* hat in seiner Arbeit «Beiträge zur Physik des Cumulus» (IX) die Häufigkeit der verschiedenen Gradientengrössen in verschiedenen Niveaus und während verschiedener Wittertypen angegeben, und es geht daraus hervor, dass überadiabatische Temperaturgradienten in Niveaus bis zu 1500 m Höhe ganz gewöhnlich sind und auch in Luftschichten zwischen 2500 m und 3000 m vorkommen.

*Carl Forch* (II, 1919, Seite 197) hat die Aufzeichnungen der deutschen Feld- drachenstation in Szent Andras bei Temesvar in Süd-Ungarn für 1916 und 1917 bearbeitet. Er kommt zu dem Ergebnis, dass in der Luftschicht zwischen Boden und 500 m in der warmen Jahreszeit *der Temperaturgradient am Nachmittag normalerweise überadiabatisch ist*. Die Monatsmittel betragen dort im Sommer  $1^{\circ},3$  bis  $1^{\circ},5$  pro 100 m, und auch von 500 m bis zu 1000 m ist *der Gradient in den Monaten Mai, Juni, Juli und August im Mittel noch überadiabatisch*. (Hier sind die Fälle nicht mitgenommen, in denen feuchtlabile Luftmassen mit Wasserdampf gesättigt sind und daher schon labil, wenn der Temperaturgradient grösser als  $\gamma''$  ist.)

*F. Exner* schreibt darüber (II 1919, Seite 251):

«Das labile Gleichgewicht ist nach der einfachen Theorie ein Zustand, der bei geringster Änderung der Massenverteilung verlassen wird. Da nun an warmen Sommertagen das labile Gleichgewicht in den untersten Atmosphärenschichten regelmässig eintritt, so müssen doch zu einem Massenumsturz grössere Veränderungen nötig sein, die nicht alle Tage vorkommen. Denn von einer absoluten Luftruhe während des Bestehens überadiabatischer Gradienten kann keine Rede sein. Es werden also gewiss stets kleine vertikale Verlagerungen der kalten und warmen Schichten durch Winde vorkommen, und doch führen sie zu keiner Umlagerung. Es fehlt dabei die den Umsturz auslösende, genügend kräftige Ursache.»

Er schreibt weiter:

«Man darf sich daher offenbar nicht vorstellen, dass bei Überschreitung des indifferenten Gleichgewichts in der Atmosphäre nun sofort ein Zustand eintritt, der unbedingt bei der kleinsten Störung zum Umsturz führen muss. Wenn der Umsturz so langsam erfolgt, wie hier berechnet wurde, dann ist es wohl von der Grösse der aus der Gleichgewichtslage gebrachten Luftmasse abhängig, ob sie sich nun mit zunehmender Geschwindigkeit stets weiter von der Ausgangslage entfernen wird, oder ob sie wieder zur Ruhe kommt. Der letzte Fall kann, wie schon erwähnt, eintreten, wenn die Bewegung so langsam erfolgt, dass ein Temperatúrausgleich mit der Umgebung möglich ist und die Bedingung adiabatischer Bewegung nicht mehr erfüllt ist. Dieser Ausgleich wird bei kleinen Massen eher eintreten können als bei grossen, weil die Wärmeübertragung proportional der Oberfläche, der Wärmehalt aber proportional dem Volumen ist. Wir gelangen also zum Ergebnis, dass kleine Ausweichungen aus dem labilen Gleichgewichtszustand (genauer gesagt: geringe durch mechanische Ursachen hervorgerufene vertikale Massenverschiebungen) denselben nicht zu stören brauchen, dass vielmehr bei einer bestimmten labilen Temperaturverteilung erst von einer gewissen Grösse der vertikalen Verlagerung und der gestörten Masse an ein Umsturz eintreten wird.»

Die Ursache dafür, dass eine grössere Luftmasse gehoben werden muss um Auslösung bewirken zu können, muss man, meiner Meinung nach, in der gewöhnlichen, normalen Turbulenz eines homogenen Stromes suchen. Diese Turbulenz bewirkt, dass eine

Luftmasse, deren Bewegung eine vertikale Komponente hat, mit den umgebenden Luftmassen vermischt wird, wodurch die aufsteigenden Bewegungen erschwert werden.

Die normale Turbulenz eines homogenen Stromes arbeitet also den auslösenden Kräften entgegen, und es sind demnach Turbulenzphänomene von ganz anderen räumlichen Dimensionen — z. B. durch die Topographie oder Fronten hervorgerufen — die imstande sind auslösend zu wirken.

#### **D. Versuch einer Erklärung der Auslösung von Schauern durch schwache obere Fronten.**

Es sieht also so aus, als ob labile Luftmassen nicht so leicht von selbst Vertikalbewegungen beginnen können, dass sie Impulse von aussen brauchen, und dass diese Impulse nicht immer vorhanden sind. Wie früher erwähnt, weisen Kartenanalyse sowie aerologische Aufstiege darauf hin, dass schwache obere Fronten auslösend auf die Schauer-tätigkeit wirken können, und in den drei beobachteten Fällen zeigte die Wolkenbildung eine entschiedene Tendenz dazu in Luftschichten bedeutend unter der Front selbst zu beginnen. Es entsteht dabei folgende Frage: Wie können diese schwachen oberen Fronten dazu beitragen, dass die vertikalen Bewegungen in den darunterliegenden Luftschichten beginnen?

Die Passage einer kürzlich zusammengeklappten (abgehobenen) Okklusion wird durch eine Reihe von Phänomenen markiert, die leicht zu beobachten sind. Sie hat ein charakteristisches Wolkensystem mit Niederschlagsbildung, wirkt oft stark auf den Luftdruck ein, und während der Passage herrschen bis ganz herunter zum Boden kräftige Windstösse. Diese Windstösse, die oft nur wenige Minuten dauern, dürften derauf hindeuten, dass die Luftmassen unter der Front turbulenter sind und andere Geschwindigkeit haben als die umgebenden Luftmassen.

Wenn die Front älter wird, verschwinden mehrere dieser Kennzeichen; schwache obere Fronten, die nur gerade noch Niederschlag über dem Östland geben, wirken oft kaum auf den Luftdruck ein. Die niedrigeren Wolken lösen sich nach und nach auf, und das letzte sichtbare Kennzeichen der abgehobenen Front ist ein mehr oder weniger linienförmiges System von oberen Wolken, gewöhnlich von Windänderungen begleitet. Man wird oft während typischer Schönwettertage im Sommer diese scheinbar unmotivierten, plötzlichen kurzwährenden Richtungs- und Stärkeveränderungen in der Land- und Seebrise bemerken. Diese Unruhen des Bodenwindes erinnern an die Unruhen, die während einer typischen Frontpassage auftreten und nicht selten in Verbindung mit linienförmigen oberen Wolkensystemen beobachtet werden können.

In seiner Arbeit «Beiträge zur Physik des Cumulus» (IX) schreibt W. Peppeler:

«In neuerer Zeit findet die Turbulenz, als wichtiger Faktor bei der Wolkenbildung steigende Beachtung, und es ist wahrscheinlich, dass die Cumuli-bildenden Luftschlote und Schlieren auch durch turbulente Strömungsvorgänge entstehen können. Die Ursache der Turbulenz wird sowohl in der wechselnden Bodenreibung, als auch in bestimmten kurzdauernden Unregelmässigkeiten des Druckgradienten zu suchen sein. Letztere lassen sich messend schwer verfolgen und sind daher noch wenig bekannt; sie müssen aber eine wesentliche Rolle spielen bei der Auslösung thermisch labiler Gleichgewichtszustände.»

Kurzwährende Unregelmässigkeiten im Druckgradienten sind typische Erscheinungen bei der Passage einer schwachen oberen Front, und diese könnte also die primäre Ursache für die vermehrte Turbulenz unter der Front sein. Kommt darum eine schwache obere Front über thermisch labile Luftmassen, so wird sie in diesen Vertikalbewegungen auslösen können. Liegen labile Luftmassen über einem grösseren Gebiet, so werden Vertikalbewegungen längs eines grösseren Teils der Front ausgelöst werden, und auf diese Weise kann man die Bildung der linienförmigen Anordnung bei ausgeprägten Wärmegewittern erklären.

Kommt eine obere Front über Luftmassen, die feuchtlabil sind, so wird sie auch in diesem Fall Vertikalbewegungen auslösen können, die Anlass zur Schauerbildung geben können. Wenn diese Vertikalbewegungen kräftig genug sind um eine grössere Luftmasse so hoch über ihr Kondensationsniveau zu heben, dass sie selbständig weitersteigen kann, sind Bedingungen für Schauerbildung vorhanden. Diese Höhe  $h$  ist durch die Schauerformel gegeben (Seite 7):

$$h = H \frac{\gamma' - \gamma}{\gamma - \gamma''},$$

wo  $H$  die Kondensationshöhe der Luftmasse ist.

Die Höhe  $H$  der Luftmasse bis zu ihrem Kondensationsniveau nimmt zu, wenn die relative Feuchtigkeit abnimmt. Die Höhe  $h$ , zu der eine feuchtlabile Luftmasse über ihr Kondensationsniveau gehoben werden muss um selbständig weiter steigen zu können, nimmt zu von Null bis zu unendlich, wenn der Temperaturgradient von trockenadiabatisch bis feuchtadiabatisch abnimmt. Sie sinkt mit steigender Temperatur, da der feuchtadiabatische Temperaturgradient  $\gamma''$  dann abnimmt.

Die Chance dafür, ob in feuchtlabilen Luftmassen Schauer ausgelöst werden können, ist also in erster Reihe von dem Temperaturgradienten und der relativen Feuchtigkeit und danach von der Temperatur abhängig, Faktoren, die mit dem täglichen Temperaturgang variieren. Dazu kommt die Bedeutung der Auslösung, z. B. durch Fronten oder orographische Verhältnisse.

Wie später gezeigt wird (Kap. V), ist die Tropikluft einer sich vertiefenden Zyklone wahrscheinlich stabil in den unteren 500 bis 1500 m und darüber feuchtlabil. Wenn die Warmluft durch den Okklusionsvorgang gehoben wird, muss man demnach erwarten in dieser Warmluftschale unten stabile Luftmassen zu finden und darüber feuchtlabile Luftmassen. Die Schauer, die von einer oberen Front ausgelöst werden, werden von verschiedenem Charakter sein, je nachdem ob die darunterliegenden Luftmassen durch die stabil geschichtete untere Warmluft der Okklusion durchbrechen oder nicht.

Die Bildung grosser Gewitter durch Frontauslösung, wie z. B. das Gewitter über dem Östland am 31. Juli 1924, wo die stabile Warmluft, nach der Feuchtlabilität zu urteilen, sich von 2500 m bis zu 4500 m über dem Meere erstreckte, deutet darauf hin, dass diese Gewitter erst auftreten, wenn die stabile Warmluft der Front durchbrochen wird, und die Vertikalbewegungen sich hinauf bis zu den darüberliegenden feuchtlabilen Luftmassen erstrecken. A. Wegener hat darauf aufmerksam gemacht, dass die Bildung von Gewittern im allgemeinen durch ein Durchbrechen des 4000 m-Niveaus (VII) charakterisiert wird. Die Ursache dazu könnte sein, dass die stabile Warmluft in abgehobenen Fronten im allgemeinen hinauf in dieses Niveau reicht.

Oben ist speziell die Einwirkung einer passierenden oberen Front auf die darunterliegenden labilen und feuchtlabilen Luftmassen hervorgehoben, die dabei Vertikalbewegungen in ihnen auslöst. Die Passage einer oberen Front stellt aber auch einen Luftumtausch in der Höhe dar; es ist möglich, dass dabei kalte Luft über potentiell wärmere kommt, so dass überadiabatische Gradienten entstehen und Vertikalbewegungen leicht beginnen können. Selbst wenn der Gradient nur feuchtlabil ist, sind Möglichkeiten für Vertikalbewegungen da, besonders wenn die relative Feuchtigkeit gross ist. Ein Phänomen wie Alto-Cumulus castellatus dürfte auf Frontauslösung von Vertikalbewegungen in höhergelegenen labilen oder feuchtlabilen Luftmassen hindeuten. (Carl-Gustaf Rosby und Richard Hanson Weightman zeigen (XI), wie kalte Luft sich über einem warmen Luftstrom ausbreiten kann und dadurch eine vergrösserte Instabilität hervorbringt.)

Die ersten Vertikalbewegungen als Folge einer Auslösung werden im allgemeinen in den niedrigeren Luftschichten beginnen. Die Verhältnisse in den höheren Luftschichten

spielen dann eine ausschlaggebende Rolle für die weitere Entwicklung der Situation. Die Bildung von frontausgelösten Schauern wird in dieser Weise ein sehr kompliziertes Phänomen, weil es durch Zusammenwirken von lokalen Luftmassen und zyklonaler Tätigkeit vorsichgeht. Die lokale Labilitätsenergie entscheidet ob es Möglichkeiten zu Schauerbildung gibt, und die wandernden oberen Fronten entscheiden den Zeitpunkt für die Bildung der Schauer.

In vielen Fällen wird es natürlich unmöglich sein, zwischen rein lokalen und frontausgelösten lokalen Regenschauern zu unterscheiden; es ist aber meiner Meinung nach nicht unwahrscheinlich, dass selbst in Situationen, wo man nicht die Einwirkung von oberen Fronten nachweisen kann, diese eine Rolle spielen, besonders für den Zeitpunkt der Schauerbildung.

#### E. Ältere Beobachtungen, linienförmige Anordnung von Schauern betreffend.

Eine Reihe rätselhafter Phänomene bei der linienförmigen Anordnung von Schauern und Gewittern kann dadurch erklärt werden, dass man eine auslösende obere Front annimmt. Börnstein beschreibt eingehend eine Reihe Gewitterlinien über Deutschland in den Tagen vom 13.—17. Juli 1884 (XII). Mehrere einander folgende Linien entstehen am selben Tag relativ weit voneinander und bewegen sich mit ungefähr derselben Geschwindigkeit und in derselben Richtung.

Auf Seite 18 schreibt er: «Merkwürdig ist auch die oft vorkommende seitliche Ausdehnung der Front. Wenn nämlich ein Gewitter auf einem Teil seiner Front durch ein Hindernis (Gebirge oder Fluss) zurückgehalten wird, so eilt der nicht behinderte Teil voraus; ist dieser neben dem Hindernis vorübergekommen, so dehnt er seine Front seitwärts aus, derartig, dass dieselbe bald solche Länge und Stellung erhält, wie wenn das Hindernis gar nicht vorhanden gewesen wäre.» Wenn man sich diese Gewitterlinie von einer oberen Front ausgelöst denkt, wird die Ausdehnung der Front nach der Seite leicht verstanden.

Man hat oft beobachtet, dass ein linienförmiges Gewitter nicht von Terrainformation in seiner Bewegung beeinflusst wird, und z. B. ohne Schwierigkeiten über alle Gebirgszüge in den Alpen geht (I, Seite 683). Dies ist auch leichter zu verstehen, wenn man sich eine auslösende Front in der Höhe denkt, da nicht einmal die Alpen einen grösseren Einfluss auf deren Bewegung ausüben.

In seiner Arbeit «Über die Aufeinanderfolge von Gewitterzügen» (XIII) macht Süring auf den kurzwährenden Rhythmus aufmerksam, der sich oft in Gewitterlinien findet, die einander mit kurzen regelmässigen Zeitzwischenräumen, oft nicht über eine Stunde, folgen können. Süring nimmt an, dass es dynamische Phänomene in den höheren Luftschichten sind, die diesen kurzwährenden Rhythmus regulieren, und es liegt nahe, auch in diesem Fall die Erklärung in der Einwirkung der oberen Fronten auf die niedriger liegenden Luftmassen zu suchen. Es ist möglich, dass das Phänomen durch die Annahme erklärt wird, dass diese Gewitterlinien dicht hintereinander durch ein und dieselbe obere Front ausgelöst werden.

Eine ausgelöste Linie von Schauern kommt nämlich erst eine Weile nachdem die Front sie ausgelöst hat zu voller Entwicklung, und es kann auch geschehen, dass die Eigenbewegung der Linie von Schauern langsamer ist als die Bewegung der Front. Beides bewirkt, dass die obere auslösende Front der ausgelösten Linie von Schauern vorausziehen kann, und wenn der Abstand gross genug ist und die lokalen Verhältnisse es erlauben, kann sie eine neue Linie von Schauern, vor der alten, auslösen.

Falls es nur die Luftmassen unter der oberen Front sind, die an den Vertikalbewegungen teilnehmen, wird die alte Front abgeschwächt und absterben, sobald sie über

Gebiete kommt, über die die vorangehende Linie hinweggegangen ist. Wenn dagegen die Vertikalbewegungen die stabile Warmluft der Front durchbrechen, und die darüberliegenden Luftmassen genügend feuchtlabil sind, so werden die gebildeten Schauerlinien und Gewitter längere Zeit lebenskräftig sein können. Mehrere Linien werden dann über dieselbe Stelle hinweggehen können, und gesetzt, dass die Luftmassen unter der Front über grösseren Gebieten einigermassen gleichmässig sind, werden dieselben kurzen Zeitabstände zwischen den Linien, oft unter einer Stunde, auftreten. Besteht ein bedeutend längerer Abstand zwischen den Linien, so wie in den von B ö r n s t e i n beschriebenen Fällen, so ist anzunehmen, dass es mehrere Fronten sind, wahrscheinlich in derselben Serie, die die Linien ausgelöst haben.

H a n n (I, Seite 699, Note) macht darauf aufmerksam, dass in Mitteleuropa dem Eintritt einer grösseren Temperaturdepression fast immer verbreitete zahlreiche Gewitter vorangehen, oft mit Hagel ein bis zwei Tage vorher. Man hat allen Grund dazu anzunehmen, dass diese verbreiteten zahlreichen Gewitter, die in diesem Falle fast immer auftreten, von den ersten oberen schwachen Fronten in einer Zyklonenserie ausgelöst sind. Erst ein oder zwei Tage später kommen die nachfolgenden kräftigeren Fronten mit grösseren Windgeschwindigkeiten, Wolkendecke und Temperaturfall nach Mitteleuropa herein.

Die lokalen Regenschauer treten hauptsächlich in den Gebieten zwischen den barometrischen Tiefs und Hochs auf. Gerade in diesen Strichen befinden sich auch die schwachen oberen Fronten, sowohl die ersten schwachen Mitglieder in einer Zyklonenserie, als auch die Ausläufer der kräftigen Fronten. Wenn sich eine Zyklonenserie im Sommer hinein nach dem Kontinent bewegt, haben besonders die ersten Fronten in der Serie grosse Möglichkeit Schauer auszulösen. Die Luftmassen über dem Kontinent sind nämlich dann mehr oder weniger polaren Ursprungs, haben längere Zeit mit ungehinderter Insolation in Ruhe gelegen und sind daher über grossen Strecken und bis zu grossen Höhen labil oder feuchtlabil. In einer derartigen Situation ist es prognostisch von grosser Bedeutung die schwachen oberen Fronten auf den Arbeitskarten zu verfolgen, was C a l w a g e n deutlich klarlegt. In seiner Arbeit (XIV, Seite 93) sagt er wie folgt: «Die Erfahrungen der Jahre 1921—1924 machen es wahrscheinlich, dass man eine vollständige Serie von Schauersituationen aufstellen kann, wo Fronten aller Stärkegrade vorkommen, von den kräftigsten Kaltfronten des Winters, wo die Front sicher die Ursache der Schauer ist, über schlecht definierten Okklusionen, die besonders im Spätsommer Liniengewitter geben, bis zu ca. 100 km langen Frontreststücken von Okklusions- oder Kaltfrontnatur, bei deren Passage an lokal begünstigten Orten Schauer fallen, und wo die Front wahrscheinlich energetisch eine sehr untergeordnete Rolle spielt.»

Es ist sehr bemerkenswert, dass S p r u n g schon 1885 (XV) auf denselben Gedanken gekommen ist, indem er behauptet, dass keine quantitativen, sondern nur qualitative Unterschiede zwischen den «Wärme-Gewittern» und den sogenannten «Wirbel-Gewittern» existieren, welche im Gefolge grösserer atmosphärischer Wirbel zum Ausbruche kommen. Er schreibt folgendermassen über die Wärme-Gewitter (XV, Seite 284):

«Es wäre also denkbar, dass die begleitenden sekundären Depressionen zwar vorhanden gewesen seien, aber in so unvollständiger Entwicklung, dass sie bei der gewöhnlichen Behandlung der Wetterkarten der Beachtung entgehen mussten.»

Sekundäre Depressionen sind identisch mit einer Klasse der «Fronten» der norwegischen Schule, und man kann sagen, dass S p r u n g schon seit fast 50 Jahren auf die Notwendigkeit hingewiesen hat, in Gewittersituationen eine möglichst genaue Frontanalyse durchzuführen.



### Kapitel III. DER FEUCHTLABILE NACHTREGEN.

Auf eine grössere Anzahl Jahre ausgeglichen, zeigt der Niederschlag an den meisten Stellen eine mehr oder weniger ausgeprägte tägliche Periode. Man kann dabei zwischen zwei Haupttypen unterscheiden, einem maritimen und einem kontinentalen (I, S. 349). Der maritime Typ hat ein Maximum im letzten Teil der Nacht und ein Minimum gleich nach Mittag. Am besten ausgebildet ist er in gemässigten Zonen in Meeres- und Küstenstrichen. Der kontinentale Typ hat ein Maximum im letzten Teil der Nacht oder zeitig am Morgen und ein kräftigeres Maximum am Nachmittag. In den aussertropischen Gebieten ist dieser Typ im Sommer im Inland sehr deutlich entwickelt, geht aber dort im Winter oft oder vielleicht in der Regel in einen mehr maritimen Typ über. In den tropischen Gebieten ist der kontinentale Typ der gewöhnliche, und er ist oft sehr gut entwickelt. Einzelne tropische Küstengebiete mit grossem Wasserdampfgehalt der Luft gehören aber dem maritimen Typ an, der auch oft während des Monsunregens dominiert (I, S. 353). Es hat sich gezeigt, dass eine Reihe Inlandstationen, die sonst ein ausgeprägt kontinentales Klima haben, hinsichtlich der täglichen Niederschlagsverteilung dem maritimen Typ angehören, und darum war es schwierig irgend eine Regel dafür zu finden, welchem Typ ein Gebiet angehört.

#### A. Der tägliche Gang des Niederschlages in Ås.

Am meteorologischen Observatorium bei Ås hat man seit 1916 Registrierungen des Niederschlages, und seit dieser Zeit wird der Niederschlag jeder Stunde im «Jahrbuch des Norwegischen Meteorologischen Instituts» veröffentlicht. Wenn man die durchschnittlichen Stundenwerte für die Jahre 1916—1925 ausrechnet und sie wie gewöhnlich in Tausendsteln der durchschnittlichen Tagesmenge ausdrückt und sie in zweistündlichen Intervallen zusammenfasst, bekommt man für das ganze Jahr folgenden täglichen Gang in der Niederschlagsmenge bei Ås:

Uhrzeit	24	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
	<u>87</u>	86	82*	89	<u>90</u>	87	86	85	84	76	74*	74	

Ås gehört also demnach dem maritimen Typ an, wobei die maximalen Niederschlagsmengen um Mitternacht oder zeitig am Vormittag fallen. Das meteorologische Observatorium bei Ås liegt ca. 14 km östlich des Oslofjords in einer für norwegische Verhältnisse sehr flachen Landschaft und ist im Sommer lokalen Regenböen nicht besonders ausgesetzt. Man sollte aber a priori davon ausgehen können, dass man durch das Aufzeichnen von Kurven über die tägliche Niederschlagsverteilung für kürzere Zeit den Kampf zwischen dem kontinentalen und dem maritimen Typ in dem Teil des Sommers nachgewiesen bekommen könnte, in dem sich die lokalen Regenböen am leichtesten nachmittags bilden. Darum sind für Zeiträume von halben Monaten Kurven aufgezeichnet, sodass man verfolgen kann, wie die Verteilung des täglichen Niederschlages mit der Jahreszeit variiert. Um die Zeiträume symmetrisch um den Zeitpunkt der kräftigsten Insolation geordnet zu bekommen, fangen die halbmonatlichen Zeiträume am 24. Dezember an. Die Ordinaten in den Kurven (Fig. 8) geben an, wie viele Millimeter Niederschlag durchschnittlich per Stunde per Jahr in dem Zeitraum gefallen sind, den die Kurven behandeln.

10 Jahre sind natürlich ein allzu kurzer Zeitraum um sichere Stundenwerte der täglichen Niederschlagsverteilung zu bekommen, da sogar ein einziges kurzes und kräftiges Regenwetter, zu einer etwas ungewöhnlichen Zeit des Tages, seine Prägung auf Kurven setzen kann, die nach 10-jährigen Mittelwerten gezeichnet sind. Eine genaue

Untersuchung zeigt aber, dass dies nur an einigen Stellen der gezeichneten Kurven der Fall ist (Fig. 8). Das markierte Maximum  $3^h-5^h$  in der Zeit vom 9.—23. November wurde also lediglich durch ein einzelnes Regenwetter am 19. November 1923 verursacht, wobei von  $3^h-7^h$  34 mm fielen. Das kleinere Maximum vormittags vom 9.—23. August wurde wesentlich durch ein einzelnes Regenwetter am 20. August 1924 hervorgerufen, wobei zwischen  $10^h$  und  $11^h$  19.3 mm fielen. Das kleinere Maximum  $19^h-20^h$  vom 24. August—8. September wurde durch ein einzelnes Regenwetter am 28. August 1917 verursacht, wobei abends zwischen  $19^h$  und  $20^h$  12.8 mm fielen. Wenn man in einigen der übrigen Fälle den Niederschlag, der im Laufe eines Tages gefallen ist, abzieht, wird das auf den Charakter der Kurven nicht wesentlich einwirken.

Aus den Kurven kann man sehen, dass von der Wintersonnenwende bis Ende März kein besonders hervortretender Zug im Gang der Kurven besteht. Ende März bis Mitte Juni zeigen die Kurven ein Maximum nachts oder morgens und ein Minimum nachmittags oder abends. Die Instabilitätsschauer nachmittags beginnen sich im Juni geltend zu machen und setzen ihre Prägung auf die Kurven von weiteren zwei Monaten. Mitte August geschieht dann wieder der Umschlag zu dem mittleren Typ mit einem Maximum nachts. Anfang September ist ein Maximum mitternachts, sonst geht die Kurve verhältnismässig gleichmässig, da das kleinere Maximum abends, wie früher erwähnt, durch ein einzelnes Regenwetter veranlasst wird.

In den letzten 15 Tagen vor der Herbstgleiche zeigt die Niederschlagsverteilung einen ausserordentlich ausgeprägten täglichen Gang, mit einem kräftigen Maximum morgens bzw. etwas später am Nachmittag, und einem deutlichen Minimum zur Mittagszeit und einem etwas weniger ausgeprägten zeitig in der Nacht. Dieser tägliche Gang der Niederschlagsmenge direkt vor der Herbstgleiche ist so auffallend, dass er kaum von Zufälligkeiten verursacht sein kann, und es ist interessant zu beobachten, dass gleich nach der Frühlingsgleiche — also zu einem Zeitpunkt mit derselben Insolation — auch ein ausserordentlich kräftiges Maximum morgens auftritt, während das Nachmittagsmaximum, wie man erwarten konnte, nicht existiert.

Von der Herbstgleiche bis zur Wintersonnenwende sind die Kurven ziemlich unregelmässig, jedoch ohne irgendwelche hervortretende gemeinschaftliche Züge; am bemerkenswertesten ist das markierte Maximum morgens Mitte Dezember. Die grossen Regenmengen  $3^h-7^h$  morgens Mitte November sind, wie früher erwähnt, ausschliesslich von einem einzelnen Regenwetter verursacht.

Man sieht also, dass der maritime Typ im wesentlichen für Ås dominierend ist, wenn man die Monate Juni und Juli ausnimmt. Das Maximum, das nachts oder morgens auftritt, ist in vielen Fällen, besonders nach der Frühlingsgleiche und vor der Herbstgleiche, so deutlich, dass es nicht durch einen Zufall oder durch Faktoren verursacht sein kann, die nur schwach auf die Niederschlagsbildung und die Niederschlagsmenge einwirken. Es müssen Faktoren existieren, die auf die Niederschlagsbildung spät nachts oder frühmorgens begünstigend wirken.

### B. Versuch einer Erklärung des Nachtniederschlags.

Im «Lehrbuch der Meteorologie» von Hann-Süring, S. 353, findet man folgende Erklärung dafür, dass das nächtliche Maximum in der Niederschlagsverteilung in den Küstengebieten besonders kräftig im Sommer auftritt:

«Die Ursache dieser Erscheinung ist jedenfalls in folgendem zu suchen. Bei Tag ist das Land wärmer als das Meer, und die vom Meer kommende Luft wird über dem Lande trockener, auch die vom Meere kommenden Niederschläge lösen sich mehr oder weniger über dem Lande auf. Daraus ergibt sich an den Küsten eine Tendenz zu einem Vorwiegen der Niederschläge bei Nacht, wo das Meer wärmer ist als das Land, was

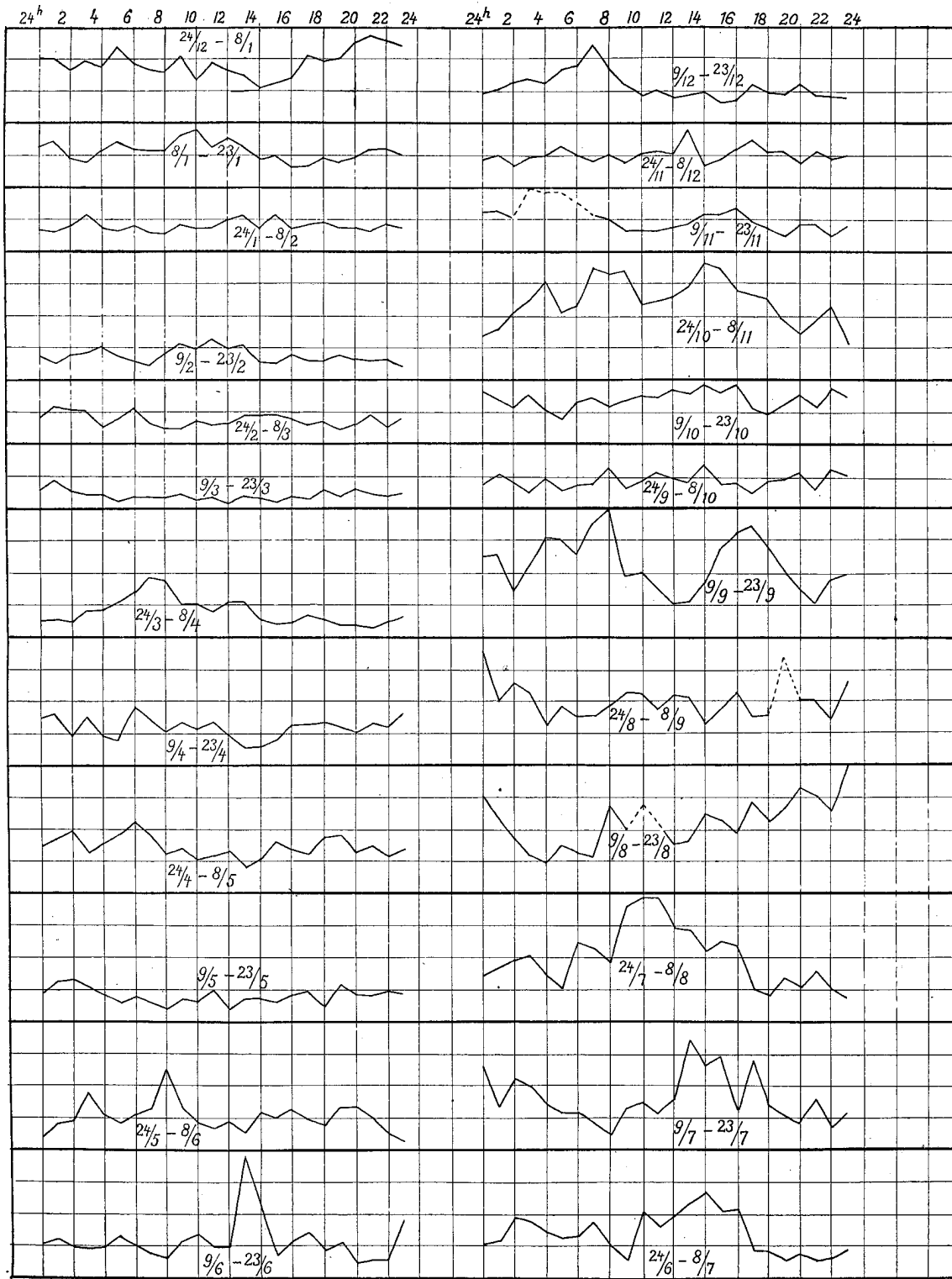


Fig. 8. Täglicher Gang des Niederschlages in Ås.

namentlich in den frühen Morgenstunden der Fall ist. Diese Wirkung des Landes gewinnt aber im Sommer einen viel grösseren Einfluss als im Winter, die tägliche Temperaturschwankung über der Litoralzone ist im Sommer grösser als im Winter, die stärkere Erwärmung des Landes in den Nachmittagsstunden im Sommer ist der Entstehung der Niederschläge (in Meeresnähe) dann viel hinderlicher. Deshalb muss die Tendenz zu einem relativen Vorwiegen der nächtlichen Niederschläge im Sommer grösser sein als im Winter.»

Diese Erklärung H a n n s gibt nur eine Erklärung des nächtlichen Maximums, das von Nieselregen in Küstenstrichen verursacht sein kann, weil der Temperaturunterschied zwischen Land und Meer sich nicht unmittelbar auf die Niederschlagsbildung in den höheren Luftschichten geltend zu machen vermag. Die Labilität der Luftmassen im Falle H a n n s ist auch tagsüber grösser als nachts, und es ist daher die Frage, ob man nicht den entgegengesetzten Schluss ziehen und ein Maximum am Tage erwarten kann. H a n n s Erklärung gibt ausserdem keine Erklärung für das Maximum nachts, das der offene Ozean anscheinend hat (I, S. 349).

Früher ist gezeigt worden (Kap. II) wie schwache, alte, obere Fronten dazu beitragen können, lokale Regen- und Gewitterschauer in labilen oder feuchtlabilen Luftmassen auszulösen. Diese Niederschlagsbildung in feuchtlabilen Luftmassen ist es, die die besten Bedingungen hat, um ein nächtliches Maximum in der täglichen Niederschlagsverteilung über dem offenen Meer, in Küstenstrichen und bei grösseren Binnenseen hervorbringen zu können, und das aus folgenden zwei Gründen:

1. *Der Temperaturgradient ist nachts am grössten.*
2. *Die relative Feuchtigkeit ist nachts am grössten.*

1. Schiffsmessungen der täglichen Temperaturamplitude in den Luftschichten dicht über der Meeresoberfläche auf dem offenen Ozean geben im allgemeinen Beträge von ca. 1°,5 C. K. W e g e n e r tritt aber dafür ein, dass Temperaturmessungen von Schiffen nicht repräsentativ sind, und Messungen, die er mit Drachen ausgeführt hat, scheinen dies zu bestätigen (I, S. 68). Er findet so gut wie keine Amplitude an der Meeresoberfläche, aber dagegen 0°,5 C in 100 m Höhe. Drachenaufstiege von B r a a k im Sundameer bestätigen, dass die Temperaturamplitude über dem Meer am grössten in den höheren Schichten ist. Er fand nämlich 0°,5 C an der Meeresoberfläche und bis zu 1°,5 C zwischen 500 und 900 m ü. M. (XVI). Theoretische Untersuchungen von W. S c h m i d t ergeben auch, dass die Temperaturamplitude an der Meeresoberfläche unbedeutend ist und mit der Höhe steigt (I, S. 68). W. P e p p l e r zeigt durch die Beobachtungen der Drachenstation Friedrichshafen, dass die Temperaturamplitude über Wolkenoberflächen über dem Bodensee wesentlich grösser ist als die Temperaturamplitude über dem See selbst (XVII).

Die Beobachtungen von W e g e n e r, B r a a k und P e p p l e r geben keine genaue Darstellung des täglichen Temperaturganges, da Aufstiege nur zu einzelnen Terminen ausgeführt sind. Besonders sagen sie nichts über die Zeitpunkte der tiefsten Temperaturen nachts in verschiedenen Höhen. Man kann aber annehmen, dass die Morgentemperaturen nicht wesentlich von den nächtlichen Minimumtemperaturen abweichen. Über dem offenen Meer, in Küstenstrichen und bei grösseren Binnenseen wird man also den grössten Temperaturgradienten nachts haben können.

2. In einer feuchtlabilen Luftmasse können schon bei Abkühlung der ganzen Luftmasse vertikale Bewegungen entstehen. Sobald die Abkühlung so weit gekommen ist, dass der Wasserdampf an der einen oder anderen Stelle kondensiert, wird bei fortgesetzter Abkühlung die Kondensationswärme bewirken, dass diese Luftmasse selbständig aufsteigen und folglich Anlass zu Schauerbildung geben kann. In der Schauerformel (Seite 7)

$$h = H \frac{\gamma' - \gamma}{\gamma - \gamma''}$$
 wird nämlich dann die Kondensationshöhe  $H$  gleich Null, und daher

die Höhe  $h$ , um die die Luftmasse gehoben werden muss um selbständig weiter steigen zu können, auch gleich Null. Nun wird es in der Regel dynamische Abkühlung bei aufsteigenden Bewegungen sein, die die Kondensation beginnen lässt. Um dann selbständig weitersteigen zu können, muss eine feuchtlabile Luftmasse über ihr Kondensationsniveau um die in der Schauerformel angegebene Höhe  $h$  gehoben werden.

Je grösser die relative Feuchtigkeit ist, desto geringer wird die Höhe  $H$ , um die die Luftmasse gehoben werden muss um ihr Kondensationsniveau zu erreichen. Ein Beispiel wird am besten zeigen, wie der tägliche Temperaturgang in den Luftschichten über dem Ozean auf diese Höhe und auf die Höhe  $h$  einwirken kann. Wir nehmen an, dass die grösste Temperatur am Tage in 500 m Höhe  $15^{\circ}$  C ist und die relative Feuchtigkeit 85 %. Der Taupunkt liegt dann bei ca.  $12^{\circ},6$  C. Die Luftmassen hier müssen dann nach Ferrrels Formel (I, S. 329, Fussnote) 300 m gehoben werden um ihr Kondensationsniveau zu erreichen. Ist die tägliche Temperaturamplitude in 500 m Höhe  $1^{\circ},5$  C, so wird die relative Feuchtigkeit bei  $13^{\circ},5$  C 94 %, und dieselbe Luftmasse braucht nun nur etwas über 100 m gehoben zu werden um ihr Kondensationsniveau zu erreichen. Der kondensationsadiabatische Temperaturgradient ist in diesem Fall nachts sowie auch tagsüber ca.  $0^{\circ},5$  C per 100 m, und wir wollen davon ausgehen, dass der Temperaturgradient in den Luftmassen, die hier in Betracht kommen, im Laufe des Tages unverändert  $0^{\circ},7$  C per 100 m ist. Eine Luftmasse in 500 m Höhe muss dann, wenn sie am wärmsten ist,  $300 + 300 \frac{1.0 - 0.7}{0.7 - 0.5}$  m = 750 m gehoben werden um selbständig weitersteigen zu können. Wenn die Nacht am kältesten ist, genügt es aber, dass sie  $100 + 100 \frac{1.0 - 0.7}{0.7 - 0.5}$  m = 250 m gehoben wird. Die Luftmassen müssen demnach am Tage dreimal so hoch gehoben werden wie nachts um selbständig weitersteigen zu können, und das Emagramm dieser Situation zeigt, dass die äusseren Kräfte am Tage eine neunmal so grosse Arbeit ausführen müssen wie nachts, um Auslösung bewirken zu können.

In feuchtlabilen Luftmassen — namentlich wenn die relative Feuchtigkeit gross ist — werden mithin vorbeipassierende obere Fronten, Vertikalbewegungen infolge von Terrainformationen, oder nur eine Konvergenz in einem Luftstrom, es weitaus leichter haben die selbständigen Vertikalbewegungen nachts auszulösen als am Tage. Der Grund dafür, dass die Instabilitätsschauer ein nächtliches Maximum in der Niederschlagsverteilung über dem Ozean und in den Küstenstrichen hervorbringen können, würde also in erster Linie darin bestehen, dass die relative Feuchtigkeit nachts am grössten ist, und danach, dass auch der Temperaturgradient in der Nacht am grössten ist.

Die Ursache für das speziell im Sommer deutliche nächtliche Maximum in der Niederschlagsverteilung sollte man am einfachsten damit erklären, dass das feuchtlabile Gebiet des Temperaturgradienten mit der Temperatur zunimmt. Der Wert von  $\gamma''$  in der Schauerformel wird dabei im Sommer am geringsten, und dies vergrössert die Möglichkeit für Schauerbildung, weil die Höhe  $h$  mit abnehmenden Werten von  $\gamma''$  beträchtlich abnimmt.

Nach Hergesell (XVIII) ist die tägliche Temperaturamplitude über Lindenberg im Sommer durchschnittlich am kleinsten in 1500 m Höhe, wo sie ca.  $0^{\circ},5$  C ist und steigt bis bedeutend über  $1^{\circ}$  C in den Höhen 2500—4000 m. Im Winter ist die tägliche Temperaturamplitude durchschnittlich am kleinsten in 2500 m, wo sie ca.  $0^{\circ},8$  C beträgt und steigt bis über  $1^{\circ},4$  C in 3500 m. Für die Höhen 2500—4000 m liegt das tägliche Temperaturminimum im Sommer um 2 Uhr nachts und im Winter um 4 Uhr nachts. Über dem Kontinent ist also der tägliche Temperaturgang in den höheren Schichten (oberhalb des Niveaus minimaler täglicher Amplitude) dem täglichen Tempera-

turgang in den dem Ozean nächsten Luftschichten sehr ähnlich. Da es ja oft geschieht, dass die Luftmassen nachts feuchtlabil sind — besonders wenn man die unteren Luftschichten ausnimmt, wo die Wärmeausstrahlung vom Boden wirkt — kann man annehmen, dass die Instabilitätsschauer auch die Ursache zu dem kleineren nächtlichen Maximum des kontinentalen Typs sind.

Inwieweit eine Stelle dem kontinentalen oder maritimen Typ in der Niederschlagsverteilung zugehört wird, ist also davon abhängig, ob die Instabilitätsschauer nachmittags infolge der Insolation zu nennenswerter Entwicklung kommen oder nicht, oder ob die lokalen Verhältnisse bewirken, dass die gebildeten Schauer hauptsächlich ausserhalb der betreffenden Stelle niedergehen oder nicht. Die lokalen Nachmittagsschauer sind, wie bekannt, in ihrer Wanderung stark von den Terrainbildungen abhängig und können sich besonders schwer über Wasserflächen bewegen, selbst wenn diese verhältnismässig klein sind. Die instabilen Nachtschauer sollten sich dagegen besonders leicht dort bilden, wo die Nachmittagsschauer in ihrer Entwicklung gehindert werden. Die Zirkulation, die am Tage eine absteigende Bewegung über Wasserflächen und eine aufsteigende über dem Lande ergibt, wechselt nämlich nachts die Richtung, sodass man dann eine schwache aufsteigende Bewegung über den Wasserflächen bekommt; die Luftmassen bekommen dort auch eine grosse relative Feuchtigkeit, was die Schauerbildung erleichtert.

Der tägliche Gang der Niederschlagsmenge wird auf diese Weise stark von den lokalen Verhältnissen beeinflusst. Grössere Flüsse können z. B. als Ursache dafür angesehen werden, dass mehrere Stellen mit ausgesprochen kontinentalem Klima einen maritimen Typ der Niederschlagsverteilung zeigen, weil Flüsse auf dieselbe Weise wie Binnenseen hemmend auf die Schauerfähigkeit tagsüber wirken und sie nachts begünstigen. Hierzu trägt auch der Umstand bei, dass sowohl Flusswasser als auch Oberflächenwasser in Binnenseen in der Regel ein paar Grad wärmer ist als die durchschnittliche Lufttemperatur (I. S. 70).

Tropengebiete zeigen, wie früher erwähnt, überwiegend eine kontinentale Verteilung des Niederschlags, ausgenommen in einzelnen Küstenstrichen mit grossem Wasserdampfgehalt der Luft und während des Monsunregens, wo nachts ein Maximum ist. Dies ist nicht anders als man erwarten konnte, da der Monsunregen als Instabilitätsschauer in feuchtlabilen Luftmassen vom Meer betrachtet werden kann, und grosser Wasserdampfgehalt der Luft, wie früher gesagt, stark begünstigend auf die Bildung von Nachtschauern in feuchtlabilen Luftmassen wirkt.

J. Bjerknes und H. Solberg (VI) erwähnen, dass in den Schauersituationen vom 29. Juli bis 3. August 1918 nachts über dem inneren Oslofjord und den Seen Tyrifjord und Mjösen Niederschlag fällt und weisen darauf hin, dass dies nicht durch Schauer infolge von Insolation hervorgerufen sein kann. Sie heben als eine mögliche Erklärung hervor, dass der Regen durch Vertikalbewegungen in der Grenzfläche zwischen trockenen und feuchten Luftmassen hervorgerufen wird, wobei die trockenen Luftmassen wegen der Ausstrahlung nachts mehr als die feuchten abgekühlt werden und sich dabei unter diese schieben und sie heben. Es sind ziemlich beträchtliche Niederschlagsmengen, die im Laufe der Nacht über diese Gebiete kommen. In der Nacht vom 2. zum 3. August meldet z. B. die Station Stein am Tyrifjord 5 mm Regen und Grefsheim bei Mjösen 9 mm, Niederschlagsmengen, die als gross betrachtet werden müssen, sogar verglichen mit den Beträgen, die Nachmittagsschauer in den Nachbardistrikten geben. Da dieser Nachtregen rings um grössere Wasserflächen, Oslofjord, Tyrifjord und Mjösen gefallen ist, also gerade an den Stellen der Inlanddistrikte, wo Nachtschauer es am leichtesten hätten sich zu bilden, ist die Annahme berechtigt, dass dieser Niederschlag durch Instabilitätsschauer feuchtlabiler Luftmassen verursacht wird. Eine Stelle — und am besten eine Wasserfläche — an ein grosses abfallendes Landgebiet grenzend und mit engem Ausgang zu

niedrigeren oder eben so niedrigen Gebieten würde besonders leicht nachts Niederschlag bekommen können. Die untersten Luftschichten, die durch Wärmeausstrahlung vom Boden abgekühlt sind, sinken dann zu dieser Stelle herunter und heben dabei die ursprünglichen Luftmassen über der Stelle. Sind diese Luftmassen feuchtlabil und ist ihre relative Feuchtigkeit gross, so kann dies genug sein um selbständige Vertikalbewegungen mit Schauern über der Stelle in Gang zu setzen.

In verstärktem Masse tritt dieses Phänomen ein, wenn eine Kaltfront nur mit Schwierigkeit eine Gebirgskette passiert, und die Kaltluft dann in einer verhältnismässig dünnen Schicht von dort hinunter über die Leeseite der Gebirge fliesst. Über dem norwegischen Östland geschieht dies besonders, wenn Kaltfronten von Norden über das Dovreplateau hineinkommen, und die Kaltluft von dort aus über das Östland herunterfliesst. Die Niederschlagsverteilung und die Niederschlagsmengen sind in solchen Fällen ausserordentlich ungleichmässig und offenbar lokal beeinflusst.

Man muss annehmen können, dass auch andere auslösende Faktoren, wie z. B. obere Fronten oder Vertikalbewegungen infolge Terrainformationen, bei dem feuchtlabilen Nachregen eine mindestens genau so grosse Rolle spielen wie bei dem feuchtlabilen Regentags. In einer Gebirgslandschaft mit hohen Felsen sollten diese oder andere Störungen besonders geeignet sein, Regenschauer in der Nacht auszulösen. Es entsteht dabei nämlich eine solche Verschiebung der Luftmassen, dass abgekühlte Gebirgsluft unter wärmere Meeresluft gepresst werden kann und demnach Vertikalbewegungen beginnen, während sie es bei einer ruhigen Wettersituation nicht fertiggebracht hätten sich in Bewegung zu setzen, ehe die Insolation sich am Morgen wieder geltend gemacht hätte.

### C. Der Niederschlag 8.—14. Juli 1923 im südlichen Norwegen.

Die Bildung von Instabilitätsschauern sollte am besten bei stark eingeschnittenen Küsten zu studieren sein, wo sie im Sommer gute Bedingungen haben dürften, tags sowie nachts gebildet zu werden. Trotzdem Ås in dieser Hinsicht nicht besonders günstig liegt, zeigen ja die Kurven (Fig. 8) sogar für die Sommermonate eine Tendenz zu einem Maximum nachts.

Eine ausgezeichnete Gelegenheit, um Instabilitätsschauer zu studieren, würde man jedoch an der Westküste Norwegens haben, wo lange schmale Fjorde mit warmem Wasser sich hinein in ein Gebirgsland schieben, das teilweise mit ewigem Schnee bedeckt ist. Hier könnte man Wettertypen zu finden hoffen, die vorzugsweise nachts und morgens Regenschauer geben, selbst im Binnenlande und im Sommer, wenn man von dem Wettertyp Regenschauer am Nachmittag erwartete. Einen solchen Wettertyp findet man in der Zeit vom 8.—14. Juli 1923 (Kartenserie I, S. 13 und 15).

Diese ganze Zeit über liegt ein Hochdruck oder ein Hochdruckkeil über oder in der Nähe von Süd-Norwegen, und die Windstärken halten sich die ganze Zeit auf schwachem Wind und Brise, mit Ausnahme der Romsdalsküste, die am 13. und 14. Juli westsüdwestliche Kühle (norw.: kuling) hat. Die Druckgradienten vor dem Vestland sind die ganze Zeit schwach und der Wind auch in der Regel wechselnder schwacher Wind und Brise. Eine Ausnahme bildet der 11. Juli, wo das Vestland den ganzen Tag frische Südbrise hat, obwohl man von dem Wettertyp Land- und Seebrise erwarten sollte. Die Ursache dazu muss sein, dass kleinere Fronten vor der Küste liegen, und die Analyse der Wetterkarten zeigt auch, dass wahrscheinlich mehrere Fronten in der Nähe des Vestlands liegen. (Die Schwänze der Fronten A + B und C.)

In der Zeit vom 8.—14. Juli 1923 fällt eine bedeutende Menge Niederschlag über Süd-Norwegen, und der Wettertyp ist die ganze Zeit von der Art, dass der Niederschlag mindestens südlich von 62° N als lokal charakterisiert werden muss.

Wenn man den 11. Juli ausnimmt, kommt dort jede Nacht Niederschlag über grössere Distrikte des Vestlandes und der Møreküste, und die meisten Stationen geben an, dass der Niederschlag in Schauern kommt.

In der Hauptsache kommt all dieser Niederschlag nachts, und man kann wohl auch annehmen, dass er an den meisten Stellen nach Mitternacht beginnt; zwar melden Niederschlagsstationen im allgemeinen nicht den Zeitpunkt für Niederschlag; aber in diesen Tagen gibt eine Reihe Stationen in den Anmerkungen an, dass der Niederschlag nach Mitternacht beginnt.

Die Frontanalyse erlaubt nur, die Lage der Fronten in Nord-Norwegen und Trøndelag festzustellen, und es ist daher nicht möglich, aus dem Kartenmaterial irgend eine bestimmte Frontpassage über dem Vestland anzugeben. Das, was das Kartenmaterial zeigt, beschränkt sich darauf, dass auf dem Vestland eine Wetterlage gefunden ist, mit einer ausgeprägten Tendenz dazu, *lokale nächtliche Regenschauer zu geben*.

Es kann angenommen werden, dass die Luftmassen in den niedrigeren Schichten über dem Vestland vom 8.—14. Juli 1923 im ganzen feuchtlabil sind, und wahrscheinlich sind sie schwach feuchtlabil; in stark feuchtlabilen Luftmassen würde nämlich die Insolation am Tage die untersten Schichten genügend lange erwärmt haben, sodass man auch nachmittags in den inneren Strichen Regenschauer erwartet haben müsste.

Die Erwärmung der untersten Schichten, die notwendig ist, damit diese selbständig zu ihrem Kondensationsniveau steigen sollen, ist, wie auf Seite 6 gezeigt,

$A = H \frac{\gamma' (\gamma' - \gamma)}{\gamma}$ , wo  $H$  die Höhe zum Kondensationsniveau der Luftmassen ist. Der

Faktor  $\frac{\gamma' - \gamma}{\gamma}$  wird in schwach feuchtlabilen Luftmassen verhältnismässig gross. Der

Faktor  $H$  kann, wie das Beispiel Seite 29 zeigt, tags einen bedeutend höheren Wert annehmen als nachts, und diese Umstände zusammen werden bewirken können, dass sich in schwach feuchtlabilen Luftmassen auch in den inneren Gebieten nachts leichter Schauer bilden als tags.

#### D. Der Niederschlag 7.—13. Juli 1925 im südlichen Norwegen (Kartenserie II).

Um zu erfahren, wie die Niederschlagsverteilung sich anlässt, wenn sich feuchtlabile und jedenfalls teilweise stark feuchtlabile Luftmassen über Süd-Norwegen befinden, sind Karten gezeichnet worden, die Niederschlagsverteilung und Wettersituation für die Zeit vom 7.—13. Juli 1925 zeigen. Im Sommer 1925 hatte man auf Fanaråken in Jotunheimen in einer Höhe von 2075 m ü. M. registrierende Instrumente in Gang gesetzt. Die Temperaturregistrierungen (Fig. 9) zeigen, dass am 8. Juli ein Kälteeinbruch in der Höhe hereinbricht, und dies macht sich in den niedrigeren Schichten nicht entsprechend geltend. Die Kaltluft in der Höhe hält sich bis zum 12. Juli, und in der Zeit vom 8.—11. Juli ist deswegen die Feuchtlabilität grösser als gewöhnlich, jedenfalls in den untersten 2000 m. Die Grössen der Temperaturgradienten lassen sich leider nicht bestimmen, da es nicht möglich war, genaue Korrektur des Thermographen auf Fanaråken zu bekommen, der in

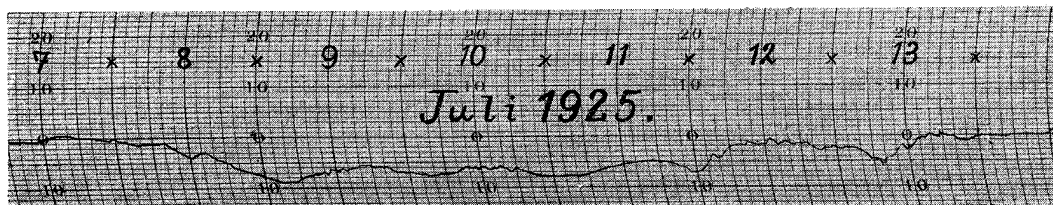
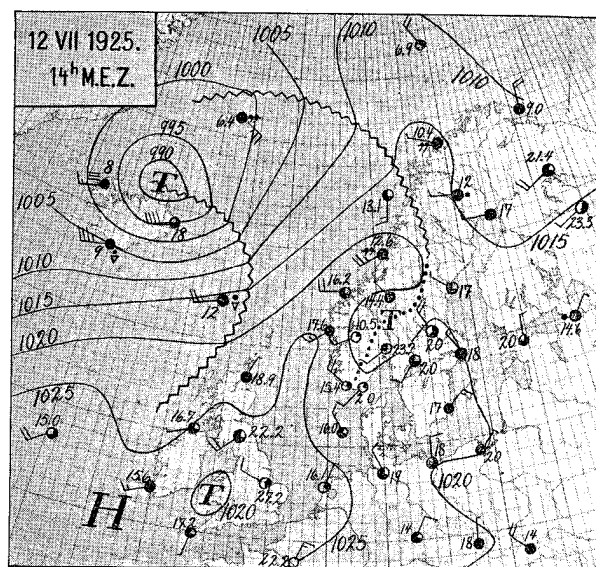
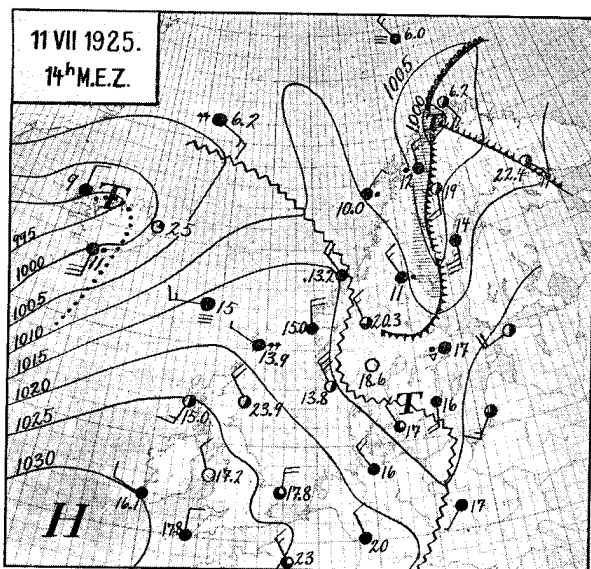
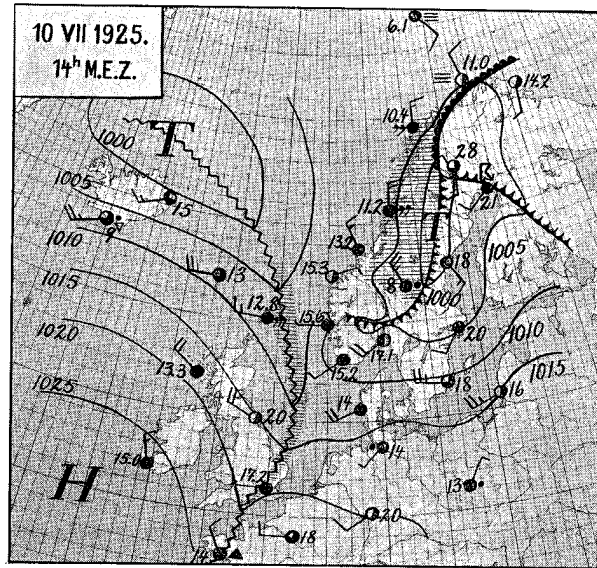
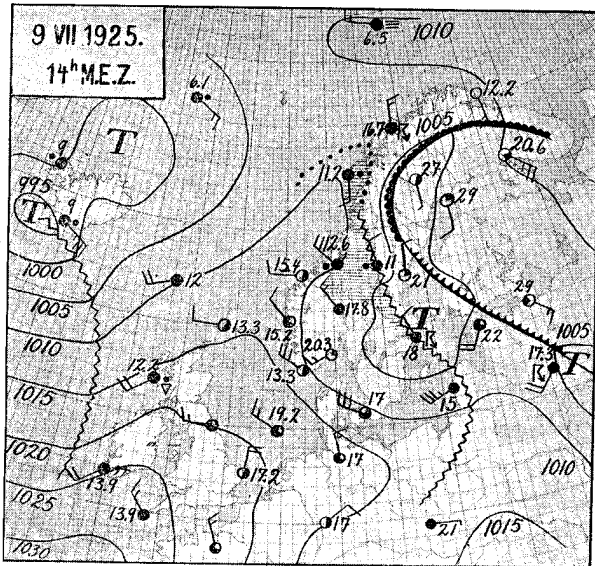
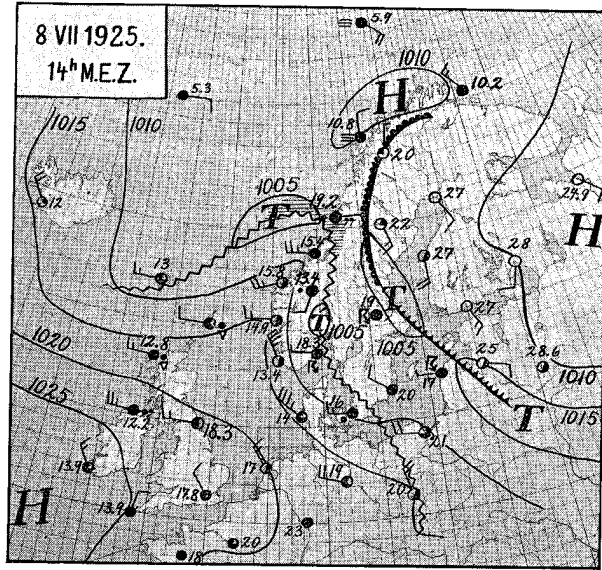
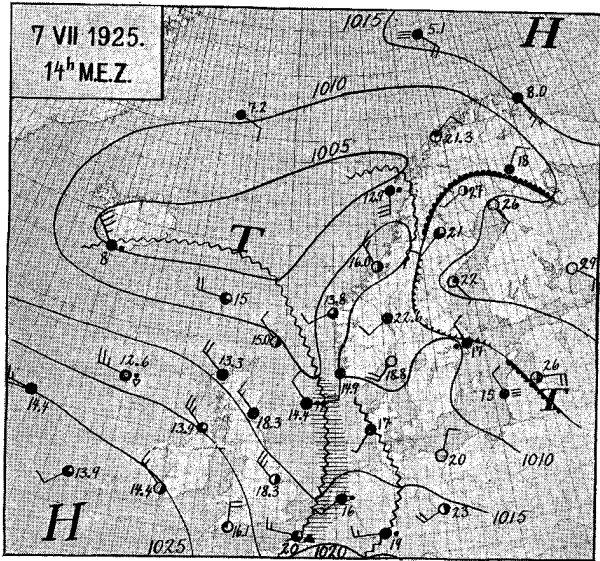


Fig. 9. Thermogramm von Fanaråken.





Kartenserie II. Wetterkarten.

dieser Zeit nur einmal wöchentlich visitiert wurde. Man kann aber mit grosser Sicherheit davon ausgehen, dass die Luftmassen über dem innern und nördlichen Vestland durchgehend feuchtlabil sind und zu gewissen Zeiten des Tages möglichenfalls labil; dasselbe gilt vermutlich für ganz Süd-Norwegen. Die kalten Luftmassen kommen auf der Rückseite einer Front herein, die am 7. Juli vor Island über der Nordsee bis herunter nach Frankreich liegt, und sie halten sich über Süd-Norwegen, bis sie von den Luftmassen auf der Rückseite einer Front weggetrieben werden, die sich am 10. Juli vom Norwegischen Meer über die Nordsee nach Frankreich herunter erstreckt.

Der Niederschlag über Süd-Norwegen im Zeitraum vom 6.—13. Juli 1925 besteht sowohl aus Instabilitätsregen als auch aus Frontregen, und es ist selbstverständlich unmöglich aus dem Material diese zwei Niederschlagstypen voneinander zu trennen. Die grossen Niederschlagsmengen im östlichen Trøndelag nach Schweden zu sind z. B. durch die stationäre Front zwischen der kontinentalen Warmluft von Russland und der kälteren maritimen Luft bedingt. Über dem Vestland ist der Regen auch teilweise von frontaler Art, und der häufige Nachtregen über dem Vestland in dieser Zeit hat jedenfalls teilweise seinen Grund darin, dass die Fronten überwiegend nachts im Vestland anlangen.

Über dem Östland ist aber der Niederschlag zweifellos hauptsächlich von feuchtlabiler Art. Der Niederschlag zeigt nämlich in der Zeit vom 6. bis 13. Juli 1925 über dem Östland die für den Schauertyp charakteristische ungleichmässige Verteilung der Niederschlagsmenge. Dies zeigt, dass der Niederschlag über dem Östland hauptsächlich durch Konvektion verursacht wird und nicht durch den rein frontalen Regen bei den passierenden schwachen Fronten. Im Östland sind es z. B. mehrere Distrikte, die während dieser Zeit überhaupt keinen Niederschlag bekommen, während andere Gebiete teils gewaltige Schauer melden.

Ein Blick auf die Karten lehrt, dass Regen in der Nacht über dem Östland in dieser Zeit relativ häufig ist, und man sieht auch, dass die maximalen Niederschlagsmengen oft in Verbindung mit Nachtregen auftreten. Diese nächtlichen Schauer können nicht immer als verspätete Nachmittagsschauer erklärt werden. Am Nachmittag des 9. Juli kommen z. B. keine Nachmittagsschauer über dem südlichen Östland vor, und trotzdem bilden sich in denselben Gebieten in der Nacht zum 10. Juli vereinzelt, aber teils gewaltige, Schauer. Dies deutet darauf hin, dass die untersten Luftmassen nur schwach feuchtlabil gewesen sind, und dass die Luftmassen am Boden daher durch die Insolation nicht genügend erwärmt wurden um selbständig ihr Kondensationsniveau zu erreichen. Die nächtliche Abkühlung, wahrscheinlich in Verbindung mit einer schwachen Frontauslösung, genügte aber, um Vertikalbewegungen mit nachfolgenden Schauern auszulösen. Da die unteren Luftmassen wahrscheinlich schwach feuchtlabil waren, muss man annehmen können, dass die Vertikalbewegungen in einer verhältnismässig grossen Höhe begonnen haben. (Bei ein paar nächtlichen Gewittern in Inlanddistrikten, die ich beobachtet habe, war es auch zweifellos, dass die Basis der Gewitterwolken relativ hoch lag.)

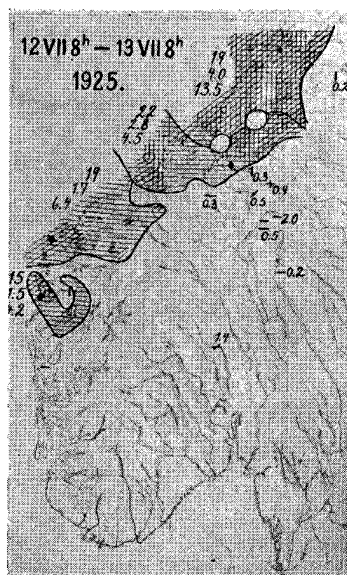
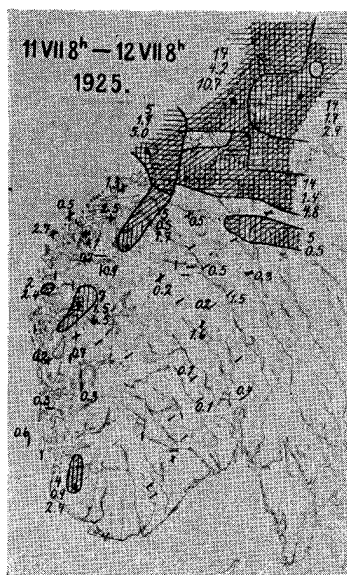
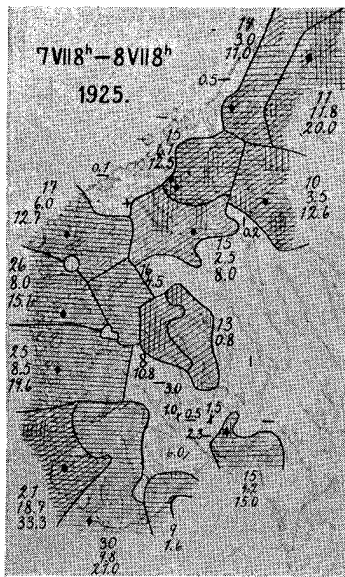
#### Kapitel IV. AUSLÖSUNG DURCH TERRAINFORMATIONEN.

Der Niederschlag kann nach J. Bjerknes und H. Solberg (VI) in vier Haupttypen eingeteilt werden. 1. *Zyklonaler Regen*. 2. *Instabilitätsschauer*. 3. *Nieselregen*. 4. *Orographischer Regen*.

Sie unterscheiden zwischen rein orographischem Regen in stabilen Luftmassen und orographischem Regen mit Schauern in instabilen Luftmassen. Sie finden bei dem letzten Typ eine maximale Niederschlagszone 30 bis 40 km von der Küste entfernt und erklären dies in folgender Weise:

«The showers will retard their motion passing over the obstacles at the coast, and further inland move with smaller velocity or even stop. A series of showers moving with great mutual distances over the sea will thus give showers over land of longer duration, or even continuous rain. The amount of precipitation from each shower will of course be higher where they move slowly, and thus the showers may add to the orographic precipitation more than they can give alone on the sea, provided that they have not meanwhile decreased considerably in intensity. The zone of maximum amounts of precipitation is just a place where showers by topographical reasons are forced to move slowly and still have not decreased in intensity. Beyond this region, the intensity of the rain decreases, probably as the air has lost too much moisture in the zone of maximum precipitation.»

Auf der nächsten Seite schreiben sie:



Kartenserie II. Niederschlag.

«Instability showers formed over the sea are experienced in all seasons, but most frequently and typically in winter, when the temperature difference sea — air has its greatest value. This sort of showers often reach the stations near the coast when the wind blows from sea to land, i. e. in situations when also orographical rain may be expected to form. These circumstances have often led to the erroneous conclusion that instability showers should be an effect of orographical conditions. The fact that instability showers occur over the entire sea proves, however, that their formation is perfectly independent of orographical conditions.»

Die Klassifikation des Niederschlages von Bjerknes und Solberg ist auf eine Art unlogisch, weil die orographischen Verhältnisse nur eine Verstärkung oder Schwächung der Kondensationsprozesse bewirken können, die bei sämtlichen Niederschlagsformen auftreten können. Meiner Meinung nach üben z. B. die orographischen Verhältnisse einen bedeutenden Einfluss auf die Bildung der Instabilitätsschauer aus, indem sie als ein auslösender Faktor wirken. Aber auch über dem Meer gibt es auslösende Faktoren, z. B. obere Fronten, und es ist daher in geeigneten Wettersituationen wahrscheinlich, dass sowohl über dem Meer als auch an der Küste Schauer auftreten. Es kann aber auch möglich sein, dass die auslösenden Faktoren über dem Meer und daher auch die Vertikalbewegungen nicht gross genug sind um Schauer auszulösen. In diesem Falle werden Schauer durch die orographischen Verhältnisse, z. B. erst an der Küstenlinie, ausgelöst werden. Diese Schauer erscheinen erst eine Zeit nach der Auslösung, und daher wird man in dieser Situation keinen Niederschlag an der Küste bekommen, während etwas innerhalb der Küstenlinie grössere Mengen fallen können.

Im norwegischen Vestland gibt es gemäss Bjerknes und Solberg eine niederschlagsfreie Küstenlinie, und sie nennen daher den Regen in den innerhalb liegenden Gebieten «rein orographischen Regen». Dieser «rein orographische Regen» ist meiner Meinung nach auch feuchtlabiler Regen, der durch Auslösung an der Küste und grössere Terraininformationen bedingt ist. «Rein orographischer Regen» muss nämlich — wenn man überhaupt mit diesem Begriff arbeiten soll — notwendigerweise als Niesel (Nebelreissen oder Staubregen) auftreten. Der Regen im Vestland aber ist deutlich konvektiver Art, da die meisten Beobachter den Regen als Schauer charakterisieren. Es sind daher keine qualitativen sondern nur quantitative Unterschiede zwischen dem Regen an der Romsdalküste und im Vestland. An der Romsdalküste werden Schauer sowohl auf dem Meer als auch an der Küste ausgelöst, während im Vestland nur die Terraininformationen imstande sind, auslösend zu wirken, und die Küstenlinie daher niederschlagsfrei wird.

Selbst wenn die Küste ein Flachland mit geringer Höhe über dem Meer wäre, ist es wahrscheinlich, dass sie Schauer auslösen kann. Flieger erzählen nämlich, dass sie noch oberhalb 1000 Meter über dem Meer an der vergrösserten Unruhe der Luft sogar noch eine flache Küste deutlich merken, wenn der Wind vom Meer weht. Diese Schauer-auslösung an der Küste in feuchtlabilen Luftmassen vom Meer kann die vergrösserte jährliche Niederschlagsmenge erklären, die in Ebenen unweit der Küste auftreten, z. B. an der Westküste von Dänemark und Schweden (VI, Seite 9).

In «Cloud Studies» (XIX) beschreibt A. W. Clayden auf Seite 126 und 127 wie durch orographische Verhältnisse Linien von Cumuluswolken entstehen können, und auf Seite 128 gibt er folgende Beschreibung von Cumulusbildung in einem Luftstrom vom Meer:

«Under suitable conditions of temperature and moisture cloud begins to form on the seaward face of each hill, and may be watched steadily growing in size and density as it passes over the hill and follows its predecessors streaming inland.»

Auf Seite 123 sagt er:

«As the cloud drifts over the landscape, it seldom maintains its showery character for more than ten or twenty miles, often for much less.»

Diese Beobachtungen von Clayden zeigen offensichtlich die Bedeutung der orographischen Verhältnisse bei der Schauerbildung. In feuchtlabilen Luftmassen werden nämlich die durch die Orographie gebildeten Cumuli sich selbständig weiterentwickeln können und zu Schauerbildung Anlass geben. Man kann auch mit grosser Wahrscheinlichkeit sagen, dass die maximale Niederschlagszone, die Bjerknes und Solberg 30 bis 40 km von der Küste entfernt gefunden haben, durch Schauerauslösung an der Küste und grössere Terrainformationen bedingt ist.

### Kapitel V. FEUCHTLABILITÄT UND ZYKLONENTÄTIGKEIT.

Die Luftmassen über dem Pol-Meer sind im Winter stark stabil, wobei durchschnittlich bis zu 1000 m Temperaturzunahme stattfindet, wie nach H. U. Sverdrup die Ergebnisse der Maud-Expedition zeigen (XX). Die Drachenaufstiege gehen durchschnittlich bis zu 2000 m und zeigen, dass im Winter die Luftmassen von 1000 m bis zu 2000 m stark stabil sind. Von 1500 m bis zu 2000 m ist die feuchtlabile Temperaturdifferenz — 2° C, und der polare Wettertyp deutet darauf hin, dass die polaren Luftmassen bis zu grösseren Höhen stabil sind.

Wenn die Polarluft im Winter südwärts strömt, wird sie über dem offenen Meer erwärmt und dadurch immer instabiler. Man sollte daher annehmen können, dass die Luftmassen, z. B. über Süd-England, im Winter oft bis zu grösseren Höhen, z. B. 5000 m, positive Feuchtlabilität hätten. Dies ist aber nicht der Fall, und wenn man die untersten 1000 m ausser Betracht lässt, ist es sogar selten. Für das Jahr 1927 hat Duxford in den Monaten Januar, Februar, März, April, September, Oktober, November und Dezember an 190 Tagen jeden Tag einen Aufstieg bis zu 5000 m, und an 10 Tagen, wo es keinen Aufstieg bei Duxford gibt, hat Farnborough Aufstiege bis zu 5000 m. Von diesen 200 Aufstiegen zeigen nur 22 positive Feuchtlabilität in der Luftmasse von 1000 m bis zu 5000 m, und nur in 7 Fällen war die feuchtlabile Temperaturdifferenz grösser als 2°. In den 4 Sommermonaten zeigten von 121 Aufstiegen 39 positive Feuchtlabilität, und in 20 Fällen war die feuchtlabile Temperaturdifferenz grösser als 2°\*). Dies zeigt, dass die Labilitätsenergie bei der Polarluft auf die unteren Schichten beschränkt ist. Selbst wenn die Polarluft ziemlich alt und im Winter durch die wärmere Meeresoberfläche unten erwärmt ist, reicht der Bezirk für positive Feuchtlabilität, von 1000 m an gerechnet, nur selten bis zu 5000 m. Wenn man die Feuchtlabilität der Luftmassen von ungefähr 1000 m ab rechnet, spielt die Erwärmung der unteren Schichten durch die Insolation nur eine geringere Rolle, und man kann daher die Stabilitätsverhältnisse verschiedener Tageszeiten besser vergleichen.

Die Aufstiege am 26. und 27. September 1927 sind von besonderem Interesse, weil die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1000 m bis zu 5000 m am 26. um 10 Uhr — 2°,5 war, um 15 Uhr + 4° und am 27. um 10 Uhr — 2°. (Übrigens sind es nur 5 Aufstiege bei Duxford 1927, die grössere Werte als + 4° zeigen.) Die bedeutende Vergrösserung der Feuchtlabilität am 26. September nachmittags scheint hauptsächlich durch eindringende Kaltluft in der Höhe bedingt zu sein, da die Temperatur in 5000 m

\*) Die Aufstiegswerte hier und später in dieser Arbeit sind den «Aerologischen Berichten» des Lindenberger Observatoriums entnommen, und nur in zweifelhaften Fällen sind sie mit dem Originalmaterial verglichen.

um  $4,5^\circ$  sinkt. Diese kalte Luft kommt von W herein, und hinterher dringt eine Kaltfront von N ein. Diese Kaltfront bewirkt Abkühlung in den unteren 1000 m und  $5^\circ$  Erwärmung in 5000 m, wodurch die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1000 m bis zu 5000 m, wie schon erwähnt, bis zu  $-2^\circ$  sinkt. Die Kaltfront hat demnach eine bedeutende Stabilisierung der Luftmassen bewirkt.

Die Warmluft (Tropikluft) über Europa ist im allgemeinen bis zu grösseren Höhen stabil, und sehr oft stark stabil. Wenn man die untersten 1000 m ausser Betracht lässt, haben also sowohl Polarluft als auch Tropikluft im allgemeinen bis 5000 m negative Feuchtlabilität gemäss der Tafel von Stüve.

Wenn man versuchen will, die Bedeutung der Labilitätsenergie für die Zyklontätigkeit klarzulegen, muss man die Luftmassen in einer sich vertiefenden Zyklone untersuchen. Man muss auch die Untersuchungen in der Nähe des Zentrums der Zyklone vornehmen; wenn nämlich die Labilitätsenergie bei der Zyklontätigkeit eine Rolle spielt, muss man in den kleinen zentralen Gebieten sich vertiefender Zyklonen anormale Stabilitätsverhältnisse erwarten können (z. B. im Warmsektor feuchtlabile Luftmassen finden, oder in der Kaltluft positive Feuchtlabilität in grösseren Höhen). Sich vertiefende Zyklonen findet man im Winter selten über Europa, öfter im Sommer. Dass die Luftmassen von 1000 m ab über West-Europa im Winter stabiler sind als im Sommer, wie die Aufstiege von Duxford zeigen, deutet darauf hin, dass die Feuchtlabilität der höheren Schichten bei der Zyklontätigkeit eine Rolle spielt.

#### A. Die Zyklone über Mitteleuropa und Südkandinavien 16.—18. August 1928 (Kartenserie III).

Am 13. August 1928 passierte eine Kaltfront Mitteleuropa von W her. Nachts gab sie Gewitter, und vormittags passierte sie Lindenberg. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz, vom Boden gerechnet, war in Lindenberg um 7 Uhr in 2500 m  $+6,6$  und in 3700 m  $+8,2$ . Nach der Passage, um 16 Uhr, war die feuchtlabile Temperaturdifferenz in 2500 m  $+1,5$  und in 2700 m  $+3,6$ . Am 14. August um 7 Uhr war sie in 2000 m  $-1^\circ$  und in 3000 m  $-7^\circ$  (Fig. 10). Die Kaltfront hat demnach mindestens bis 4000 m eine bedeutende Verminderung der Feuchtlabilität bewirkt. Die Gewitter sind zweifellos in den warmen Luftmassen mit grosser Feuchtlabilität gebildet, und die Kaltfront hat nur als auslösender Faktor gewirkt.

Von besonderem Interesse ist die Erwärmung in den darüber liegenden warmen Luftmassen. Der Aufstieg am 14. August um 7 Uhr zeigt, dass sich die Kaltluft ungefähr bis zu der Höhe 2100 m erstreckt. In 3000 m, wo die ursprüngliche Warmluft liegt, zeigt sich eine Erwärmung um mehr als  $3^\circ$ . Da die relative Feuchtigkeit in dieser Höhe 38 % beträgt, gegen 90 % am vorhergehenden Tage, kann man mit grosser Sicherheit annehmen, dass diese Erwärmung durch absteigende Bewegung in der Warmluft bedingt ist. Die Kaltfront hat demnach Abkühlung am Erdboden und Erwärmung in 3000 m bewirkt und dadurch die Feuchtlabilität der Luftmassen bis mindestens 4000 m bedeutend vermindert.

Am 15. August bildet sich über Frankreich ein diffuses Fallgebiet, das sich gegen NE bewegt. Am 16. August um 8<sup>h</sup> liegt das neugebildete Zentrum bei Rügen, und die Struktur der Zyklone deutet mit Bestimmtheit auf eine sterbende Zyklone. Der Barometerfall während der letzten 3 Stunden war rings um das Zentrum nur 1 mm, während er am Abend vorher bis zu 2 mm war. Am 16. August 14<sup>h</sup> zeigt es sich aber, dass sich die Zyklone sehr rasch vertieft; der Barometerfall wird jetzt bedeutend grösser und bei Jönköping, gleich nördlich vom Zentrum, ist er 3,5 mm auf je drei Stunden. Bei Kalmar ist die Windstärke schon 8 Beaufort geworden.

Am 16. August 19<sup>h</sup> liegt das Zentrum über Vänern, und bei Karlstad ist der Barometerfall während der letzten 3 Stunden jetzt 4,5 mm. Am 17. August 8<sup>h</sup> liegt das Zentrum über Süd-Norwegen, und die Zyklone ist jetzt wieder im Sterben begriffen. Das Zentrum bewegt sich weiter über Dänemark und die Ostsee nach Osten.

Am 16. August von Morgen an bis Mitternacht ist also die Zyklone in rascher Vertiefung begriffen, obgleich man keine Strukturänderungen nachweisen kann. Es ist wahrscheinlich, dass diese Vertiefung dadurch entstanden ist, dass das Zentrum über Süd-Schweden in die Nähe von Luftmassen gekommen ist, die bis in grössere Höhen hinauf positive Labilitätsenergie hatten. Am 14. August haben nämlich Süd-Norwegen und Dänemark Gewitter und Regenschauer und am nächsten Tag Gewitter mit teilweise schweren Regenschauern. Oslo meldet z. B. am 15. August zusammen 31 mm Niederschlag. Die südschwedischen Stationen Karlstad und Jönköping melden am 15. August Gewitter, und Jönköping hat auch am 14. August Gewitter. Die instabilen Luftmassen, die imstande sind Gewitter zu geben und demnach bis zu grösseren Höhen feuchtlabil sind, kommen also auch über Süd-Schweden vor. Diese instabilen Luftmassen sind von SW hereingekommen, und die Aufstiege in Holland und England sollten demnach Aufschlüsse über die Stabilitätsverhältnisse dieser Luftmassen geben können.

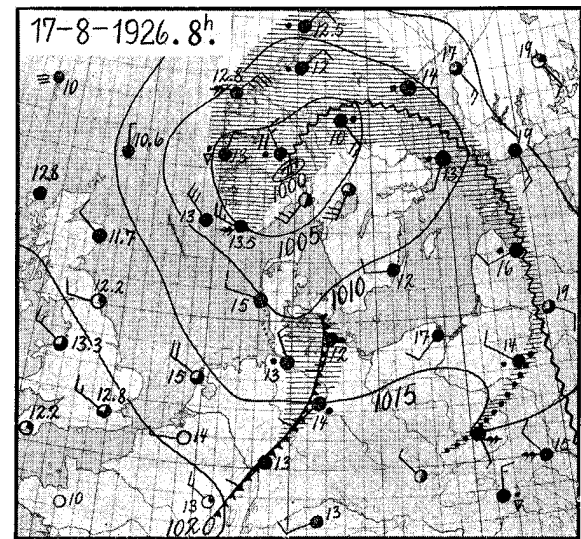
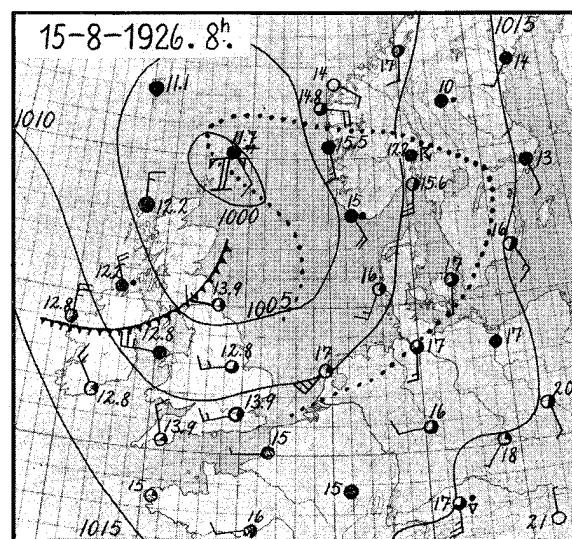
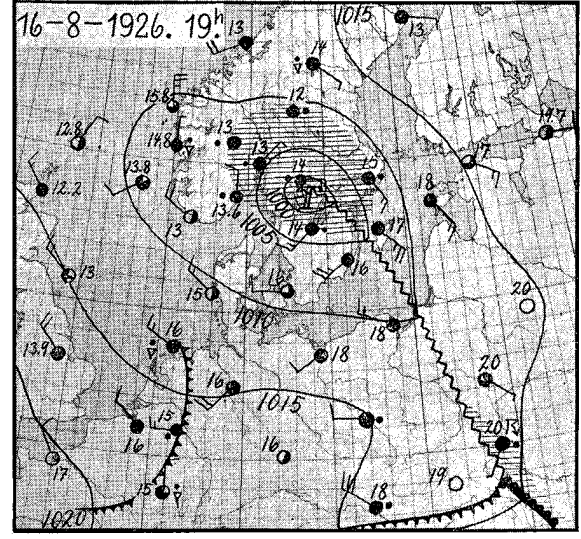
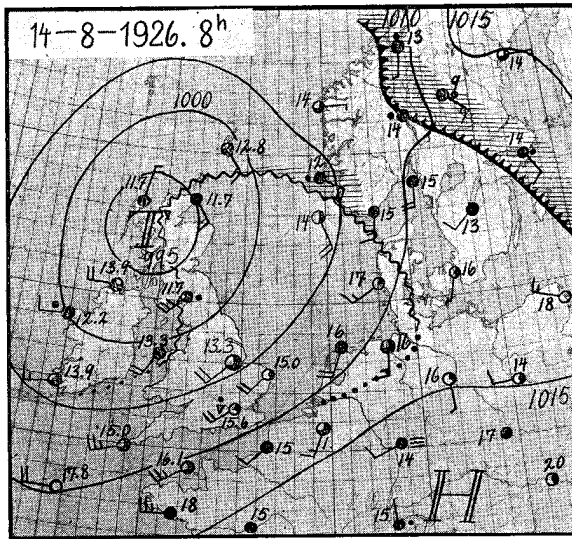
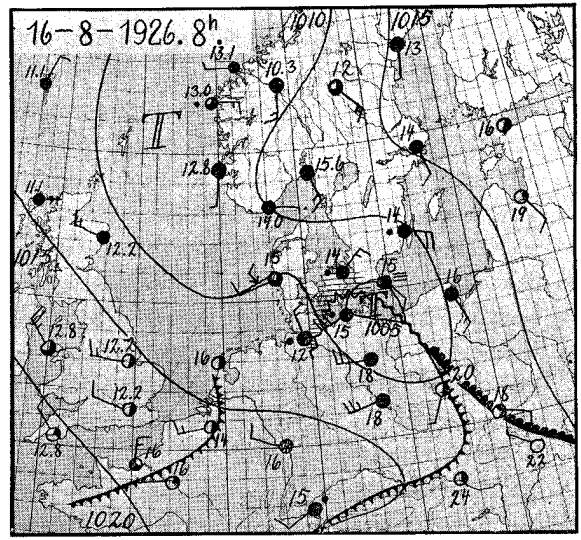
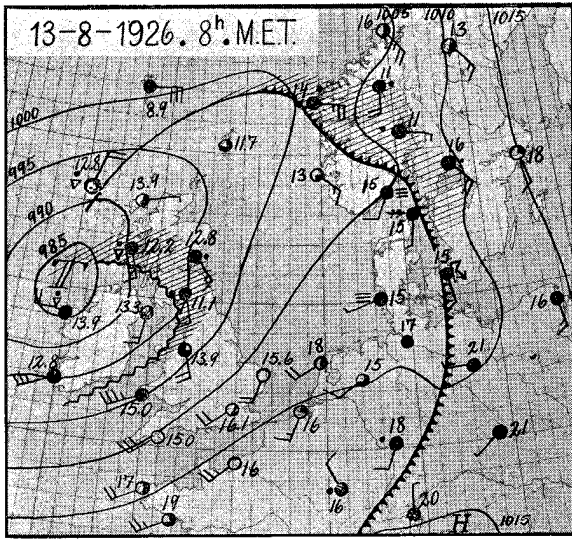
Nach der Passage der Kaltfront liegen über Hamburg am 13. August 9<sup>h</sup> stabile Luftmassen von 1000 m bis zu 5000 m (Fig. 11). Der Aufstieg über Soesterberg 8<sup>h</sup> zeigt, dass dort bis 3000 m feuchtlabile Luftmassen liegen und weiter mindestens bis zu 5000 m stabile Luftmassen. Der Aufstieg über Duxford zeigt ungefähr dasselbe, und die oberen stabilen Luftmassen reichen hier mindestens bis zu 5600 m, beginnen aber erst in 4000 m. Von 500 m ab haben Hamburg, Soesterberg und Duxford folgende feuchtlabile Temperaturdifferenzen (Fig. 11):

	Hamburg	Soester- berg	Duxford
13. August 1928	9h	8h	10h
Von 500 m bis zu 2000 m: . . . . .	+ 0°,3	+ 2°,5	+ 3°,3
—>— 3000 »: . . . . .	— 0°,9	+ 3°,8	+ 2°,8
—>— 4000 »: . . . . .	— 1°,5	+ 1°,7	+ 3°,8
—>— 5000 »: . . . . .	— 1°,7	— 0°,6	+ 2°,2

Man muss dies in der Weise deuten können, dass die durch die Kaltfront stabilisierten Luftmassen nach Westen immer höher liegen, dass sie also bei Hamburg schon in 1000 m liegen, bei Soesterberg in 3000 m und bei Duxford erst in 4000 m beginnen.

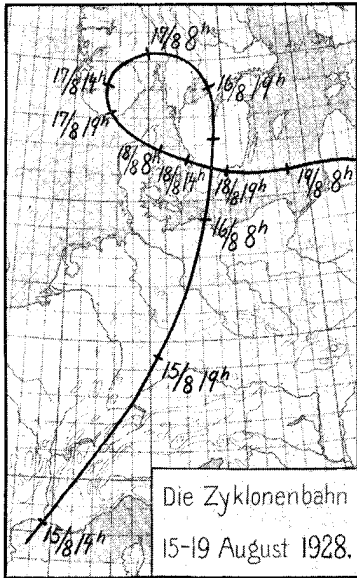
Am nächsten Tage geben die Aufstiege (Fig. 12) über Duxford, Soesterberg und Hamburg folgende Werte:

	Hamburg	Soester- berg	Duxford
14. August 1928	9h	8h	12h
Von 500 m bis zu 2000 m: . . . . .	+ 1°,8	+ 2°,5	+ 2°,8
—>— 3000 »: . . . . .	+ 2°,0	+ 3°,4	+ 2°,6
—>— 4000 »: . . . . .	+ 2°,0	+ 0°,7	+ 3°,3
—>— 5000 »: . . . . .	— 0°,5	— 1°,8	+ 0°,6



Kartenserie III.





Kartenserie III.

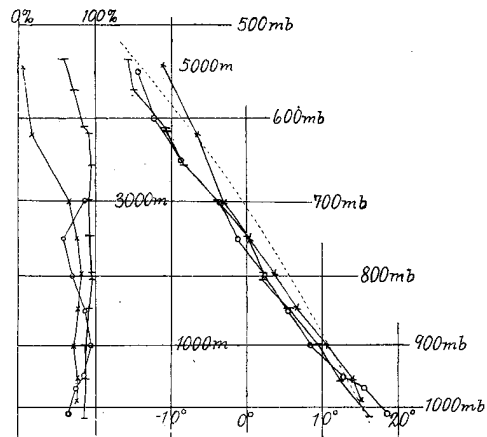


Fig. 12.  $14/8$  1928. Duxford 12h o.  
Soesterberg 8h x. Hamburg 9h —.

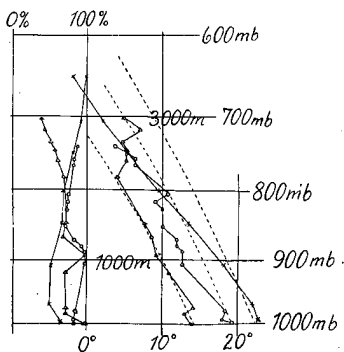


Fig. 10. Lindenberg  $13/8$  1928 7h x.  
und 16h o.  $14/8$  1928 7h Δ.

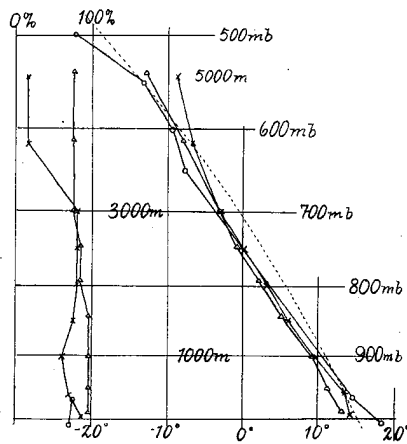


Fig. 13.  $15/8$  1928. Duxford 12h o.  
Soesterberg 8h x. De Kooj 8h Δ.

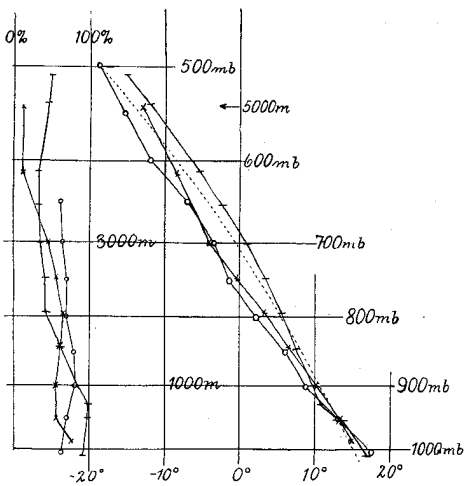


Fig. 11.  $13/8$  1928. Duxford 10h o.  
Soesterberg 8h x. Hamburg 9h —.

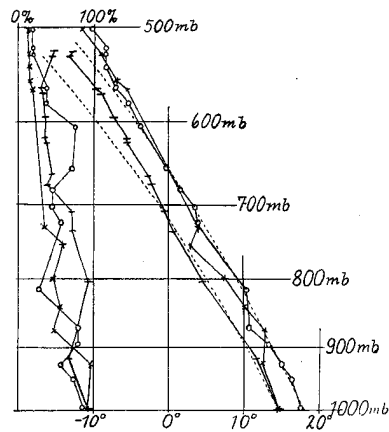


Fig. 14. Darmstadt  $14/8$  1928 9h x.  
 $15/8$  1928 8h o.  $16/8$  1928 8h —.

Die punktierten Linien sind Kondensationsadiabaten nach Stüve.

Hamburg und Duxford haben hier ungefähr denselben Temperaturverlauf. Soesterberg zeigt aber auch fernerhin stabile Luftmassen von 3000 m ab, und dasselbe finden wir auch am nächsten Tag (Fig. 13).

Am 15. August zeigt der Aufstieg bei Duxford 12<sup>h</sup> folgende feuchtlabile Temperaturdifferenzen von 300 m an gerechnet: in 3600 m + 4°,5, in 4200 m + 2°,1, in 4900 m + 1°,0 und in 5600 m + 4°,5.

Hamburg hat keinen Aufstieg am 15. August. In Holland gibt es aber an diesem Tage zwei Aufstiege, bei Soesterberg und De Kooj (Fig. 13). Diese Aufstiege zeigen, dass in der Höhe 5000 m um 4° wärmere Luft über Soesterberg liegt, während De Kooj ungefähr dieselbe Temperatur wie Duxford hat. In 3000 m haben Soesterberg und De Kooj dieselbe Temperatur.

Die wärmeren Luftmassen über Soesterberg von 3000 m ab sind sehr trocken, und man wird annehmen können, dass sie die ursprünglichen Warmluftmassen repräsentieren, die durch die Kaltfront in Abwärtsbewegung gesetzt sind. Bei Duxford sind aber auch in den Höhen über 5000 m feuchtlabile Luftmassen von SW hereingekommen (Fig. 13), es liegen also in den Höhen über 4000 m über Soesterberg und Duxford wesentlich verschiedene Luftmassen.

Die feuchtlabilen Luftmassen in der Höhe liegen am 16. August über Dänemark und Süd-Norwegen und teilweise über Süd-Schweden, aber kaum über der Ostsee. Diese Luftmassen werden infolge der Sonnenstrahlung von unten her erhitzt, und die Labilitätsenergie der Luftmassen wird dadurch bedeutend vergrössert, weil die Temperaturverhältnisse der Luftmassen selbständig aufsteigende Ströme bis zu grossen Höhen erlauben. Es ist sehr bemerkenswert, dass die Zyklone sich über Land und am Tage vertieft, also zu der Zeit und an der Stelle, wo die Labilitätsenergie der Luftmassen den grössten Betrag aufweist.

Die Zyklone am 16. August ist wahrscheinlich an der Kaltfront vom 13. August gebildet und demnach ursprünglich durch stabile Luftmassen von den instabilen Luftmassen über England entfernt. Die Aufstiege bei Darmstadt (Fig. 14) zeigen am 14., 15. und 16. August stabile Luftmassen. Am 15. August, wo das Fallgebiet über Darmstadt liegt, sind jedoch die untersten 4000 m fast indifferent. Erst über Süd-Schweden kommt die Zyklone in die Nähe von instabilen Luftmassen, und erst dann ist die Zyklone imstande sich ohne Strukturänderungen zu vertiefen, wobei die Labilitätsenergie die notwendige Energie liefert.

Es sind bedeutende Mengen feuchtlabilen Niederschlages, die von der Zyklone ausgelöst werden. Am 16. August meldet z. B. Jönköping abends 28 mm und Karlstad 51 mm. Am Nachmittag des 16. August und in der folgenden Nacht fallen auf den norwegischen Stationen an der Ostseite des Oslofjordes und bis Mjösen durchschnittlich 40 mm. Die Bahn der sich vertiefenden Zyklone ist also durch sehr grosse Niederschlagsmengen charakterisiert. Dies deutet darauf hin, dass die Labilitätsenergie der Luftmassen erst durch das Auslösen von grossen Niederschlagsmengen in der Nähe des Zentrums imstande ist, der Zyklone neue Energie zuzuführen.

Die Kaltfront, die sich am 15. August über England zeigt, bewirkt eine Stabilisierung der Luftmassen, wobei der Aufstieg von Duxford am 16. August 10<sup>h</sup> von 2500 m bis 2800 m eine Temperaturzunahme von — 3°,9 bis zu — 2°,8 zeigt. Ausserdem sind die Luftmassen über 2800 m stabil. Die feuchtlabilen Temperaturdifferenzen von 600 m an gerechnet, sind in 2000 m + 3°,0, in 3000 m + 0°,3 und in 4300 m — 2°,0.

Über Soesterberg zeigt der Aufstieg am 17. August folgende feuchtlabile Temperaturdifferenzen von 500 m an gerechnet: in 2000 m + 1°,5, in 3000 m — 0°,1, in 4000 m — 1°,0 und in 5000 m — 3°,7. Nach dem feuchtlabilen SW-Strom kommt also ein stabilerer NW-Strom, und auf diese Weise entsteht eine grössere feuchtlabile Luftmasse über

dem südlichen Skandinavien, von bedeutend stabileren Luftmassen umgeben. Die Zyklone, die am 16. August über Süd-Schweden mit diesen instabilen Luftmassen in Kontakt kommt, verweilt in diesen Luftmassen und nimmt dann wieder ihre Bahn nach Osten auf.

Die Zyklonenbahn 15.—19. August ist kein isolierter Fall, denn man kann relativ oft derartige Schleifen bei der Bewegung der Zyklonen finden. Man darf annehmen, dass in diesen Fällen die Labilitätsenergie für die Bewegung der Zyklone ausschlaggebend gewesen ist. Wenn die Luftmassen durch die Zyklonentätigkeit stabilisiert worden sind, nimmt die Zyklone wieder ihre normale Bahn auf.

#### B. Die Zyklone vom 25.—30. Juli 1928 (Kartenserie IV).

In den Tagen vom 25.—28. Juli 1928 hat man über Mitteleuropa einen sehr typischen Warmlufteinbruch von SW. An der Grenzfläche der warmen und kalten Luftmassen bildet sich eine Zyklone, deren Zentrum am 26. Juli ungefähr 200 km westlich von Irland liegt. Die Zyklone bewegt sich am 27. und 28. Juli gegen ENE und vertieft sich langsam. Am 28. Juli liegt das Zentrum im Skagerak, und die Fallgebiete deuten jetzt auf eine Zweiteilung der Zyklone; Gotland und Schleswig zeigen Drucktendenzen von  $-3$  mb, wogegen der Barometerfall während der letzten 3 Stunden sonst überwiegend weniger als 1 mb ist. Diese Zerteilung des Fallgebietes ist ein Degenerationszeichen bei einer Zyklone; die Vertiefung der Zyklone ist jetzt auch beendet, und die Zyklone bewegt sich nun nordwärts und liegt am 30. Juli im Norwegischen Meer in der Nähe von Lofoten. Am selben Tage zeigt sich an der Westküste Norwegens eine kleine neugebildete Zyklone, eine «Randbildung», die 8<sup>h</sup> auf Jæren Tendenzen bis zu  $-3$  mb hat, dann aber sehr schnell stirbt. In den Tagen vom 25.—28. Juli hat man eine Reihe aerologischer Aufstiege in England, Holland und Deutschland, die es möglich machen, die vertikale Struktur dieser Zyklone näher zu studieren.

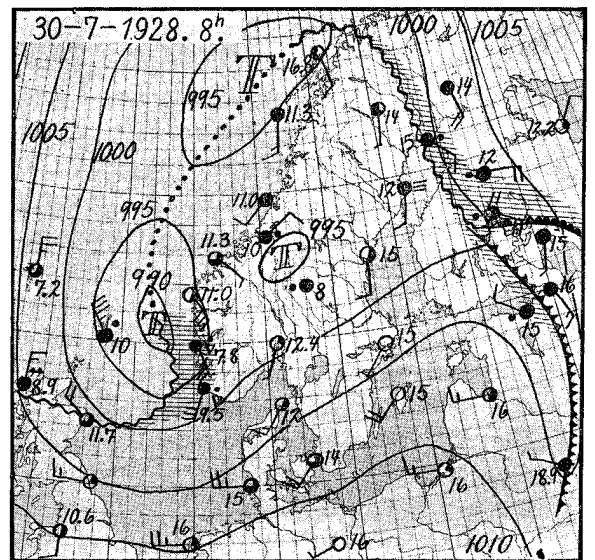
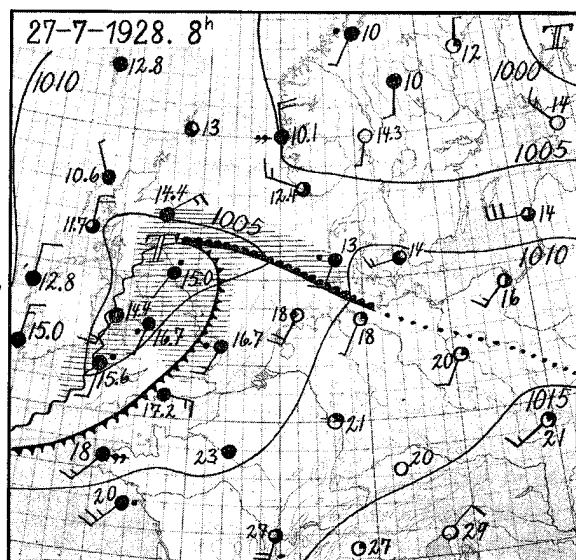
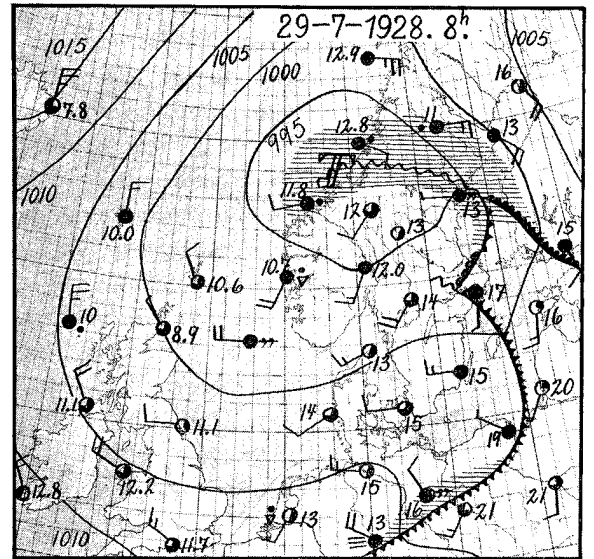
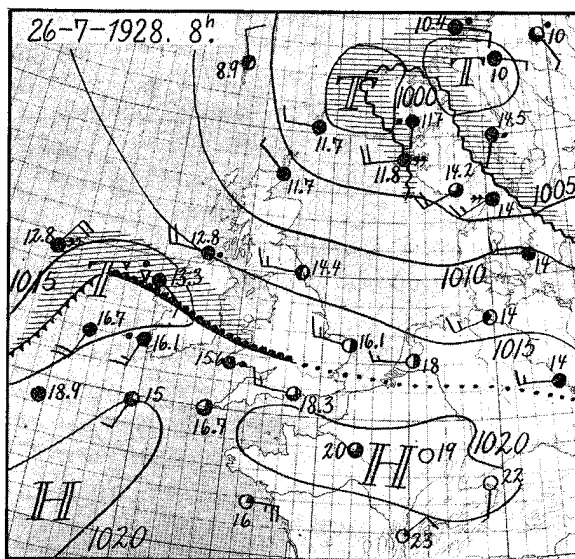
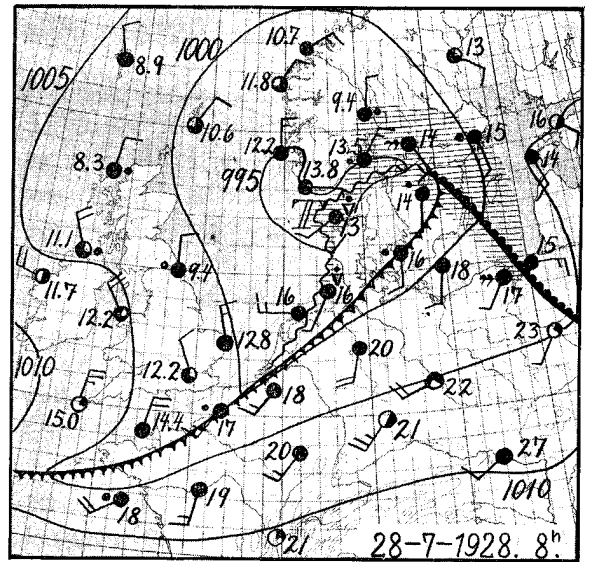
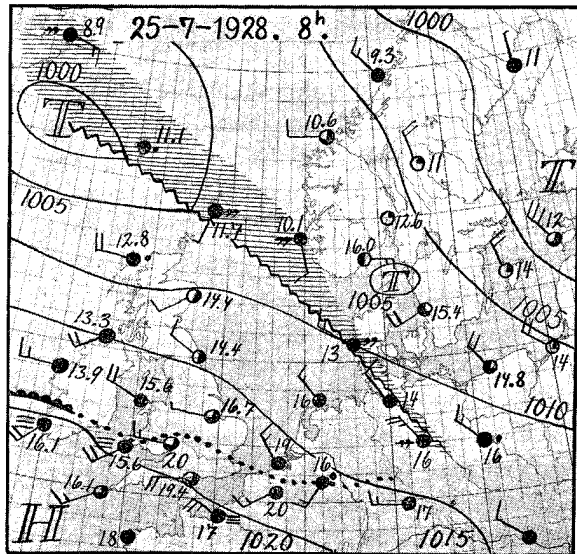
Am 25. Juli haben Soesterberg und De Kooj Aufstiege bis zu 5000 m, Duxford bis zu 3700 m und Farnborough bis zu 3100 m.

Die holländischen Stationen liegen noch in dem Nordweststrom nach der zusammengeklappten Front über der Nordsee, während Duxford und Farnborough in dem Weststrom in der Nähe der Warmfront liegen. Die holländischen Stationen zeigen stabile Luftmassen (Fig. 15). Von 500 m an gerechnet hat Soesterberg in 5000 m eine feuchtlabile Temperaturdifferenz von  $-5^{\circ},7$  und De Kooj  $-8^{\circ},8$ . De Kooj hat also bedeutend stabilere Luftmassen als Soesterberg, das der Warmfront ca. 100 km näher liegt. Es zeigt sich also, dass die heranziehende Warmfront von 2500 m ab eine Vergrößerung der Feuchtlabilität bewirkt. Über 1000 m meldet De Kooj grössere relative Feuchtigkeit als Soesterberg. Die Feuchtigkeitsmessungen bei De Kooj schienen aber nicht verlässlich zu sein, da sie in den letzten Wochen durchgehend sehr kleine Variationen zeigten.

Der Aufstieg bei Duxford (Fig. 16) zeigt typisch polare Luftmassen, nämlich feuchtlabile Luftmassen bis zu 2000 m Höhe und darüber stark stabile Luftmassen. Farnborough hat wesentlich verschiedene Luftmassen, weil der Temperaturverlauf über 600 m fast indifferent ist. In 3000 m ist die Temperatur bei Farnborough  $3^{\circ},5$  grösser als in Duxford. Es ist demnach wahrscheinlich, dass die Scheide zwischen den polaren und tropischen Luftmassen für die unteren 3000 m zwischen Duxford und Farnborough liegt.

Am 27. Juli morgens liegt der Warmsektor der Zyklone über England und den südlichen Nordsee-Ländern, und die Warmfront hat eben Hamburg und Berlin passiert. Die Stationen Duxford, Soesterberg, Hamburg, Berlin und Friedrichshafen haben Aufstiege sowohl am 26. als auch am 27. Juli, und man kann daher bei diesen Stationen die vertikale Struktur der Zyklone vor und in dem Warmsektor sehen.

Duxford hat am 26. Juli zwei Aufstiege 10<sup>h</sup> und 16<sup>h</sup> (Fig. 17). Beide Aufstiege zeigen zwischen 1000 und 1500 m eine bedeutende Inversion, und man kann mit Sicher-



Kartenserie IV.

heit annehmen, dass dies die Aufgleitfläche der Warmluft ist. Die darunterliegende Kaltluft ist stark feuchtlabil, und die darüberliegende Warmluft ist auch feuchtlabil. Am 27. Juli hat Duxford zwei Aufstiege, und der Aufstieg 11<sup>h</sup> (Fig. 18) zeigt, dass Duxford noch im Warmsektor liegt. In den unteren 1000 m sind die Luftmassen überwiegend stabil, von 1000 m bis zu 2000 m feuchtlabil und dann bis zu 3600 m indifferent. Der Aufstieg 16<sup>h</sup> zeigt, dass Duxford jetzt in wesentlich anderen Luftmassen liegt, da vom Boden bis zu 3600 m Abkühlung stattgefunden hat. Die grösste Abkühlung ist in 3600 m, und die Feuchtlabilität der Luftmassen ist dadurch vergrössert worden.

Der Temperaturverlauf bei den zwei Aufstiegen auf Fig. 18 ist recht merkwürdig, und die einfachste Erklärung ist wohl, dass die Kaltfront der Zyklone 16<sup>h</sup> Duxford passiert und Kaltluft in den unteren ca. 2000 m mit sich gebracht hat. In den Luftmassen über 2000 m ist aber auch Abkühlung eingetreten, und es ist anzunehmen, dass diese Luftmassen feuchtlabile Warmsektorluft repräsentieren. Die Ursache dazu, dass die Aufstiege in der Warmsektorluft 11<sup>h</sup> und 16<sup>h</sup> so grosse Temperaturunterschiede in den höheren Schichten aufweisen, liegt wahrscheinlich darin, dass der Aufstieg 11<sup>h</sup> in Luftmassen liegt, die sich früher von einer bestimmten Höhe ab aufwärts bewegt haben. Die grosse relative Feuchtigkeit und der kondensationsadiabatische Temperaturverlauf von 2000 m ab deuten auf eine derartige Aufwärtsbewegung hin. 16<sup>h</sup> liegt aber der Auf-

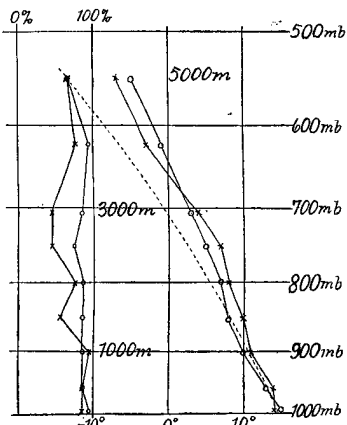


Fig. 15. 25/7 1928. Soesterberg 8h x, de Kooj 8h o.

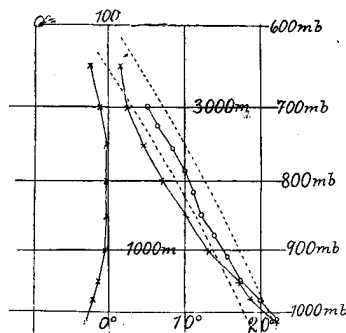


Fig. 16. 25/7 1928. Duxford 11h x, Farnborough 10h o.

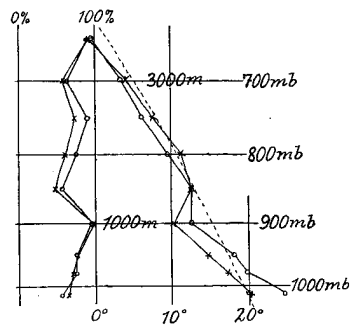


Fig. 17. 26/7 1928. Duxford 10h x und 16h o.

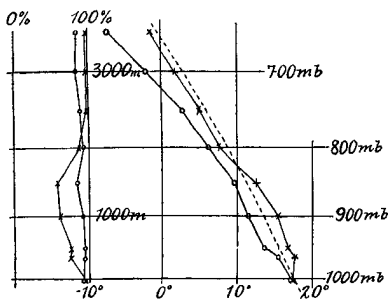


Fig. 18. 27/7 1928. Duxford 11h x und 16h o.

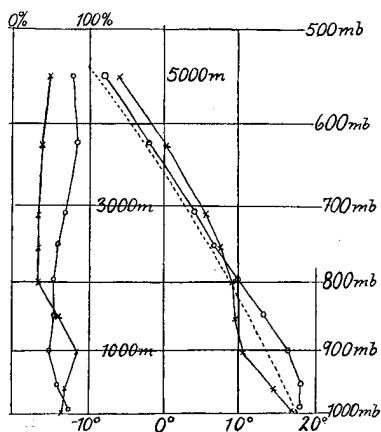


Fig. 19. Soesterberg 26/7 1928 x und 27/7 1928 8h o.

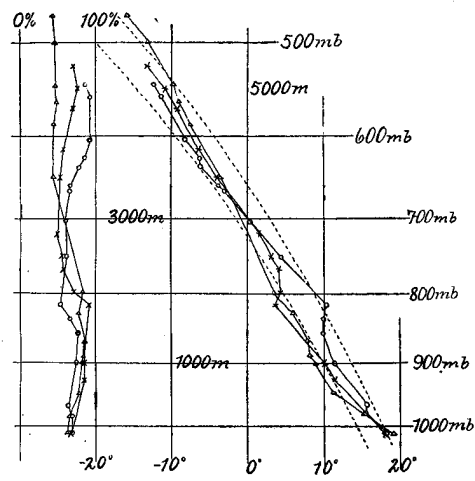


Fig. 20. Hamburg 25/7 1928 15h Δ, 26/7 1928 11h x, 27/7 1928 10h o.

stieg wahrscheinlich in mehr ungestörter feuchtlabiler Warmluft, die noch nicht durch Niederschlagsbildung stabilisiert worden ist.

Die Aufstiege bei Soesterberg am 26. und 27. Juli (Fig. 19) zeigen, dass die Passage der Warmfront keine nennenswerten Temperaturänderungen am Erdboden bewirkt. In 1000 m ist aber die Erwärmung  $6^{\circ}$  und über 3000 m besteht eine Abkühlung um ungefähr  $2^{\circ}$ . Die Warmsektorluft wird dadurch vom Erdboden bis zu 1000 m stark stabil und über 1000 m bedeutend feuchtlabil. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz ist also in 5000 m  $+ 3^{\circ}$ , von 1000 m an gerechnet.

Der Aufstieg bei Hamburg am 25. Juli  $15^h$  (Fig. 20) zeigt nach der Passage der zusammengeklappten Front stabile Luftmassen über 1000 m. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1000 m bis zu 6000 m ist  $-9^{\circ}$ . Der Aufstieg am 26. Juli  $11^h$  zeigt feuchtlabile Luftmassen bis zu 1800 m und dann eine Inversion. Diese Inversion repräsentiert wahrscheinlich den Übergang in die Warmsektorluft. Von 3500 m ab sind die Luftmassen durchgehend schwach stabil. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 2300 m bis zu 5500 m beträgt  $-2^{\circ}$ . Am 27. Juli liegt Hamburg in der Warmsektorluft (Fig. 20), und diese ist durch sehr warme Luft in 2000 m charakterisiert, während über

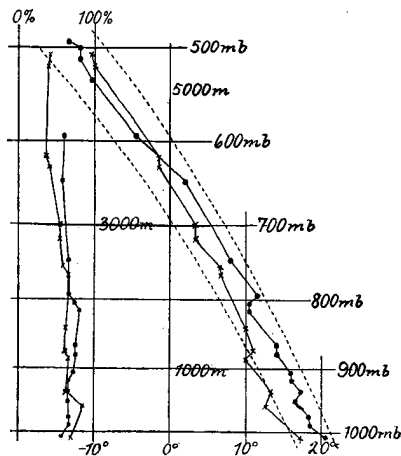


Fig. 21. Berlin  $26/7$  1928  $9^h$  x.  
 $27/7$  1928  $9^h$  ●.

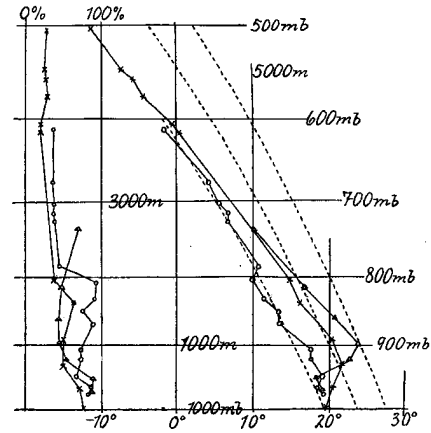


Fig. 22. Darmstadt  $27/7$  1928  $8^h$  x.  
Friedrichshafen  $28/7$  1928  $7^h$  ○ und  
 $27/7$  1928  $7^h$  △.

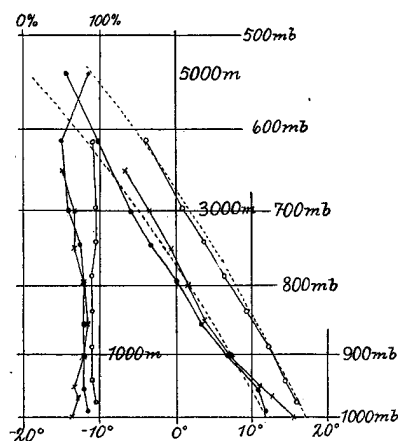


Fig. 23. Duxford  $28/7$  1928  $11^h$  x.  
Soesterberg  $28/7$  1928  $8^h$  ○ und  
 $30/7$  1928  $8^h$  ●.

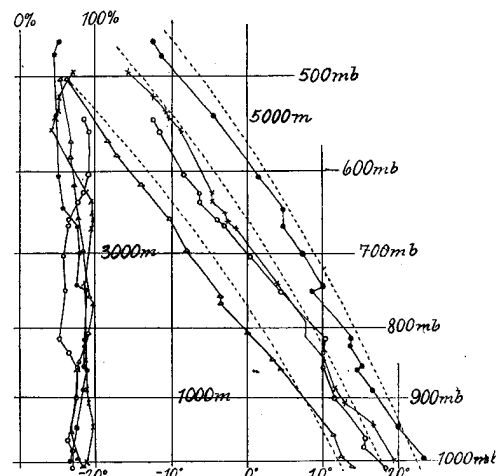


Fig. 24. Hamburg  $27/7$  1928  $10^h$  ○,  $28/7$   $10^h$  x  
und  $30/7$  1928  $14^h$  △. Berlin  $28/7$  1928  $8^h$  ●.

3000 m eine kleine Abkühlung stattgefunden hat. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1800 m bis 3800 m beträgt  $+ 5,5$  und in 5000 m  $+ 4$ .

Die Aufstiege bei Berlin am 26. und 27. Juli (Fig. 21) zeigen, dass der Übergang in die Warmsektorluft Erwärmung in den untersten 4000 m bewirkt. Die grösste Erwärmung findet in 1000 m statt, wo sie  $4,5$  beträgt. Oberhalb 4000 m besteht eine Abkühlung um fast  $2$ ; die Erwärmung in den unteren Schichten und die Abkühlung in den Schichten über 4000 m bewirken, dass die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1000 m bis zu 5200 m, die am 26. Juli  $- 6$  betrug, am 27. Juli bis zu  $+ 2,5$  gestiegen ist.

Friedrichshafen zeigt am 26. Juli (Fig. 22) schwach feuchtlabile Luftmassen. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1000 m an gerechnet macht in 4300 m  $+ 3$  aus. Am 27. Juli zeigt der Aufstieg ungefähr  $7$  Erwärmung in 1000 m, in 2700 m aber nur  $2,5$ , was die Feuchtlabilität der Luftmassen bedeutend vergrössert.

Der Aufstieg bei Darmstadt am 27. Juli (Fig. 22) zeigt Temperaturanstieg bis zu 800 m und von 1100 m ab feuchtlabile Luftmassen. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1100 m bis zu 5700 m beträgt  $+ 9$ .

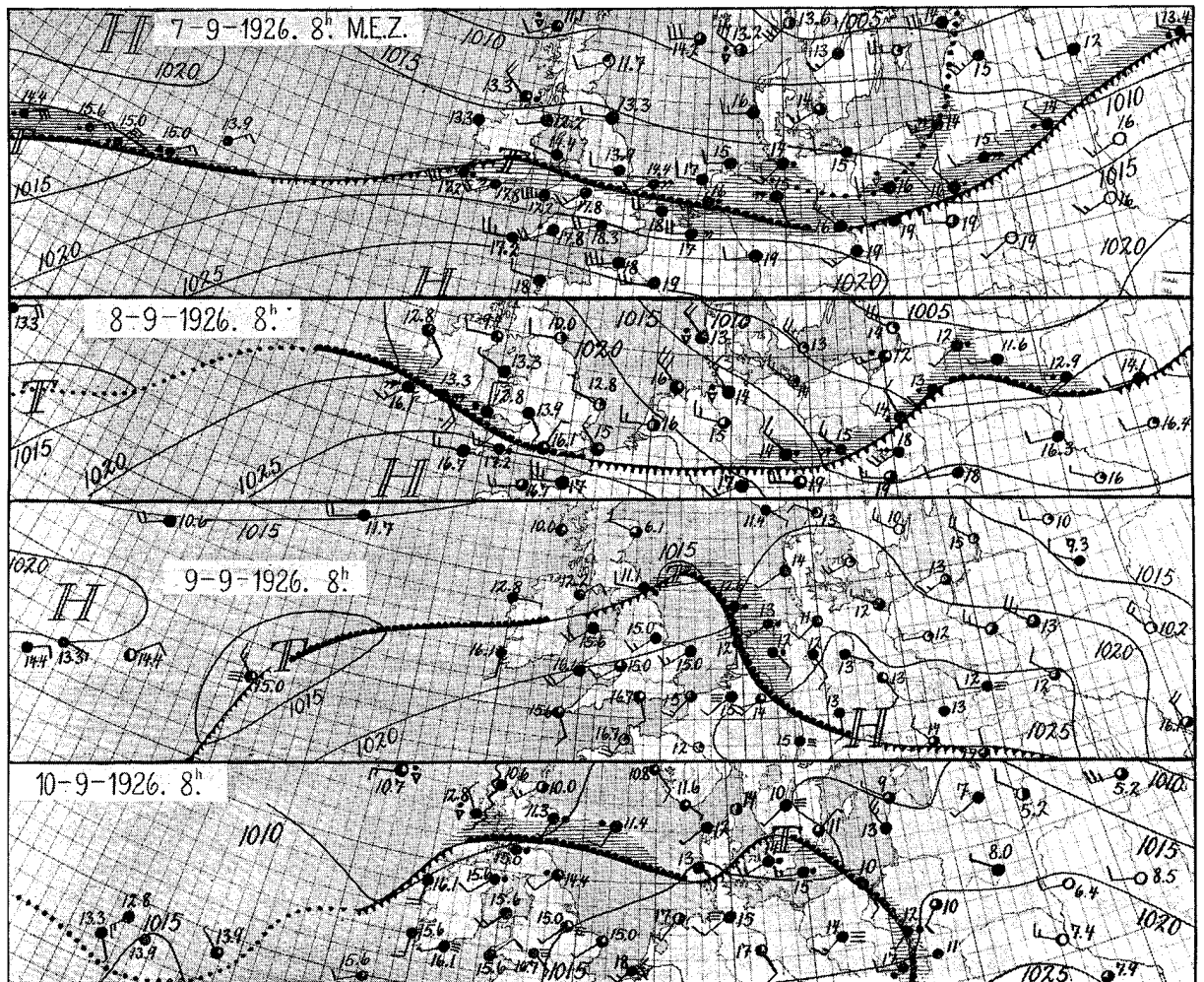
Nach  $19^h$  am 27. Juli passiert die zusammengeklappte Front der Zyklone Duxford, und der Aufstieg bei Duxford am 28. Juli  $11^h$  (Fig. 23) zeigt, dass sie eine Stabilisierung der Luftmassen bewirkt hat. Im Vergleich zu dem Aufstieg am Tag vorher (Fig. 18), hat in 3600 m eine unbedeutende Erwärmung stattgefunden, während in 1500 m die Luftmassen fast  $6$  kälter geworden sind. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1000 m bis zu 3500 m ist  $- 2,4$ . Der Aufstieg bei Soesterberg am selben Tag  $8^h$  zeigt, dass Soesterberg noch vor der Front liegt, da die Luftmassen in allen Höhen bedeutend wärmer sind und grössere relative Feuchtigkeit haben (Fig. 23).

Am 28. Juli liegt Hamburg während des Aufstieges  $10^h$  (Fig. 24) wahrscheinlich in unmittelbarer Nähe der Kaltfront der Zyklone. Über 4000 m sind die Luftmassen recht trocken und etwas wärmer als am vorhergehenden Tage (Fig. 20 und 24) und repräsentieren wahrscheinlich absteigende Warmsektorluft. Die relative Feuchtigkeit ist in den unteren 3800 m stark gestiegen und liegt zwischen 83 und 98 %. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz beträgt für die unteren 1000 m  $+ 3$ , von 1000 m ab bis 3700 m  $+ 1,7$  und bis 5000 m  $- 1$ .

Der Aufstieg bei Berlin am 28. Juli  $8^h$  (Fig. 24) zeigt wesentlich wärmere Luftmassen vom Boden ab und bis über 6000 m. Der grösste Temperaturunterschied zwischen den Luftmassen über Hamburg und denen über Berlin beträgt  $9,6$  in 3700 m. Die Luftmassen über Berlin am 28. Juli sind bis zu 6000 m bedeutend wärmer als die Luftmassen über Berlin am 27. Juli (Fig. 21), wobei Berlin auch im Warmsektor lag. Von 3000 m ab sind die Luftmassen über Berlin überhaupt die wärmsten, die in diesem Warmsektor registriert worden sind. Die kalte Luft in der Höhe im Warmsektor erstreckt sich also nicht über den ganzen Warmsektor. Es ist aber bemerkenswert, dass die Luftmassen über Berlin am 28. Juli aber doch in den unteren 1300 m und von 3700 m bis zu 6000 m schwach feuchtlabil sind (Fig. 24).

Sämtliche Aufstiege in den zentralen Gebieten im Warmsektor zeigen also, dass die Luftmassen in der Höhe feuchtlabil sind, und bei Duxford, Soesterberg, Darmstadt und Friedrichshafen liegt der Übergang von stabilen zu feuchtlabilen Luftmassen in ungefähr 1000 m.

Die Passage der zusammengeklappten Front bewirkt bei Duxford, wie früher erwähnt, eine Stabilisierung der Luftmassen (Fig. 23). Am Sonntag, 29. Juli, gibt es leider keine aerologischen Aufstiege über 1500 m, und es ist daher nicht möglich die Luftmassen hinter der Front näher zu untersuchen. Die Aufstiege bei Soesterberg (Fig. 23) und Hamburg (Fig. 24) am 30. Juli zeigen, dass die Luftmassen über Soesterberg bedeutend sta-



Kartenserie V.

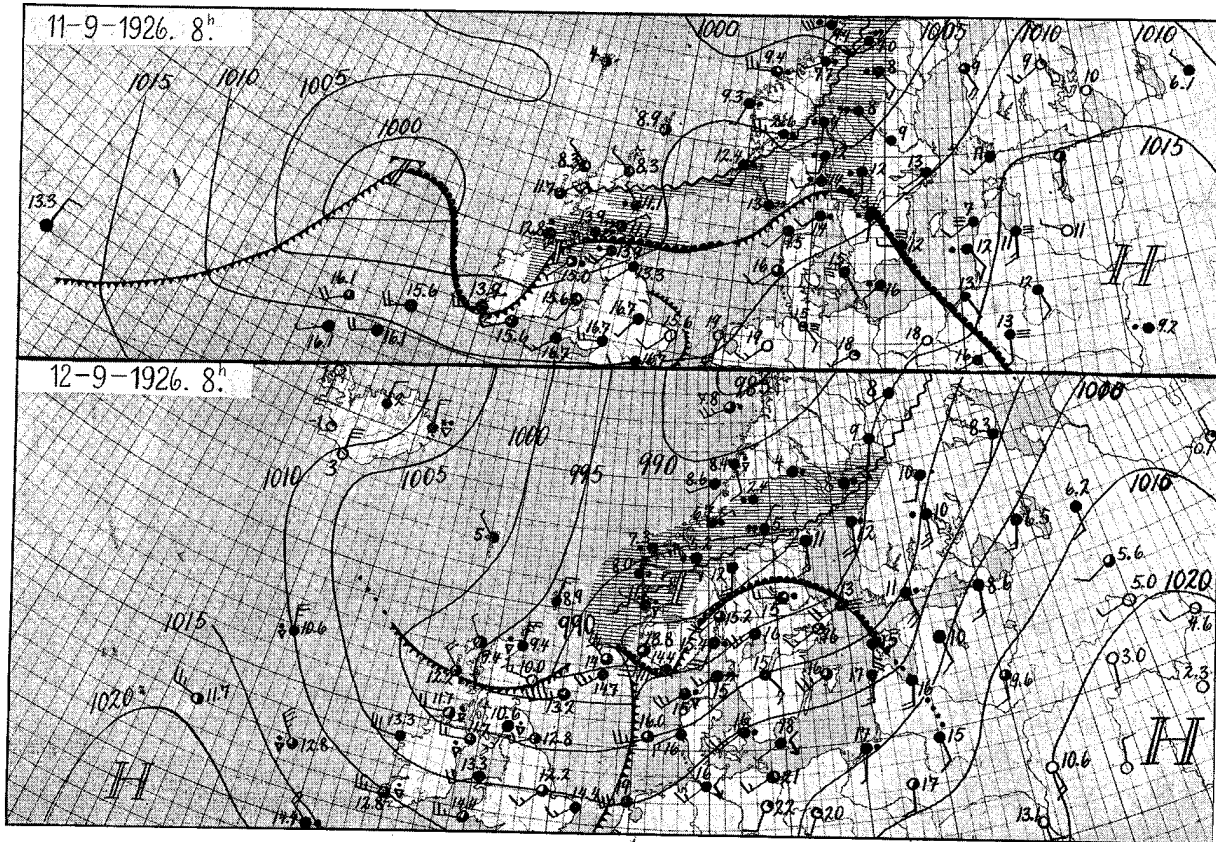
biler sind als die Luftmassen über Hamburg. Soesterberg hat bis zu 1500 m feuchtlabile Luftmassen und darüber bis zu 5000 m stabile Luftmassen. Hamburg hat in den unteren 2300 m feuchtlabile Luftmassen, dann bis zu 4600 m fast indifferente Luftmassen und dann bis zu 5500 m stabile Luftmassen. Die feuchtlabilen Temperaturdifferenzen von 500 m an gerechnet sind bei Soesterberg: in 1500 m  $+ 2^{\circ},6$ , in 2500 m  $+ 2^{\circ},5$ , in 4000 m  $- 0^{\circ},5$  und in 5000 m  $- 3^{\circ},7$ . Der Aufstieg bei Hamburg gibt folgende Werte: in 1500 m  $+ 2^{\circ},5$ , in 2400 m  $+ 4^{\circ},2$ , in 4600 m  $+ 3^{\circ},5$  und in 5500 m  $+ 2^{\circ},2$ . Die Feuchtlabilität der Luftmassen über Hamburg ist also bedeutend grösser als durchschnittlich in einem Nordweststrom, und es ist die Frage ob nicht die kleine Zyklone, «die Randbildung», an der Westküste Norwegens durch die Labilitätsenergie dieser Luftmassen bedingt ist.

### C. Wellen und Wirbel.

In der Arbeit «Wellen und Wirbel . . . .» (X) zeigen Bergeron und Swoboda wie an einer Grenzfläche zwischen verschiedenen Luftmassen zwei wesentlich verschiedene Störungen auftreten können, die sie «Wellenstörungen» und «Wirbelstörungen» nennen.

Bei der Wirbelstörung B fehlen leider genügend hohe Aufstiege im Warmsektor der Zyklone; es ist daher nicht möglich die Stabilitätsverhältnisse der warmen Luftmassen mit





Kartenserie V.

Sicherheit bestimmen zu können. Es ist aber wahrscheinlich, dass die Luftmassen im Warmsektor der Wirbelstörung *B* feuchtlabil gewesen sind. Die Niederschlagsmengen sind nämlich sehr gross, und bei Lindenberg hat man im Warmsektor am 13. Oktober morgens zwei Aufstiege, leider nur bis zu 1710 m und 1600 m. Der Aufstieg 6<sup>h</sup> zeigt Temperaturanstieg bis zu 500 m und von da ab feuchtlabile Luftmassen bis zu 1710 m. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 500 m bis zu 1710 beträgt  $+ 1^{\circ}$ . Der Aufstieg 10<sup>h</sup> zeigt Isothermie vom Boden bis zu 300 m und von da ab feuchtlabile Luftmassen. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 300 m bis zu 1600 m beträgt  $+ 2^{\circ}$ . Es ist sehr wahrscheinlich, dass die Luftmassen, mindestens in den zentraleren Gebieten der Zyklone, bis zu grossen Höhen feuchtlabil gewesen sind.

Bei der Wellenstörung *A* hat man überhaupt keine aerologische Aufstiege im Warmsektor über 1000 m. Man hat aber am 11. Oktober mehrere Gipfelstationen im Warmsektor, und von diesen eignen sich besonders Zugspitze und Hohenpeissenberg (43 km nördlich von Zugspitze), um ein Mass von den Stabilitätsverhältnissen der Warmsektorluft zu erhalten. Hohenpeissenberg liegt 994 m über dem Meer und Zugspitze 2962 m. Hohenpeissenberg hat bei dem Druck 903 mb die Temperatur  $10^{\circ},8$  und Zugspitze 709 mb und  $-0^{\circ},3$ . Diese Werte geben die Feuchtlabilität Null von 994 m bis zu 2962 m, und es ist wahrscheinlich, dass ein aerologischer Aufstieg im Warmsektor bis zu 5000 m positive Feuchtlabilität gezeigt hätte. Diese Wellenstörung *A* gibt teilweise sehr grosse Niederschlagsmengen, und in der Wetterkarte des Öffentlichen Wetterdienstes für Sachsen, Sächsische Landeswetterwarte, Dresden, am 11. Oktober findet man folgende Charakteristik der Welle: »Ein besonders ausgeprägter Ausläufer, der stellenweise kurze Zeit von fast wolkenbruchartigem Regen mit stürmischen Winden begleitet war, durchzog heute morgen Sachsen.«

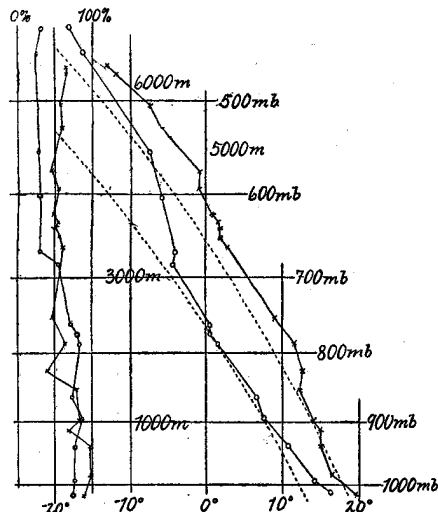


Fig. 25. Berlin  $\frac{9}{10}$  1926 9h x und  $\frac{9}{10}$  1926 10h o.

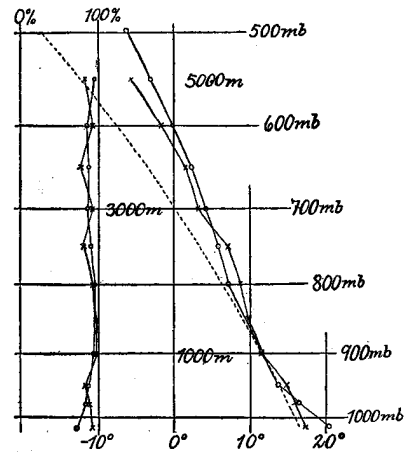


Fig. 26. Duxford  $\frac{9}{10}$  1926 10h x und 17h o.

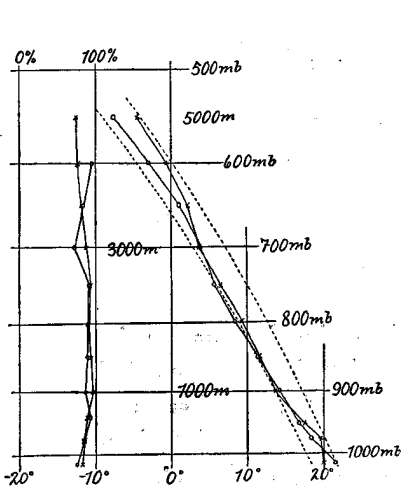


Fig. 27. Duxford  $\frac{9}{10}$  1926 12h x und 16h o.

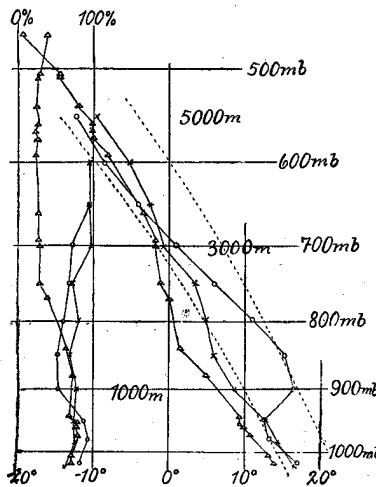


Fig. 28. Duxford  $\frac{9}{10}$  1926 11h x und  $\frac{9}{10}$  1926 9h o. Berlin  $\frac{9}{10}$  1926 10h Δ.

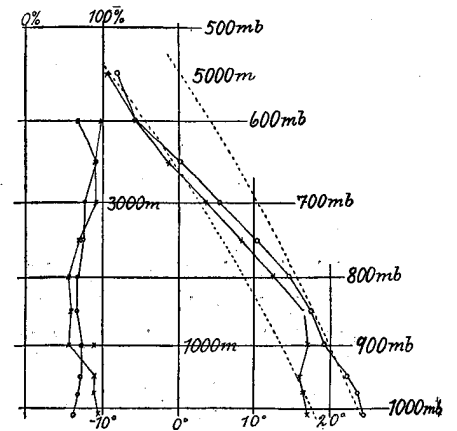


Fig. 29. Duxford  $\frac{10}{9}$  1926 8h x und 15h o.

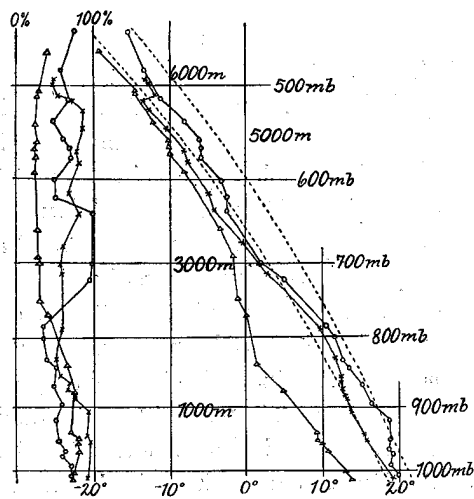


Fig. 30. Berlin  $\frac{9}{10}$  1926 10h Δ,  $\frac{10}{9}$  1926 10h x und  $\frac{11}{9}$  1926 10h o.

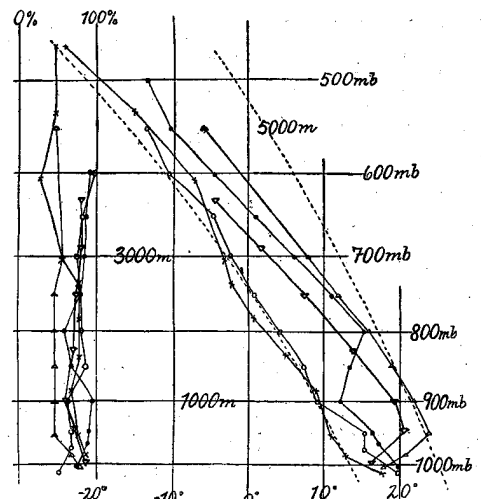


Fig. 31. De Bilt  $\frac{11}{9}$  1926 8h Δ und  $\frac{13}{9}$  1926 8h x. Lindenberg  $\frac{12}{9}$  1926 7h ∇. Duxford  $\frac{11}{9}$  1926 11h • und  $\frac{13}{9}$  1926 16h o.

Sowohl die Niederschlagsmengen als auch die Art des Niederschlages deuten also auf bedeutend feuchtlabile Luftmassen im Warmsektor.

Es ist demnach wahrscheinlich, dass sowohl die Wirbelstörung *B* als auch die Wirbelstörung *A* feuchtlabile Luft im Warmsektor gehabt haben, was darauf hindeutet, dass die Stabilitätsverhältnisse der Luftmassen beim Aufrollen der Front und Übergang von Wellenstörung zu Wirbelstörung keine Rolle spielen. Es ist aber sehr bemerkenswert, dass die Wellenstörung *A*, die sich gegen Kaukasus bewegt, dort in eine deutliche Wirbelstörung übergeht. Die Wellenstörung *A* und die Wirbelstörung *B* repräsentieren demnach im Falle Bergeron und Swoboda nur zwei verschiedene Entwicklungsstadien einer Wirbelstörung.

Die Wetterkarten zeigen aber oft deutliche Wellenstörungen an Grenzflächen verschiedener Luftmassen, und es wäre sehr interessant die Stabilitätsverhältnisse der Luftmassen in einem derartigen Fall zu untersuchen.

#### *Die Wellenstörungen und Zyklonenbildungen vom 6.—12. September 1926 (Kartenserie V).*

Am 6. September 1926 bildet sich eine «Schleifzone» über Europa, die der Schleifzone von Bergeron und Swoboda sehr ähnlich ist. In dieser Schleifzone (Hauptfront) bilden sich mehrere Wellenstörungen. Am 6. September liegt die Schleifzone vom Atlantischen Meer über Süd-England nach Nord-Deutschland und weiter gegen Nordosten. Über der Ostsee liegt am 6. September eine deutliche Wellenstörung, die sich weiter nach Russland bewegt. Staaken bei Berlin hat am 6. September einen Aufstieg bis zu 6400 m, der es gestattet, die Stabilitätsverhältnisse der warmen Luftmassen südlich der Schleifzone zu bestimmen (Fig. 25). Die Luftmassen von 2200 m bis zu 3800 m und von 4700 m bis zu 6400 zeigen sich schwach feuchtlabil, während die übrigen Luftmassen stark stabil sind. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1000 m bis zu 4700 m beträgt  $-5^{\circ}$ , die warmen Luftmassen sind also im ganzen stabil. Duxford liegt am 6. September unmittelbar nördlich der Schleifzone, und die Aufstiege 10<sup>h</sup> und 17<sup>h</sup> zeigen, dass die Luftmassen von 1100 m ab stark stabil sind. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1100 m bis zu 5100 m ist 10<sup>h</sup>  $-6^{\circ},5$  und 17<sup>h</sup>  $-9^{\circ}$  (Fig. 26).

Am 7. September zeigt sich eine neue Wellenstörung über den Britischen Inseln und am 8. September liegt diese Wellenstörung über Polen und bewegt sich weiter nach Russland, ohne Tendenz dazu in eine Wirbelstörung überzugehen. Die Aufstiege bei Duxford am 7. September 12<sup>h</sup> und 16<sup>h</sup> im Warmsektor zeigen, dass die Warmluft stabil ist (Fig. 27). Die feuchtlabile Temperaturdifferenz ist 12<sup>h</sup> von 1000 m bis zu 5100 m  $-4^{\circ},2$  und 16<sup>h</sup> von 1000 m bis zu 5000 m  $-0^{\circ},5$ . Diese Vergrößerung in der Feuchtlabilität ist hauptsächlich durch eindringende Kaltluft in der Höhe bedingt. Von 3700 m bis zu 5000 m sind die Luftmassen 16<sup>h</sup> in dem Warmsektor der Wellenstörung schwach feuchtlabil, und die relative Feuchtigkeit ist recht gross. Im grossen ganzen müssen aber die Luftmassen im Warmsektor bei dieser Wellenstörung als stabil betrachtet werden.

Am 8. September liegt Berlin in der Kaltluft auf der Rückseite der Welle, und der Aufstieg zeigt (Fig. 25), dass die Luftmassen typische Polarluft sind. Die Luftmassen in den unteren 1000 m sind nämlich feuchtlabil, in den nächsten 2000 m fast indifferent und darüber stark stabil. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1000 m bis zu 4900 m beträgt  $-9^{\circ},5$ .

*Die Luftmassen bei dieser Wellenstörung sind demnach sowohl in der Warmluft als auch in der Kaltluft vor und hinter der Wellenstörung stabil, und diese Wellenstörung zeigt keine Tendenz dazu in eine Wirbelstörung überzugehen.*

Diese Wellenstörung ist teilweise von recht grossen Niederschlagsmengen begleitet. Wenn die Warmsektorluft feuchtlabil und die Labilitätsenergie dieser Luftmassen positiv

gewesen wäre, würde demnach eine Wellenstörung als ein sehr kräftiger auslösender Faktor auftreten.

Am 8. September liegt Duxford in der Kaltluft, und der Aufstieg 11<sup>h</sup> zeigt feuchtlabile Luftmassen bis zu 2600 m und darüber stabile Luftmassen. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1100 m bis zu 5000 m beträgt  $-7^{\circ}$ . Der Temperaturverlauf bei Helder und Bilt 8<sup>h</sup> ist ungefähr derselbe. Berlin zeigt auch am 9. September 10<sup>h</sup> ungefähr dieselben Stabilitätsverhältnisse wie Duxford am Tage vorher (Fig. 28). Die Luftmassen sind nur durchwegs kälter und über 2000 m bedeutend trockener.

Am 8. September strömt wieder die Warmluft von SW gegen England, und jetzt zeigt sich eine Tendenz dazu eine Wirbelstörung an der Hauptfront zu bilden. Am 9. September liegt ein kleines Zentrum in der Nordsee, und dies ist auch am 10. September in der Ostsee zu erkennen.

Am 11. September kommt eine neue, sich rasch vertiefende Zyklone von W nach England herein und bewegt sich gegen Süd-Norwegen. Am 12. September ist die Zyklone wieder im Sterben begriffen, obgleich der Barometerfall der letzten 3 Stunden in Süd-Finnland 6 mb war.

Die Warmluft, die vom 8. September ab von SW über die südlichen Nordseeländer einströmt, bewirkt eine nördlichere Verlegung der Hauptfront, und die charakteristischen Wellenstörungen treten nicht mehr auf. Die Aufstiege zeigen, dass *diese Warmluft von SW von 1500 m ab eine bedeutende Labilitätsenergie besitzt*. Der Aufstieg bei Duxford am 9. September zeigt nämlich (Fig. 28), dass in 1500 m seit dem vorhergehenden Tage  $9^{\circ}$  Erwärmung eingetreten ist, während in 4400 m die Luftmassen  $3^{\circ}$  kälter geworden sind. Dies bewirkt, dass die feuchtlabile Temperaturdifferenz, von 1500 m bis zu 4400 m gemessen, am 9. September den grossen Wert  $+9^{\circ}$  erreicht, und eine Untersuchung mittels des Emagramms zeigt, dass die Labilitätsenergie der Luftmassen, trotz der kleinen relativen Feuchtigkeit, bedeutend ist. Von 1100 m bis zu 5000 m beträgt die feuchtlabile Temperaturdifferenz  $+7^{\circ},5$ .

Am 10. September zeigen die Aufstiege bei Duxford, dass die Luftmassen auch an diesem Tage von 1500 m ab feuchtlabil sind (Fig. 29). Von 1500 m bis zu 4400 m beträgt die feuchtlabile Temperaturdifferenz 8<sup>h</sup>  $+8^{\circ}$  und 15<sup>h</sup>  $+9^{\circ},5$ . Von 1000 m bis zu 5000 m ist sie 8<sup>h</sup>  $+5^{\circ},5$  und 15<sup>h</sup>  $+7^{\circ},5$ . Berlin liegt am 10. September auch in der Warmluft von SW, und der Aufstieg 10<sup>h</sup> (Fig. 30) zeigt, dass die Feuchtlabilität der Luftmassen über Berlin bedeutend kleiner ist als über Duxford. Von 2200 m bis zu 3900 m beträgt die feuchtlabile Temperaturdifferenz  $+4^{\circ}$ , während die Luftmassen sonst überwiegend stabil sind. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1000 m bis zu 5100 m ist  $+0^{\circ},8$ . Diese kleine Feuchtlabilität der warmen Luftmassen über Deutschland, in Verbindung mit der kleinen relativen Feuchtigkeit in den feuchtlabilen Gebieten von 2200 m bis zu 3900 m, kann das Sterben dieser ersten kleinen Zyklone in der Serie erklären, da keine Labilitätsenergie zur Verfügung steht. Diese Zyklone hat am 10. September einen deutlichen Warmsektor über der Ostsee, und die Aufstiege bei Staaken am 9. und 10. September (Fig. 30) zeigen, dass ein sehr grosser Temperaturunterschied zwischen den warmen und kalten Luftmassen der Zyklone besteht, besonders in 1700 m, wo er  $10^{\circ},5$  ausmacht. Dies deutet darauf hin, dass *die potentielle Energie der kalten Luftmassen im Verhältnis zu den warmen eine kleinere Rolle für die Zyklonenentwicklung spielt als die Labilitätsenergie*.

Die Aufstiege bei Duxford und de Bilt am 11. September (Fig. 31) zeigen, dass die Warmluft noch bedeutend feuchtlabil ist. De Bilt hat 8<sup>h</sup> feuchtlabile Luftmassen von 500 m ab, und die feuchtlabile Temperaturdifferenz sowohl von 500 m als auch von 1000 m bis zu 5000 m beträgt  $+8^{\circ},5$ . Bei Duxford ist eine kleinere Kaltfront passiert, und die unteren 1000 m sind jetzt feuchtlabil; in den nächsten 1000 m besteht ein

Temperaturanstieg um  $3^{\circ}$ . Von 2000 m bis zu 5000 m sind die Luftmassen stark feuchtlabil, hier liegt also jetzt die warme feuchtlabile Luft von SW.

Am 12. September gibt es keine Aufstiege in England und Holland. Lindenberg hat aber einen Aufstieg 7<sup>h</sup> bis zu 3900 m (Fig. 31), und dieser zeigt in der Warmluft der Zyklone von 1000 m ab feuchtlabile Luftmassen. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1000 m bis zu 3900 m beträgt  $+ 9^{\circ},5$ .

Am 13. September zeigen die Aufstiege bei Duxford und de Bilt, dass die Luftmassen auf der Rückseite der Zyklone von 1000 m ab durchgehend stabil sind (Fig. 31): Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 1000 m bis zu 5000 m ist bei de Bilt  $- 1^{\circ},5$  und bei Duxford  $- 2^{\circ}$ . (Farnborough gibt für dieselbe Strecke  $- 8^{\circ},5$  und Berlin  $- 2^{\circ}$  für die Strecke von 700 m bis zu 4900 m.)

Die aerologischen Aufstiege in der Zeit vom 6. bis 13. September 1926 deuten darauf hin, dass die Stabilitätsverhältnisse für die Entwicklung der Wellen- und Wirbelstörungen entscheidend sein können, und dass man folgenden Satz aufstellen kann:

*Eine Wellenstörung mit positiver Labilitätsenergie in der Warmsektorluft geht sehr leicht in eine Wirbelstörung über.*

### Kapitel VI. ZUR THEORIE DER ZYKLONEN.

Die meisten Prozesse, die in stabilen Luftmassen Niederschlag geben können, werden auch in feuchtlabilen Luftmassen auslösend wirken können. Da eine Front, die Niederschlag gibt, in feuchtlabilen Luftmassen notwendigerweise gleichzeitig feuchtlabilen Niederschlag auslöst, werden dem rein frontalen Niederschlag, der durch Zyklonentätigkeit entsteht, bedeutende Mengen feuchtlabilen Regens beigemischt sein können. Immer neue Luftmassen werden in die zyklonale Bewegung hineingezogen, und wenn diese positive Labilitätsenergie haben, entsteht dadurch der feuchtlabile Niederschlag, der besonders leicht an den Fronten ausgelöst wird.

Der feuchtlabile Regen an den Fronten kann verschiedene Eigentümlichkeiten in der Niederschlagsverteilung bei einer Frontpassage erklären. Selbst kleinere Terrainformationen können auslösend wirken und auf diese Weise anscheinend einen grossen Einfluss auf den frontalen Regen haben. Die absteigende Bewegung über den Leeseiten sogar kleinerer Formationen arbeitet der Bildung des feuchtlabilen Regens entgegen und kann dadurch ein anscheinend frontales Regengebiet auflösen.

Andererseits kann der feuchtlabile Regen erklären, warum die Fronten bisweilen Regen geben, selbst nach der Passage grösserer Gebirge. Nach einer Passage von NW über das norwegische Hochgebirge geben abgehobene Fronten erfahrungsgemäss häufiger Regen über dem norwegischen Östland als Kaltfronten und Warmfronten. Es handelt sich aber in derartigen Fällen mit grosser Wahrscheinlichkeit um feuchtlabilen Regen, der in feuchtlabilen Luftmassen gebildet ist, die schon früher über der Leeseite des Gebirges lagen und also das Gebirge nicht passiert haben. Da eine abgehobene Front mit grösserer Wahrscheinlichkeit auf feuchtlabile Luftmassen an der Leeseite eines Gebirges trifft als Warmfronten und Kaltfronten, erklärt dies die Tendenz dieser Fronten, nach der Passage eines Gebirges Regen zu geben.

Es ist wahrscheinlich, dass die verschiedenen Typen frontalen Regens nach der Labilitätsenergie der Luftmassen verschiedenen Charakter annehmen können. Es ist daher prognostisch sehr wichtig, die Bedeutung der Labilitätsenergie an den verschiedenen Fronten klarzulegen, sowohl vor als auch hinter der Front. Bei der Warmfront, die von Diesing beschrieben ist (XXI), sind z. B. die Luftmassen hinter der Front schon vom Boden aus feuchtlabil. Dies zeigt übrigens, dass die von Diesing beschriebene Warmfront keine Warmfront im engsten Sinne des Wortes ist, sondern die warme Erdfront einer zusammengeklappten Zyklone mit feuchtlabiler Polarluft auf der Rückseite.

Die Zustandsänderungen in der Atmosphäre sind im allgemeinen nicht umkehrbar, da die Kondensation in den meisten Fällen von Niederschlag begleitet ist. Diese Irreversibilität trägt mit dazu bei, dass zwischen den aufsteigenden und absteigenden Luftströmen in feucht-labilen Luftmassen ein wesentlicher Unterschied entsteht. Wo in einer feucht-labilen Luftmasse eine Bewegung aufwärts begonnen hat, bildet sich leicht ein kräftiger Aufwärtsstrom, während die umgebenden Luftmassen langsam sinken. Sie erhalten dadurch eine kleinere relative Feuchtigkeit, und wenn die Luftmassen wieder zur Ruhe gekommen sind, besteht das Resultat der Niederschlagsbildung darin, dass die relative Feuchtigkeit der unteren Schichten und die Labilitätsenergie der ganzen Luftmasse verkleinert sind. Dasselbe gilt auch für die Zyklonentätigkeit, wenn man die gesamte Stabilität der zyklonalen Luftmassen in Betracht zieht.

J. Bjerknes und H. Solberg geben an (XXII), wie sich die kinetische Energie einer Zyklone bis zur Abhebung der Warmluft vergrössert. Nach der Abhebung wird dann die kinetische Energie durch die Hebung der zentralen, jetzt kalten, Luftmassen wieder verbraucht. J. Bjerknes und H. Solberg geben daher folgende Sätze an:

- I. Zyklonen mit warmem Sektor haben eine sich vergrössernde kinetische Energie.
- II. Nach der Abhebung der Warmluft beginnt die Zyklone sich alsbald auszufüllen.

Der erste Satz ist von grosser prognostischer Bedeutung, da die Entwicklung einer Zyklone bis zu der Abhebung der Warmluft sehr regelmässig vorsichgeht. Der zweite Satz ist aber weniger wertvoll, da eine Zyklone, wie die Wetterkarten zeigen, auf wesentlich verschiedene Art sterben kann. Man sieht bisweilen, wie eine Zyklone unmittelbar nach der Abhebung der Warmluft sehr schnell stirbt, wie das Schema von Bjerknes und Solberg verlangt. Oft kann aber die Zyklone längere Zeit nach der Abhebung lebensfähig sein, selbst wenn nicht neue Energie durch besondere Kaltfronten zugeführt wird. In einzelnen Fällen kann sich die Zyklone sogar vertiefen, ohne nachweisbare Strukturänderungen.

Das Schema von Bjerknes und Solberg hat nur Gültigkeit für stabile Luftmassen. Wenn die kalten Luftmassen der Zyklone ganz oder teilweise positive Labilitätsenergie haben, wird keine Energie zur Hebung dieser kalten und feucht-labilen Luftmassen verbraucht, wenn sie erst um die in der Schauerformel (Seite 7) angegebene Höhe gehoben sind. Es steht dann im Gegenteil eine neue bedeutende Energiequelle zur Verfügung, und es ist wahrscheinlich, dass man die erstaunlich lange Lebensdauer einzelner Zentralzyklonen über dem offenen warmen Meer im Winter durch die immer neuproduzierte Labilitätsenergie der Luftmassen erklären kann.

Eine Zyklone mit warmem Sektor erhält gemäss der Bergener Schule ihre kinetische Energie durch Hebung der warmen Luft. (T. Bergeron und G. Swoboda (X) haben die Existenz sowohl dieses Falles als auch des entgegengesetzten: keine Abhebung, keine wesentliche Vergrösserung der kinetischen Energie, empirisch gezeigt.) Die Bewegung der Luft im Warmsektor ist für die Bewegungsrichtung der Zyklone bestimmend, weil man erfahrungsgemäss folgende Regel aufstellen kann:

Das Zentrum einer Zyklone mit warmem Sektor bewegt sich parallel zu den Isobaren im warmen Sektor.

Diese Regel ist von E. Palmén (XXIII) nach Untersuchung von 245 Depressionen mit Warmsektor als ausnahmslos festgestellt.

Wenn man das Schema einer Zyklone mit warmem Sektor betrachtet, sieht man, wie bei der Warmfront vor dem Zentrum sehr grosse Konvergenz besteht, während in der kalten Luft hinter dem Zentrum Divergenz besteht. Nach Hesselberg und Friedman (XXIV) bewirkt horizontale Konvergenz wirbelerzeugende Kräfte, während horizontale Divergenz wirbelzerstörende Kräfte bewirkt. Die Konvergenz vor und die Divergenz

hinter dem Zentrum bewirken demnach, dass die Zyklone sich derartig bewegt, dass das Zentrum sich annähernd parallel zu den Isobaren im warmen Sektor verschiebt.

Nach der Abhebung der Warmluft wird die latente Labilitätsenergie der Luftmassen wahrscheinlich ausschlaggebend sein können, sowohl für die Lebensdauer als auch für die Bewegungsrichtung der Zyklone. Man sieht z. B., dass selbst kleinere Hochdruckgebiete für die Bewegungsrichtung der Zyklonen dominierend sein können. Wahrscheinlich ist dieser Effekt aber nicht durch den hohen Luftdruck verursacht sondern durch die stabile Luft der Hochdruckgebiete, die den Zyklonen keine Energiezufuhr gestattet. Wenn aber ein Teil der Luftmassen rings um eine abgehobene Zyklone positive Labilitätsenergie besitzt, wird in dieser Luftmasse feuchtlabiler Niederschlag ausgelöst werden können. Die selbständigen Vertikalbewegungen in den feuchtlabilen Luftmassen bewirken eine vergrösserte horizontale Konvergenz in diesen Luftmassen, und dies ist von wirbelerzeugenden Kräften begleitet. Das Zentrum der Zyklone wird demnach eine Tendenz aufweisen sich in der Richtung dieser feuchtlabilen Luftmassen zu bewegen. Bei einer Wellenzyklone mit feuchtlabilem Warmsektor wird der feuchtlabile Niederschlag auch unmittelbar vor dem Zentrum ausgelöst, und auch in diesem Falle bewegt sich demnach die Zyklone in der Richtung, in der die feuchtlabilen Niederschlagsmengen am grössten sind.

Diese rein theoretischen Betrachtungen in Verbindung mit dem Materiale der Kartenserien III, IV und V machen folgende Sätze wahrscheinlich:

1. Die Lebensdauer einer Zyklone ist von der Labilitätsenergie der Luftmassen abhängig.
2. Eine Zyklone hat die Tendenz sich in der Richtung zu bewegen, in der feuchtlabiler Niederschlag am leichtesten ausgelöst wird.

\* \* \*

Die Labilitätsenergie der Luftmassen tritt in zwei wesentlich verschiedenen Weisen auf; die Aufstiege in den drei Kartenserien III, IV und V zeigen, dass man feuchtlabile Kaltluft und feuchtlabile Warmluft haben kann. Die Lebensgeschichte der feuchtlabilen Kaltluft zeigt sich deutlich im Temperaturverlauf der Luftmasse. Es ist ursprünglich stabile Kaltluft, die durch Kontakt mit einer wärmeren Unterlage von unten erwärmt ist und dadurch in den unteren Schichten feuchtlabil geworden ist (Polarluft).

Die Lebensgeschichte der feuchtlabilen Warmluft ist zweifelhafter, und vorläufig ist es nicht möglich diese Luftmassen mit Sicherheit klassifizieren zu können. In den beobachteten Fällen sind diese Luftmassen von SW über Europa hereingekommen, und die sehr stabilen Luftmassen in den unteren Schichten zeigen, dass sich die Luftmassen längere Zeit über einer kälteren Unterlage bewegt haben. Diese Luftmassen sind also nicht durch die kontinentale Erwärmung im Sommer feuchtlabil geworden, was zeigt, dass die Jahreszeit wahrscheinlich keine oder mindestens nur eine kleine Rolle bei der Bildung dieser Luftmassen spielt.

Die wahrscheinlichste Lebensgeschichte dieser Luftmassen ist meiner Meinung nach, dass sie Tropikluft ist, die Bergeron (XXXI, Fig. 22) in seinem Zirkulationsschema mit  $TL_1$  bezeichnet. Diese Luftmasse zirkuliert zwischen den Rossbreiten und der Polarluft, und die kleine relative Feuchtigkeit der feuchtlabilen Luftmassen aus SW deutet darauf hin, dass sie eine absteigende Bewegung durchgemacht hat, wie das Schema verlangt. Der grosse Temperaturgradient dieser Luftmassen ist demnach in Wärmeausstrahlung, besonders in den höheren Schichten, zu suchen. Es ist auch sehr bemerkenswert, dass die Luftmassen aus SW in mehreren Fällen in 5000 m kälter sind als die Polarluft, wie z. B. die Aufstiege bei Hamburg am 25., 26. und 27. Juli 1928 zeigen (Fig. 20).

Der feuchtlabile Bezirk der Polarluft liegt normalerweise in den unteren paar tausend Metern, während die darüberliegenden Luftmassen stark stabil sind. Bei der feuchtlabilen Tropikluft sind dagegen normalerweise die unteren 1000 m stark stabil und die darüberliegenden Luftmassen bis zu grösseren Höhen sogar bisweilen stark feuchtlabil. Die relative Feuchtigkeit ist aber meistens gering, z. B. 50—60 % und die Labilitätsenergie der Tropikluft daher meistens geringer als bei der Polarluft, besonders wenn man die Labilitätsenergie pro Volumeneinheit angibt.

Da die feuchtlabilen Luftmassen bei der Tropikluft in der Höhe liegen, bei der Polarluft in den unteren Schichten, entstehen dadurch 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 auslösenden orographischen Faktoren ruhig liegen und immer auf neue Luftmassen 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 den Luftmassen, ungeordnete Auslösung, während die frontale Auslösung unter günstigen Verhältnissen eine geordnete Auslösung repräsentieren kann.

Durch die ungeordnete Auslösung wird die Labilitätsenergie einer grösseren Luftmasse an bestimmten, verstreuten Orten freigemacht. Es entstehen auf diese Weise verschiedene Systeme von Bewegungen, die die Labilitätsenergie der Luftmassen über grössere Gebiete und Zeiträume verstreuen und die einander teilweise entgegenarbeiten. Durch die geordnete Auslösung werden die Niederschlagsmengen in Verbindung mit einer Front zeitlich nacheinander regelmässig ausgelöst, und die freigemachte Labilitätsenergie der Luftmassen wird immer in derselben Weise einem einzigen System zugeführt.

In der Polarluft über den Kontinenten muss man erwarten, dass die ungeordnete Auslösung die ausschlaggebende ist, weil die orographischen Verhältnisse und kleineren Störungen in den unteren Schichten sehr leicht Vertikalbewegungen starten. Man wird aber annehmen können, dass über dem Meer in den unteren feuchtlabilen Luftmassen der Polarluft unter günstigen Verhältnissen geordnete Auslösungen entstehen können.

In der feuchtlabilen Tropikluft liegen die Verhältnisse sehr gut für geordnete Auslösungen, weil die Frontauslösung hier über dem Meer wahrscheinlich die einzige Auslösungsmöglichkeit repräsentiert und auch über den Kontinenten ausschlaggebend ist.

Das Material der letzten drei Kapitel zeigt ziemlich deutlich, dass die Labilitätsenergie der Luftmassen eine Rolle bei der Zyklontätigkeit spielt. Ich werde versuchen die aussertropischen Zyklonen und die tropischen Zyklonen durch verschiedene geordnete Auslösungen feuchtlabiler Luftmassen zu erklären.

#### A. Die aussertropischen Zyklonen.

Die Zyklone 25.—30. Juli 1928 und die Wellenstörungen und Zyklonenbildungen 6.—12. September 1926 (Kartenserie IV und V) deuten darauf hin, dass die normalen Zyklonen der gemässigten Breiten feuchtlabile Luft im Warmsektor haben. Man könnte aber annehmen, dass dies nur im Sommer der Fall wäre, und es wäre daher wünschenswert auch im Winter feuchtlabile Warmsektorluft von SW zu finden. Es ist auch gelun-



gen mehrere Beispiele dafür zu finden; die Feuchtlabilität der Luftmassen ist aber klein und die Labilitätsenergie nach der Tafel von Stüve negativ. Man muss aber in Betracht ziehen, dass im Winter nur sehr selten die zentralen Gebiete sich vertiefender Zyklonen von SW über England, Holland oder Deutschland ziehen. Die Zugstrassen der Zyklonen gehen mehr im NW, die Zyklonen werden meistens im Atlantischen Ozean gebildet und sind schon im Sterben begriffen, wenn sie über Europa anlangen. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass man im Winter über Europa eine sich vertiefende Zyklone mit feuchtlabiler Tropikluft findet, ist daher sehr klein. Über den Azoren ist es aber wahrscheinlich, dass man zu allen Jahreszeiten stark feuchtlabile und enegiereiche Tropikluft von SW finden kann.

Die Labilitätsenergie der warmen Luftmassen von SW repräsentiert eine bedeutende Energiequelle, und es entsteht dann die Frage, wie diese Energiemengen durch eine geordnete Auslösung einem einzigen System zugeführt werden können. Wenn wir einen stabilen SW-Strom und einen stabilen NE-Strom haben, bilden sich normalerweise in der Grenzscheide zwischen den Luftmassen Wellenstörungen, die sich von SW gegen NE bewegen. Diese Wellenstörungen sind von kleineren Druckänderungen und Niederschlag begleitet, was zeigt, dass die Warmluft teilweise über die kalte Luft gleitet und dadurch auch höher gezwungen wird. Wenn der SW-Strom feuchtlabil ist, wird die Labilitätsenergie der SW-Luftmassen in den Niederschlagsgebieten der Wellenstörung ausgelöst. Die Wellenstörung bewirkt demnach eine geordnete Auslösung in den feuchtlabilen warmen Luftmassen, wobei die Auslösung — im Verhältnis zu der Wellenstörung selbst — immer in derselben Weise vorsichgeht. Da bei der Wellenstörung immer neue Luftmassen tätig sind, wird auf diese Weise die Labilitätsenergie der warmen Luftmassen über grossen Gebieten durch längere Zeit hindurch ein und derselben Wellenstörung zugeführt, und wir wollen untersuchen ob dies die Entwicklung einer normalen Zyklone aus einer Wellenstörung erklären kann.

Eine sich vertiefende Zyklone ist durch einen Druckfall in den zentralen Gebieten der Zyklone charakterisiert, und es genügt daher, die Einwirkung des feuchtlabilen Niederschlages auf den Luftdruck festzustellen.

Wir betrachten eine Luftmasse, die von einer Höhe mit Druck 900 mb bis mindestens zu einer Höhe mit Druck 500 mb feuchtlabil ist. Wir nehmen weiter an, dass die relative Feuchtigkeit und der Temperaturgradient derartig sind, dass eine Luftmasse, die von 900 mb bis zu 800 mb gehoben wird, selbständig weitersteigen kann. Wir nehmen weiter an, dass die Temperatur und Feuchtlabilität derartig sind, dass eine aufsteigende Luftmasse von 750 mb bis zu 500 mb durchschnittlich die absolute Temperatur  $270^{\circ}$  hat und durchschnittlich  $5^{\circ}$  wärmer ist als die umgebenden Luftmassen. (Diese Werte sind nicht wesentlich grösser als die Werte im Warmsektor über Duxford am 9. September 1926 (Fig. 28).)

Der Druckunterschied infolge der aufsteigenden warmen Luftmassen wird dann ungefähr  $(750 - 500) \cdot (270 - 265) : 270 \text{ mb} = 4,6 \text{ mb}$  ergeben, unter der Voraussetzung, dass die barometrische Höhenformel in diesem Fall gültig ist.

Die Luftmassen von einer Höhe mit einem Druck ungefähr 800 mb bis zu einem Druck 500 mb repräsentieren etwa ein Drittel oder ein Viertel der Atmosphäre, und wir wollen, rund gerechnet, das Gewicht dieser Luftmasse gleich 300 g pro Quadratcentimeter setzen. Wenn wir die Temperatur bei einem Druck von 800 mb zu  $278^{\circ}$  abs. annehmen, kann ein kg Luft 6,8 g Wasserdampf enthalten, und 300 g folglich ungefähr 2 g. Wenn sich diese 300 g von der Höhe mit Druck 800 mb bis zu 500 mb ausbreiten, können sie ungefähr 1 g Wasserdampf enthalten, wie eine Überschlagsrechnung zeigt. Es wird also ungefähr 1 g Wasserdampf als Niederschlag aus den 300 g Luft herausfallen, was eine Niederschlagsmenge von 10 mm repräsentiert.

Die Niederschlagsmenge von 10 mm ist demnach in diesem Falle von einem Druckfall auf 4,6 mb begleitet. 10 mm Niederschlag sind aber in den zentralen Gebieten einer sich vertiefenden Zyklone keine grosse Menge in z. B. 5 Stunden, und doch genügt sie in diesem Fall um Barometertendenzen von fast — 3 mb pro 3 Stunden zu erklären (4,6 mb pro 5 Stunden). Dieser Druckfall kommt in den hervordringenden warmen Luftmassen vor und addiert sich deswegen zu dem Druckfall, der durch das kleinere Gewicht der Warmsektorluft der Wellenstörung bedingt ist und vertieft diese demnach.

Die weitere Entwicklung der Wellenstörung zu einer Wirbelstörung ist ein sehr komplizierter Vorgang, der mathematisch sehr schwer zu behandeln ist. H. Solberg (XXV) hat diesen Vorgang für inkompressible Flüssigkeiten in indifferentem Gleichgewicht berechnet und findet, dass eine Welle instabil sein und daher in einen Wirbel übergehen kann. Ich will versuchen die Bedeutung des feuchtlabilen Niederschlages bei der Verwirbelung einer Wellenstörung zu skizzieren, muss aber ausdrücklich darauf aufmerksam machen, dass diese nicht-mathematische Methode nur eine vorläufige Arbeitshypothese geben kann.

Die erste Vertiefung der Wellenstörung infolge des feuchtlabilen Niederschlages bewirkt, dass die Gradienten und dadurch auch die Windstärken in der Wellenstörung grösser werden. Die Windstärken werden eine Tendenz aufweisen sich derartig einzustellen, dass die Gradienten mit den Corioliskräften, Zentrifugalkräften und Reibungskräften im Gleichgewicht sind.

Die neueinströmenden feuchtlabilen Luftmassen im Warmsektor werden demnach mit grösserer Geschwindigkeit in den zentralen Gebieten der Wellenstörung anlangen, und infolge des neuen feuchtlabilen Niederschlages in diesen Luftmassen vertieft sich die Wellenstörung weiter, was wiederum noch grössere Windstärken bewirkt u. s. w.

Die aufsteigenden Luftmassen erreichen in einer bestimmten Höhe (auf Fig. 3 b in der Höhe  $z_1$ ) Luftmassen mit derselben Dichte, und man wird annehmen können, dass der Lufttransport aus den zentralen Gebieten der Wellenstörung hauptsächlich in diesem Niveau vorsichgeht. Dieser Lufttransport wird demnach an sich keine Druckänderungen bewirken. *Man erhält auf diese Weise ein System, in dem die zuströmenden und aufsteigenden feuchtlabilen Luftmassen immer von Druckfall begleitet sind, während sie in der Höhe keine Druckänderungen bewirken.* Dieser Effekt wird bei der Verwirbelung der Wellenstörung mitwirken, und man kann wohl annehmen, dass er in einzelnen Fällen ausschlaggebend ist. Die Labilitätsenergie grösserer Luftmassen wird auf diese Weise immer in den zentralen Gebieten der Zyklone freigemacht; die Zyklone wirkt demnach wie ein Sieb, das die Labilitätsenergie der durchströmenden Luftmassen behält. Diese Luftmassen werden dadurch stabilisiert, und es könnte erwogen werden ob nicht die energetisch einfachste Betrachtung der Zyklonen wäre sie als Stabilisierungsprozesse aufzufassen. Sowohl die Hebung der Warmsektorluft durch die Okklusion als auch das Freimachen der Labilitätsenergie durch den feuchtlabilen Niederschlag bewirken eine Stabilisierung der Luftmassen. In beiden Fällen wird eigentlich potentielle Energie freigemacht, da in beiden Fällen kalte Luft in der Höhe durch wärmere ersetzt wird. Diese potentielle Energie wird der Zyklone aber in zwei wesentlich verschiedenen Weisen zugeführt. Die potentielle Energie, die durch die Stabilitätsverhältnisse innerhalb der Luftmasse selbst bedingt ist, werde ich, wie schon vorher, die Labilitätsenergie nennen. Wenn nichts anderes hervorgehoben ist, werde ich mit potentieller Energie zweier benachbarter Luftmassen nur die Energie bezeichnen, die nach Margules durch ein Zweikammersystem bedingt ist (XXX).

Die Energiequellen der Zyklonen sind demnach nicht nur in der potentiellen Energie, wie z. B. nach dem Schema der Bergener Schule\*), sondern auch in der Labilitätsenergie

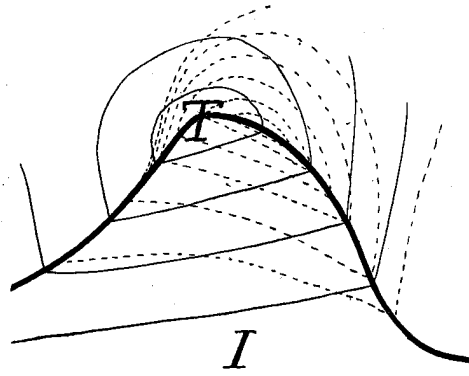
\*) Vgl. aber Bergeron u. Swoboda (X), S. 118.

zu suchen. Nach der Theorie von H. Solberg (XXV) vergrössert sich die Stabilität einer Wellenstörung mit zunehmendem Dichteunterschied der zwei Luftmassen. Grösserer Dichteunterschied bedeutet aber grössere potentielle Energie der Luftmassen, und dies deutet darauf hin, dass die potentielle Energie bei der Verwirbelung einer Wellenstörung im Anfang nur schwer teilnimmt und auch später nur eine geringere Rolle spielt. Bei den Kälteausbrüchen wird aber potentielle Energie freigemacht, und in den späteren Stadien der Zyklonen kann sie daher der Zyklone neue Energie zuführen, obwohl die grössten Energiemengen dem Kälteausbruch selbst zugute kommen. Auch in den späteren Stadien ist daher, meiner Meinung nach, die Labilitätsenergie ausschlaggebend für die Zyklonentätigkeit, mindestens in mitteleuropäischen Breiten.

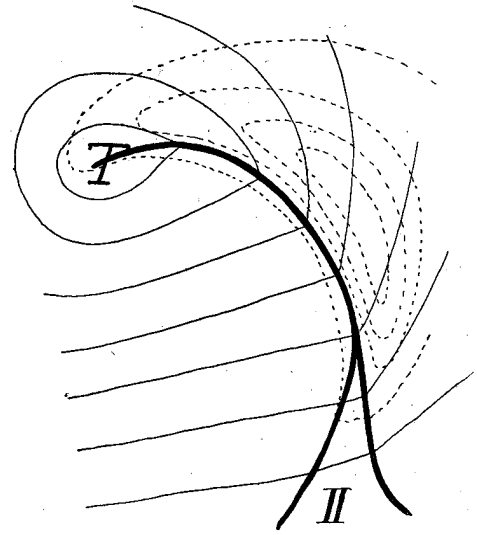
Die Okklusion einer Zyklone ist im allgemeinen von einer Schwächung der Zyklone begleitet, besonders in den zentralen Gebieten. Die Bergener Schule erklärt dies durch die Hebung der jetzt kalten Luftmassen in den zentralen Gebieten (XXII). Bei okkludierten Zyklonen findet man aber sehr oft grossen Druckfall, was darauf hindeutet, dass noch sehr grosse Mengen von Warmluft vorhanden sind, obgleich sie am Boden verschwunden sind. Die Bedeutung der Okklusion liegt meiner Meinung nach hauptsächlich darin, dass der Mechanismus, der die Labilitätsenergie der Luftmassen immer den zentralen Gebieten der Zyklone zuführte, durch die Okklusion zerstört wird. Selbst wenn in der Höhe noch bedeutende Mengen feuchtlabiler Luftmassen liegen, wird sich die Zyklone abschwächen können, weil die Gebiete, wo die Labilitätsenergie freigemacht wird, von den zentralen Gebieten der Zyklone zu weit entfernt sind.

Wenn eine Zyklone z. B. von SW über England hereinzieht, ist es meistens unmöglich die Entwicklungsstufe der Zyklone zu bestimmen ehe man die ganze Zyklone überblicken kann. Die Fallgebiete (Isallobaren) und die Verteilung der Niederschlagsmengen können aber wertvolle Aufschlüsse geben, indem sie zeigen können, wo die Labilitätsenergie freigemacht wird. Wenn der grösste Druckfall und die grössten Niederschlagsmengen unmittelbar vor den zentralen Gebieten der Zyklone liegen, deutet dies auf eine Zyklone mit feuchtlabilem Warmsektor (Fig. 32 I), wo die freigemachte Labilitätsenergie hauptsächlich den zentralen Gebieten der Zyklone zugeführt wird; man kann daher erwarten, dass diese Zyklone sich weiter vertieft. Wenn aber die Fallgebiete oder die Niederschlagsgebiete einer Front sich von den zentralen Gebieten der Zyklone entfernen (Fig. 32 II), deutet dies darauf hin, dass die Zyklone okkludiert ist, und dass die eventuelle Labilitätsenergie der Luftmassen weiterer Zyklonenvertiefung entgegenarbeitet.

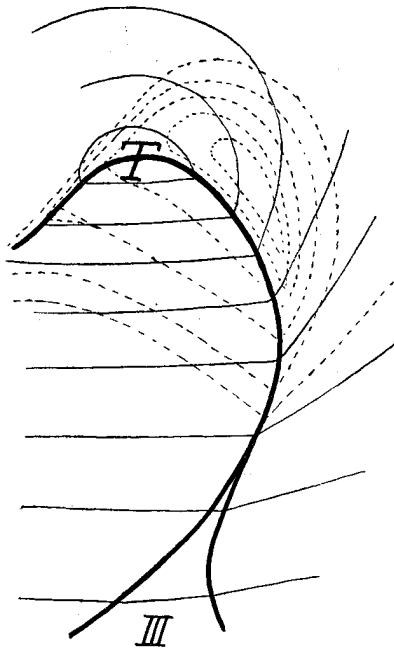
Die Luftmassen hinter einer okkludierten Front sind oft, besonders im Winter, in den unteren paar tausend Metern bedeutend feuchtlabil, da sie aus alter Polarluft bestehen. Über dem Meer, wo sich keine störenden orographischen Verhältnisse geltend machen, können diese Luftmassen einer sterbenden Zyklone leicht neue Energie zuführen. Unter günstigen Verhältnissen, wenn die Labilitätsenergie den zentralen Gebieten der Zyklone genügend geordnet zugeführt wird, kann sich die Zyklone wieder vertiefen oder kann mindestens nur langsam sterben. Das Druckfeld um die zusammengeklappte Front kann in diesem Falle Aufschlüsse über die künftige Entwicklung geben, indem man untersucht ob die grösste Konvergenz an der Front in der Nähe oder weit vom Zentrum entfernt liegt. Im letzten Fall wird der grösste Druckfall in der darauf folgenden Zeit wahrscheinlich weit vom Zentrum entfernt liegen (Fig. 32 IV) und die Zyklone sich daher nicht vertiefen. Liegen aber die grösste Konvergenz und die grössten Niederschlagsmengen in der Nähe des Zentrums, ergeben sich Möglichkeiten für eine geordnete Auslösung, die mit dem existierenden Druckfeld zusammenarbeitet, und die okkludierte Zyklone wird nur langsam sterben oder sich wieder vertiefen können (Fig. 32 III). Eine Analyse über die Druckfallgebiete, die Niederschlagsverteilung und die Konvergenz einer Front kann demnach, wie hier skizziert, Aufschlüsse über die Entwicklungsstufe und weitere Entwicklung der dazu gehörenden Zyklone geben.



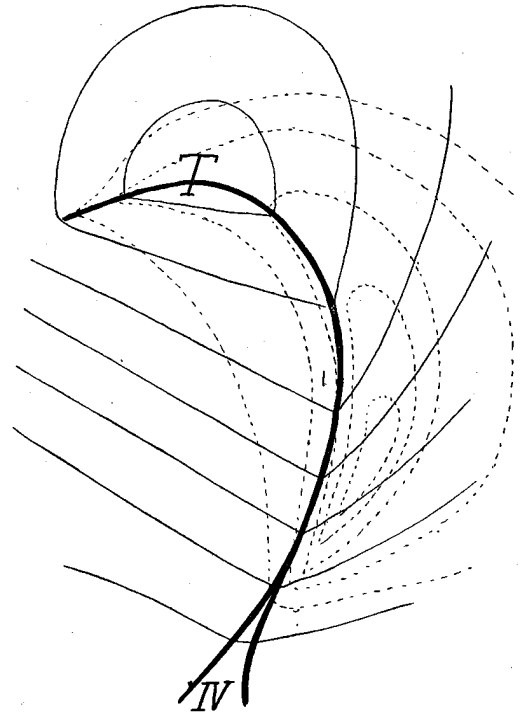
**I**  
Sich vertiefende Zyklone mit echtem  
feuchtlabilem Warmsektor.



**II**  
Okkludierte Zyklone. Stabile Luft an  
der Rückseite. Schnell sterbend.



**III**  
Okkludierte Zyklone mit feuchtlabiler  
Rückseite. Die Zyklone vertieft  
sich weiter.



**IV**  
Okkludierte Zyklone mit feuchtlabiler Rückseite.  
Die Zyklone vertieft sich nicht, es entstehen  
aber längere Zeit hindurch grosse  
Windstärken an der Front.

Fig. 32. Luftdruck und Luftdruckfall in verschiedenen Zyklonen.

Die Wellenstörungen, die durch Verwirbelung in gewöhnliche Zyklone übergehen, sind mindestens in unseren und südlicheren Breiten relativ kleine Bildungen (Fig. 33 I), die nicht direkt imstande sind grosse Zyklone, wie z. B. die Winterzyklone, zu veranlassen. Die Okklusion der Zyklone und das Gleiten des Zentrums längs der okkludierten Front\*) bewirken aber, dass sich ein neuer «falscher» Warmsektor bildet, und wenn die Luftmassen im neuen Warmsektor positive Labilitätsenergie besitzen, wie im Winter über dem Meer im allgemeinen der Fall ist, wird sich die Zyklone wieder vertiefen können, wenn die Luftmassen im neuen Warmsektor den zentralen Gebieten der Zyklone zugeführt werden. Nach der Okklusion dieses Warmsektors kann sich auf genau dieselbe Weise ein neuer Warmsektor bilden usw., und für jede Stufe werden sich der Warmsektor und die Zyklone vergrössern können. Auf Fig. 33 ist skizziert, wie eine gewöhnliche Wellenstörung auf diese Weise eine grosse Zyklone bilden kann (I bis V).

Das Gleiten des Zentrums längs der okkludierten Front, wodurch sich immer neue Warmsektoren bilden, ist wahrscheinlich mindestens teilweise durch die geordnete Auslösung der Labilitätsenergie bedingt, da die geordnete Auslösung immer versucht das Zentrum in der Richtung zu verschieben, in der die Konvergenz am grössten ist. Erst wenn die Labilitätsenergie der Luftmassen verbraucht ist, wenn also die in die zentralen

Gebiete einströmenden Luftmassen stabil sind (Fig. 33 VI), liegt das Zentrum im Verhältnis zur Front ruhig. Die Front rollt sich dann mehrmals um das Zentrum herum, und es entsteht eine gewöhnliche Zentralzyklone ohne nachweisbare Struktur (Fig. 33 VII). Ehe diese Zentralzyklone gestorben ist, können neue Zyklone, alte und neugebildete, in den zentraleren Gebieten der Zentralzyklone anlangen und die Zentralzyklone dadurch längere Zeit lebensfähig erhalten.

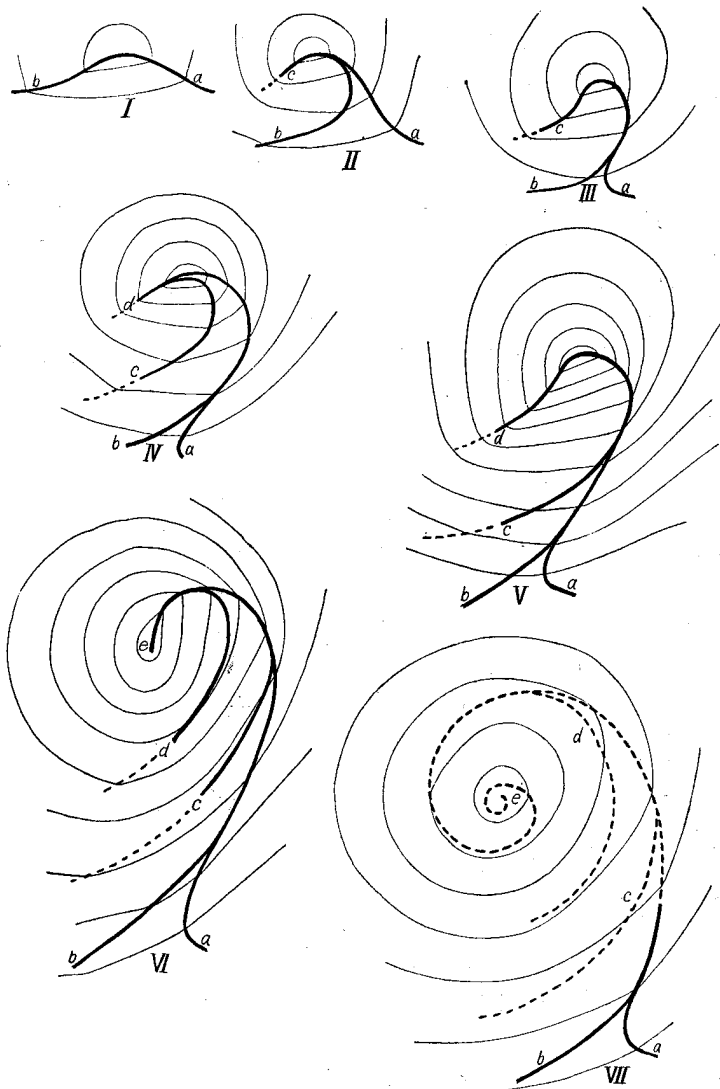


Fig. 33. Die Lebensgeschichte einer grossen Zyklone.

\*) Diesen Prozess beschreibt J. Bjerknes in der Arbeit: «Notes on the Behaviour of Certain Polar Fronts over the British Isles in 1925-26.» Air Ministry, Meteorological Office (M. O. 2). London, W. C. 2, 1926.

Da grosse Zyklonen feuchtlabile Polarluft im Warmsektor haben, die Labilitätsenergie demnach in den unteren Schichten liegt, muss man erwarten, dass die orographischen Verhältnisse bei grossen Zyklonen die geordnete Auslösung leicht zerstören. Grosse Zyklonen werden demnach Schwierigkeiten haben sich über Land zu vertiefen. Man muss daher erwarten, dass die grossen Zyklonen sich hauptsächlich im Winter über dem Meer bilden, seltener im Sommer über den Kontinenten, obgleich die Labilitätsenergie der Luftmassen im letzten Fall wohl bedeutend grösser ist. Über den grossen Ebenen in Russland und U. S. A. sollten aber die orographischen Störungen relativ klein sein, und hier sollte man demnach Möglichkeiten haben, die Bildungsweise der grossen Zyklonen näher studieren zu können.

### B. Die tropischen Zyklonen.

Es kann jetzt als abgemacht angesehen werden, dass die grossen tropischen Zyklonen in dem Gebiete niedrigen Luftdruckes zwischen den beiden Passaten (oder Monsunen) entstehen, das sich im Laufe des Jahres mit der Sonne vom Äquator etwas nach Norden und Süden verschiebt. Alle Zyklonenbahnen, die bis nahe zu ihrem Ursprunge hin verfolgt werden konnten, münden in diese Zone ein, wo veränderliche Winde und Regenböen heimisch sind (I, S. 616). Der Niederschlag in dieser Zone ist zweifellos von feuchtlabiler Art, und die grossen Niederschlagsmengen der tropischen Zyklonen deuten mit Bestimmtheit darauf hin, dass sie durch die Labilitätsenergie der Luftmassen bedingt sind.

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, wie der feuchtlabile Niederschlag von einem Druckfall begleitet ist, der im günstigen Fall eine Wellenstörung oder eine Zyklone vertiefen kann. Dieser Druckfall ist bei einer normalen aussertropischen Zyklone im Druckfall, der durch die einströmende Warmluft bedingt ist, eingebettet. Dieser Druckfall beginnt infolge des feuchtlabilen Niederschlages ungefähr gleichzeitig mit dem Niederschlag. Tropische Zyklonen in voller Entwicklung sind eben dadurch charakterisiert, dass der Luftdruckfall erst beginnt, wenn schon Niederschlag und grössere Windstärke begonnen haben. Man kann daher den Schluss ziehen, dass der Luftdruckfall und die kinetische Energie bei den entwickelten tropischen Zyklonen nur durch die Labilitätsenergie der Luftmassen bedingt sind, dass also hier keine Wechselwirkung oder Kampf zwischen zwei verschiedenen Luftmassen stattfindet.

Da die tropischen Zyklonen relativ selten entstehen, die notwendigen Bedingungen aber zweifellos oft vorhanden sind, deutet dies darauf hin, dass geordnete Auslösungen in den Kalmengürteln selten sind. Wenn aber erst eine geordnete Auslösung eine Zeit lang tätig gewesen ist, ist es wahrscheinlich, dass das gebildete System — von einer bestimmten Grösse ab — imstande ist eine weitere geordnete Auslösung zu bewirken. Diese selbständige auslösende Wirkung kann aber nicht gegen Störungen widerstandsfähig sein. Die tropischen Zyklonen sind ja durch ihre Unfähigkeit oder geringe Fähigkeit über Land fortzuschreiten, charakterisiert und können selbst niedrige Höhenzüge nicht überschreiten. Dass die ungeordneten Auslösungen in den Tropen über Land vollständig dominieren, erklärt, warum die tropischen Zyklonen nie über Land beginnen, obgleich die Labilitätsenergie dort zweifellos oft sehr gross ist.

Eines der charakteristischsten Merkmale einer tropischen Zyklone ist die Windstille im Zentrum, die zentrale Kalme, deren Durchmesser im allgemeinen 15—30 km beträgt. Der Regen hört hier auf, und zuweilen erscheint auch eine Aufheiterung des Himmels (Auge des Sturmes). Reye erklärt dies in folgender Weise (XXVII, S. 133): Durch den niedrigeren Luftdruck in den zentralen Gebieten dehnt sich allmählich die einströmende Luft aus, wodurch ihr Dampfgehalt manchmal schon an der Meeresoberfläche anfängt sich zu verdichten. «Diese Ausdehnung der Luft und die mit ihrer Geschwin-

digkeit und Annäherung an das Zentrum doppelt rasch wachsende Zentrifugalkraft bewirken, dass die einströmende Luft, noch ehe sie die Zyklonenachse wirklich erreicht hat, aufzusteigen beginnt, so einen windstillen oder nur von schwächeren und unregelmässigen Winden erfüllten Zentralraum sturmfrei lassend. Über einer weiten ringförmigen Fläche, nicht über einer vollen Kreisfläche, steigt die Zyklonenluft allmählich durch ihre Dampfwärme beschleunigt, empor.»

Diese Erklärung von Reye halte ich in den Hauptzügen für korrekt. Die feuchtlabilen Luftmassen werden ja bei den tropischen Zyklonen nicht wie bei den ausser-tropischen Zyklonen den zentralen Gebieten immer durch einen Warmsektor zugeführt. Man muss dagegen erwarten, dass die Auslösung mit der vergrösserten Intensität der Zyklone in allen Richtungen immer mehr in den äusseren Gebieten der Zyklone tätig sein wird. Dadurch entsteht eine Abschwächung in den zentraleren Gebieten der Zyklone, und dies kann den zumeist beobachteten windstillen Raum im Zentrum erklären. In diesem windstillen Raum sollten auch Bedingungen für absteigende Bewegungen vorhanden sein. Die grossen aufsteigenden Bewegungen in den feuchtlabilen Luftmassen rings um das Zentrum können nämlich Luftmassen aus den inneren Gebieten mit sich reissen, selbst wenn diese durch den Niederschlagsprozess stabiler geworden sind. Bei grossen und intensiven Wirbelstürmen wird wahrscheinlich das Zuströmen von innen so kräftig sein, dass die zentralen Luftmassen in der Höhe heruntergezogen werden. Dadurch entsteht die Aufheiterung des Himmels (Auge des Sturmes), die die heftigsten tropischen Zyklonen charakterisieren. Die absteigenden Bewegungen in den zentralen Gebieten der Zyklonen erklären auch die warme und trockene Luft, die bisweilen am Erdboden im Zentrum der Zyklone gefunden wird. Die Registrierungen bei Manila während des Vorüberganges des Wirbelsturmes 19/20. Oktober 1882 (I, S. 611) zeigen, dass die Temperatur im Zentrum der Zyklone von 24° bis zu 31° C steigt, während die relative Feuchtigkeit von 100 % bis auf 55 % sinkt. Die warmen Luftmassen im Zentrum haben demnach 15,6 g Wasserdampf pro kg Luft, während die Luftmassen ausserhalb des Zentrums 16,6 g bis 18,6 g haben. Dies zeigt, dass die warmen zentralen Luftmassen sogar kleinere spezifische Feuchtigkeit haben als die umgebenden Luftmassen, dass sie also wahrscheinlich keiner anderen Luftmasse angehören oder jedenfalls nicht, wie bisweilen angedeutet, einen Warmsektor repräsentieren.

Die Bewegung einer tropischen Zyklone zeigt, dass sie sich hauptsächlich mit den Luftmassen bewegt, die sie bilden, dass ihre Richtung also nicht wie bei den ausser-tropischen Zyklonen durch Faktoren innerhalb der Zyklone selbst bedingt ist. Auf allen Seiten einer tropischen Zyklone zeigt sich Cirrus und die Anordnung der Streifen ist radial. Das zeigt, dass die tropische Zyklone an sich keine Tendenz hat sich in einer bestimmten Richtung zu bewegen.

Das grosse Problem bei den tropischen Zyklonen ist, wie die Zyklone zuerst beginnt, also wie die erste geordnete Auslösung zustande kommt. Die Zyklone über Süd-Skandinavien 16.—18. August 1928 zeigt mehrere Züge, die darauf hindeuten, dass diese Zyklone auf eine ähnliche Weise gebildet wird wie die tropischen Zyklonen. Wie die Kartenserie III zeigt, vertieft sich die Zyklone schnell über dem südlichen Schweden, und diese Vertiefung der Zyklone ist von keinen Strukturänderungen der Zyklone begleitet. Es ist kein zu gewagter Gedanke, dass diese Zyklone, wenn genügend grosse Labilitätsenergie und keine orographischen störenden Einwirkungen vorhanden wären, sich in einer «tropischen» Zyklone entwickeln würde. In diesem Fall haben also ein kleines Minimum oder die schwachen Fronten darin die erste geordnete Auslösung zustande gebracht. Ob dies auch bei den echten tropischen Zyklonen der Fall ist, bleibt noch eine offene Frage. Bergeron\*) hat aber einen solchen Fall gefunden, wo eine Zyklone dort Frontstruktur

\*) Bei der Habilitationsvorlesung in Oslo 18. Sept. 1928 veröffentlicht.

zeigte, ehe sie in frontlosen Wirbelsturm übergegangen war. Der Gedanke liegt überhaupt nahe, dass nur Fronten imstande sind eine genügend langdauernde und geordnete Auslösung zu bewirken.

Es ist demnach wahrscheinlich, dass eine tropische Zyklone in ihrer ersten Entwicklung asymmetrisch ist, und man wird auch annehmen können, dass die primäre Ursache Wellenstörungen an einer Scheide verschiedener Luftmassen sind. Die Bildungsstätten der tropischen Wirbelstürme sind folglich dort zu suchen, wo sich grössere und wesentlich verschiedene Luftmassen in entgegengesetzter Richtung fortbewegen, derartig, dass die Coriolis-Kräfte versuchen die zwei Luftmassen zu trennen. Dass die tropischen Zyklonen sich an derartigen Stellen bilden, ist schon längst bekannt. Schon 1845 machte A. Thom darauf aufmerksam, dass zwischen dem NW-Monsun und dem SE-Passat in einer Gegend veränderlicher Winde und Kalmen in 10—20° südl. Breite die Wirbelstürme des Indischen Ozeans entstehen (I, S. 618). Toyne hat den Orkan vom August 1873 auf seinen Ursprung in der Nähe der Kapverdischen Inseln bis in die Gegend zurückverfolgt, wo der NE-Passat und der zum SW-Monsun abgelenkte SE-Passat sich begegnen (I, S. 617) und dies ist auch gerade der oben erwähnte, von Bergeron untersuchte, Fall.

Bergeron hat ausserdem den markierten Anfang der Kapverdischen Orkantätigkeit Mitte August ganz allgemein auf das gleichzeitige, ebenso markierte Einsetzen der ersten Herbst-Zyklonen bzw. Kälteausbrüche höherer Breiten zurückgeführt. Er fasst deswegen die generellen Entstehungsbedingungen der tropischen Orkane folgendermassen zusammen (s. XXXI, S. 93—94): «Die Frontalzonen am Äquator sind überm Meere, wo der Passat meistens kälter als der Monsun ist, Brutstätten der tropischen Wirbelzyklone, die, soweit bisher synoptisch verfolgbar, als Miniatur-Zentralzyklonen (also thermisch symmetrisch) zu betrachten sind, die aber aus (wiederholten) westwärts getriebenen «stehenden» Zyklonogenesen an den Frontalzonen entstehen, sobald diese mehr als 5° vom Äquator liegen».

Diese Bedingungen und Vorgänge verdienen näher untersucht zu werden. Im Sommer werden jedenfalls die Kälteausbrüche im Nord-Atlantischen Meer durch das Azoren-Maximum gegen die Südwestküste Europas und die Nordwestküste Afrikas dirigiert, und können daher gerade in diesen Gebieten am leichtesten in die Tropen eindringen.

### C. Die polaren Zyklonen.

Die Zyklonenbildung in den polaren Gebieten deutet darauf hin, dass man die polare Zyklone als einen eigenen Typus aufstellen kann. Man sieht bisweilen sehr grosse und kräftige Wellenstörungen zwischen der ungestörten, sehr kalten Polarluft und der maritimen Polarluft von SW. Diese Wellenstörungen sind den kleineren Wellenstörungen über Mittel-Europa, die Bergeron und Swoboda beschrieben haben, und die Kartenserie V zeigt, sehr ähnlich. Es ist demnach möglich, dass man hier Beispiele von Zyklonentätigkeit hat, die hauptsächlich durch die potentielle Energie der Kaltluft im Verhältnis zu der Warmluft bedingt ist und sich demnach nach dem Schema der Bergener Schule abspielt.

Die polaren Zyklonen sind dadurch charakterisiert, dass der Druckfall mehr gleichmässig über grössere Gebiete verteilt ist, und dass das Zentrum der Zyklone sich daher nicht so intensiv entwickelt wie bei den südlicheren Zyklonen. Das kräftigste Druckfeld und die grösste Windstärke findet man oft in den warmen Luftmassen ungefähr 500 km vom Zentrum entfernt. Sich vertiefende Zyklonen, die im Winter Europa durchqueren, kommen fast ausnahmslos aus nordwestlicher Richtung, gehören also den polaren Zyklonen an, die normalerweise ungestörte Polarluft oder Kontinentalluft zu ihrer linken Seite haben.



Die Energiequellen bei der Zyklontätigkeit sind, wie schon erwähnt, in der potentiellen Energie und der Labilitätsenergie zu suchen, und es ist wahrscheinlich, dass die normalen Zyklonen der gemässigten Breiten durch beide Energiequellen bedingt sind. Die potentielle Energie liefert die ersten kleinen Wellenstörungen (Fig. 33 I), die die notwendigen geordneten Auslösungen geben, und dann bewirkt die Labilitätsenergie, dass sich die Wellenstörung weiter vertieft und in eine Wirbelstörung übergeht (Fig. 33 II). Wenn man die Zyklone als eine Maschine auffasst, kann man auf eine Art sagen, dass die potentielle Energie die Maschinerie liefert, die Labilitätsenergie die Energiemengen. In den späteren Stadien der Zyklonen (Fig. 33 III, IV und V) können sich wiederholt neue Warmsektoren bilden, und der Gedanke liegt nahe, dass die potentielle Energie die Form dieser neuen Warmsektoren derartig reguliert, dass das Bewegungsschema dem Bewegungsschema der ersten Wellenstörung ähnlich wird, wobei nur die Dimensionen verschieden sind. Die potentielle Energie wird demnach entscheidend dafür sein können, ob sich die Zyklone nach dem Schema Fig. 32 III oder IV weiterentwickelt. Wenn die potentielle Energie gross ist, kann man annehmen, dass die Luftmassen im Warmsektor — genau wie bei der ersten Wellenstörung — hauptsächlich den zentralen Gebieten der Zyklone zugeführt werden (Fig. 32 III). Ist aber die potentielle Energie klein, fehlen die formregulierenden Kräfte, und die Zyklone entwickelt sich nach dem Schema Fig. 32 IV. In diesem Falle wird längere Zeit hindurch grosse Windstärke an der Front herrschen, die Zyklone vertieft sich aber nicht, weil die Labilitätsenergie der Zyklone nicht genügend zentral zugeführt wird. Die durch die potentielle Energie bedingten Wellenbewegungen sind demnach bei den späteren Stadien der Zyklone dem Bewegungsfeld superponiert. Dadurch entstehen die geordneten, zentralen Auslösungen, die die weitere Zyklonenvertiefung bewirken.

Die Zyklonen entstehen auf diese Weise durch eine Art stufenweise Wechselwirkung zwischen der potentiellen Energie und der Labilitätsenergie. Sooft die potentielle Energie einen wellenähnlichen Warmsektor gebildet hat, ist die Labilitätsenergie imstande die Zyklone weiter zu vertiefen. Die Labilitätsenergie spielt demnach in unseren Breiten die Hauptrolle bei der Zyklonenvertiefung, obwohl auch die potentielle Energie etwas mitwirkt. Kartenstudien in Verbindung mit aerologischen Aufstiegen deuten aber meiner Meinung nach darauf hin, dass die potentielle Energie in einer so niedrigen Breite wie ungefähr  $50^\circ$  nicht imstande ist allein eine Zyklone zu vertiefen. In den polaren Gebieten spielt aber die Labilitätsenergie wahrscheinlich in vielen Fällen nur eine unbedeutende Rolle, und die grossen kräftigen Wellenstörungen, die polaren Zyklonen, sind daher wahrscheinlich hauptsächlich durch die potentielle Energie bedingt.

Wenn man die Zyklonen nach den Energiequellen einteilen will, kann man die polaren Zyklonen und die tropischen Zyklonen als die Haupttypen der Zyklontätigkeit auffassen. Die normalen Zyklonen der gemässigten Breiten sind nur Zwischenformen, in denen die potentielle Energie das Freimachen der Labilitätsenergie reguliert. Bei den tropischen Zyklonen sind, wie erwähnt, wahrscheinlich auch kleinere Wellenstörungen die primäre Ursache der Zyklonen. Die potentielle Energie ist aber hier nicht imstande das Freimachen der grossen Labilitätsenergiemengen zu regulieren, da dieses hier einen mehr explosionsartigen Charakter annimmt durch die selbständige geordnete Auslösung nach allen Richtungen.

## Kapitel VII. DIE BEDEUTUNG DER VERTIKALEN BESCHLEUNIGUNGEN UND DER VERTIKALEN REIBUNGSKRÄFTE FÜR DEN LUFTDRUCK.

Der erste, der die Rolle, die der Niederschlagsprozess in den Zyklonen spielt, eingehend erörtert hat, ist M o h n (XXVIII). Er drückt sich aber sehr vorsichtig aus und führt sechs Ursachen für die Barometerdepressionen an, darunter auch den Kondensationsprozess. R e y e sieht aber in den Kondensationsprozessen die Hauptursache der Barometerdepressionen, jedenfalls in den Tropen, und sagt: «Die bewegende Kraft in den Wirbelstürmen ist die der Wärme des verdichteten Wasserdampfes.» (XXVII S. 134.) R e y e hat z. B. berechnet (XXIX), dass eine Niederschlagsmenge von 1 mm einer Druckverminderung von 0,61 mm Hg entspricht, vorausgesetzt, dass die Temperatur am Kondensationsorte 10° C war. Diese Berechnung setzt voraus, dass die ganze freigemachte Kondensationswärme die aufsteigenden Luftmassen im Verhältnis zu den umgebenden erwärmt, setzt mit anderen Worten voraus, dass der Temperaturgradient der umgebenden Luftmassen trockenadiabatisch ist. R e y e macht mehrmals darauf aufmerksam, dass der Niederschlag nur dann Druckverminderung bewirkt, wenn die aufsteigenden Luftmassen wärmer sind als die umgebenden, wenn die Luftmassen also nach unserer Terminologie feuchtlabil sind (II, 1873, S. 177).

Der grosse Einwand gegen die Kondensationstheorie der tropischen (und ausser-tropischen) Zyklonen besteht darin, dass der Luftdruck im allgemeinen gar nicht fällt, wenn es regnet. H a n n hat dies eingehend untersucht (II, 1874, S. 289) und zeigt, dass z. B. bei Batavia nach sehr starkem Regen (mehr als 20 mm in einer Stunde) das Barometer durchschnittlich 0,22 mm höher steht als vor dem Regen. H a n n schliesst daraus: «Die Kondensation des Wasserdampfes hat keinen merklichen Einfluss auf die Änderung des Luftdruckes. Die Barometerminima der Sturmzentren können daher nicht durch die Niederschläge erklärt werden — — —.»\*)

Wenn man daher versuchen will die aufgegebene Kondensationstheorie in modifizierter Form wieder aufzunehmen, ist es dringend notwendig zu erklären, warum der Luftdruck infolge des Niederschlages in einer Zyklone fällt, nicht aber in einem Schauer. Wenn ein Schauer passiert, liegen ja über der Stelle zweifellos bedeutend wärmere Luftmassen als in der Umgebung, weil der Schauer eben dadurch bedingt ist. Der Luftdruck zeigt aber keine Variationen während der Passage des Schauers.

H e s s e l b e r g und F r i e d m a n n zeigen (XXIV, S. 164), dass die Gleichung

$$0 = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$$

und dadurch die barometrische Höhenformel bei makroskopischen

Verhältnissen, wie auf den synoptischen Karten, mit einer Genauigkeit von 1/1000 in der Atmosphäre gültig ist. In einem aufwärtsstrebenden warmen Luftstrom, wie z. B. in einem Cumulo-Nimbus, kann dies aber nicht der Fall sein, und ich werde die Ursache dazu zeigen.

Das Emagramm gibt die zur Verfügung stehende Labilitätsenergie, wenn eine Luftmasse mit Dichte  $\rho''$  in Luftmassen mit Dichte  $\rho$  eingebettet ist. Da das Emagramm mit einem Druck-Volumen-Diagramm identisch ist, ist diese Energiemenge die maximale Energiemenge, die man überhaupt durch den betrachteten Prozess erhalten kann. Nun repräsentieren lokale Druckänderungen eine bedeutende Energiemenge, wie H e s s e l b e r g zeigt (XXVI). Wenn daher die gesamte zur Verfügung stehende Energie in die kine-

tische Energie vertikaler Luftströme übergeht, muss  $\frac{\partial p}{\partial t}$  gleich Null werden, da keine Energie übrig ist um den Luftdruck zu ändern. Wenn die Labilitätsenergie in die kine-

\*) Dieselbe Anschauung ist noch 50 Jahre später führend, wie man in S ü r i n g s «Leitfaden der Meteorologie», Leipzig 1927, S. 304, sieht.

tische Energie sowohl vertikaler als auch horizontaler Luftströme übergeht, wird nur der letztere Teil dieser Energie durch Luftdruckänderungen merkbar. Die kinetische Energie der horizontalen Luftströme ist ja in der Tat eben durch diese Luftdruckänderungen bedingt.

In den Schauern geht der grösste Teil der Labilitätsenergie in die kinetische Energie *vertikaler* Luftströme über, und der Luftdruck ändert sich daher nur wenig. In den Zyklonen werden aber die leichteren Luftmassen wegen ihrer grossen Dimensionen bedeutend kleinere Vertikalgeschwindigkeit erhalten, weil Archimedes' Prinzip in unserer seichten Atmosphäre in diesem Fall nicht gültig ist. Die durch langsame Vertikalbewegungen freigemachte Labilitätsenergie geht demnach in den Zyklonen hauptsächlich in Luftdruckfall über, und über diesen Umweg geht bei den Zyklonen die Labilitätsenergie in die kinetische Energie *horizontaler* Luftströme über. Die barometrische Höhenformel,

die aus der Gleichung  $0 = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$  hergeleitet ist, ist daher, wie von Hesselberg und Friedmann berechnet, bei den Zyklonen wahrscheinlich mit einer Genauigkeit von 1/1000 gültig.

Die Gleichung  $0 = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$  erhält man aus der dritten hydrodynamischen

Bewegungsgleichung mittels Auslassens verschiedener Glieder. Wenn man das Glied für die ablenkende Kraft der Erdrotation ausser acht lässt, lautet die vollständige Gleichung:

$$\frac{dv_z}{dt} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho} R_z,$$

wobei  $R_z$  die Reibungskraft pro Volumeneinheit in vertikaler Richtung bedeutet. Es müssen demnach die vertikalen Beschleunigungen und die vertikalen Reibungskräfte sein, die bei Vertikalbewegungen die Einwirkungen des Dichteunterschieds im Luftdruck kompensieren.\*) Wenn durch Horizontalbewegungen kein Energieaustausch entsteht, würde man in der Atmosphäre überhaupt keine Luftdruckänderungen haben können, weil in diesem Fall die Kompensation der vertikalen Beschleunigungen und Reibungskräfte vollständig wäre. Gleichzeitig mit den Vertikalbewegungen entstehen ja aber auch Horizontalbewegungen mit Energieverbrauch, und die Einwirkung der Dichteunterschiede auf den Luftdruck wird daher nie vollständig kompensiert. Selbst bei einem kleineren Schauer muss man daher einen Druckfall im Verhältnis zu der Umgebung erwarten. Man muss aber hier bedenken, dass ein Barometer, um diesen Druckfall messen zu können, sich in der betrachteten Luftmasse befinden muss. Das Barometer ist ja ein Spannungsmesser und misst die Spannungen in den unmittelbar benachbarten Luftmassen. Wenn sich daher in einer kleineren Luftmasse, wie z. B. in einem Schauer, die Spannungsverhältnisse ändern, wirkt dies nur in der Luftmasse selbst mit vollem Betrag. Diese Spannungsänderung wirkt in allen Richtungen, u. zw. nimmt die Wirkung mit dem Abstand ab. Eine kleine lokale Druckvergrösserung in der Höhe wird z. B. nicht nur auf ein genau darunterliegendes Barometer einwirken sondern den Bodendruck über einem grösseren Gebiet erhöhen; die Drucksteigerung in jedem einzelnen Punkt am Boden wird aber entsprechend kleiner werden. Es entsteht also in diesem Fall eine Art Ausgleichung im Druckfeld am Erdboden, eine Ausgleichung, die wahrscheinlich stark dazu beiträgt, dass das Barometer während der Passage eines Schauers so kleine Druckänderungen zeigt. Bei

\*) Im «Lehrbuch der Meteorologie» von Hann ist die Einwirkung der Beschleunigungen auf das Gewicht der Luftmassen fehlerhaft angegeben. Dort steht (I, S. 175), dass Luftmassen, die in beschleunigter aufsteigender Bewegung sind, ihr scheinbares Gewicht vermindern, während ja das Entgegengesetzte der Fall ist. Auch im «Leitfaden der Meteorologie» von Süring findet man diesen Fehler (S. 76).

einer geordneten Auslösung, z. B. in einer Zyklone, tritt aber infolge der Auslösung des feuchtlabilen Zustandes ungefähr dieselbe Spannungsverkleinerung in der Höhe über einem grösseren Gebiet ein. Ein Barometer im Zentrum eines solchen Niederschlagsgebietes wird diese Spannungsverkleinerung mit vollem Betrag messen, weil sie in allen Richtungen vorhanden ist.

Der Haupteinwand gegen die Kondensationstheorie, dass der Luftdruck nicht sinkt, wenn es regnet, ist hiermit beseitigt worden. Man hat daher guten Grund zu der Annahme, dass Reye recht hat, wenn er in den Kondensationsprozessen die Energiequelle der tropischen Wirbelstürme sieht. Wie früher erwähnt, ist es auch wahrscheinlich, dass die Kondensationsprozesse bei den aussertropischen Zyklonen eine grosse Rolle spielen.

Die Ausgleichung einer Druckänderung bewirkt, dass hochliegende aber räumlich eng begrenzte Druckänderungen am Boden vermindert und in ihren charakteristischen Zügen verwischt werden. Plötzliche Druckänderungen am Boden, wie z. B. die charakteristischen Gewitternasen, können daher nicht mit Druckänderungen in den höheren Schichten erklärt werden. Die rasche Drucksteigerung bei den Gewitternasen muss durch besondere Zustände in den unteren Schichten bedingt sein, und die einfachste Erklärung ist, dass sie durch den «Gewittersturm» entsteht. Der Gewittersturm entsteht dadurch, dass der fallende Niederschlag die umliegenden Luftmassen mit sich reisst, wodurch sich ein kräftiger Abwärtsstrom bildet. Der fallende Niederschlag vergrössert die Dichte der Luftmassen, dadurch dass bei gleichmässiger Bewegung das Gewicht der Luft mit dem Gewicht des Niederschlages vergrössert wird (XXXII). Die Einwirkung dieses Dichteunterschieds auf den Luftdruck wird in diesem Falle nicht durch Beschleunigungen und Reibung kompensiert. Anstatt der zu erwartenden Abwärtsbeschleunigung entsteht ja infolge der Erdoberfläche eine Verzögerung und dadurch ein Druckanstieg, und am Boden erhält man ausserdem eine Stauwirkung, die ebenfalls Drucksteigerung bewirkt. Ein Barograph am Boden, der sich in dem Gewittersturm befindet, wird alle diese Druckanstieg-Effekte mit vollem Betrag registrieren, während ein etwas entfernterer Barograph nur ein geschwächtes und verwischtes Bild davon gibt. Dass die Gewitternasen durch den fallenden Niederschlag bedingt sind, wird auch dadurch bestätigt, dass die Gewitternasen fast ohne Ausnahme von intensiverem Niederschlag oder sogar gewaltsamen Böen begleitet sind:

### Kapitel VIII. DER FEUCHTLABILE NIEDERSCHLAG UND DIE HALBTÄGIGE WELLE DES LUFTDRUCKES.

Die tägliche Luftdruckschwankung besteht hauptsächlich aus einer ganztägigen und einer halbtägigen Welle. Die ganztägige Welle ist zweifellos durch die tägliche Temperaturschwankung bedingt und unterliegt grossen örtlichen Störungen. Die halbtägige Welle hat aber einen sehr gesetzmässigen Verlauf, wie bei keinem anderen meteorologischen Element zu finden ist. Hann sagt darüber (I, S. 208): «Die Schwierigkeit einer Erklärung der halbtägigen Luftdruckschwankung liegt darin, dass die tägliche Erwärmung der Atmosphäre eine ganztägige Periode hat, und es überhaupt kein meteorologisches Element gibt, welches eine ausgesprochene halbtägige Periode mit erheblichen Amplituden besässe.» Der feuchtlabile Niederschlag hat aber eine halbtägige Periode mit Maxima nachts und nachmittags. Der Niederschlag in den Tropen ist zweifellos hauptsächlich von feuchtlabiler Art und zeigt sehr oft einen gesetzmässigen täglichen Gang. Die grössten Niederschlagsmengen fallen durchschnittlich um 4 Uhr und 16 Uhr, und es ist sehr bemerkenswert, dass die halbtägige Welle des Luftdruckes genau zu denselben Zeitpunkten Minima zeigt.

Wie früher gezeigt, bewirkt die Kompensation infolge der vertikalen Beschleunigungen und der Reibungskräfte und ausserdem die Ausgleichung des Druckes, dass es nicht möglich ist jeden einzelnen Schauer im Druckfeld zu erkennen. Wenn man aber über einem grösseren Gebiet verstreute Schauer hat, wird dadurch der Luftdruck über dem ganzen Gebiet etwas sinken. Dies wird auch unmittelbar einleuchten, wenn man bedenkt, dass der feuchtlabile Niederschlag durch das Freimachen der Kondensationswärme wie eine Wärmezufuhr wirkt. Die wahrscheinlichste und einfachste Erklärung der halbtägigen Welle des Luftdruckes ist daher, dass sie durch den feuchtlabilen Niederschlag bedingt ist, unterstützt durch das Mitschwingen der Atmosphäre. Sowohl die Grösse der Amplitude als auch die Phasenzeiten lassen sich auf diese Weise ohne Schwierigkeiten erklären.

Da der feuchtlabile Niederschlag auf die Zyklontätigkeit stark einwirkt, muss man erwarten, dass man auch hier eine doppelte tägliche Periode finden kann. Dies ist auch in der Tat von A. Schmauss in den Barogrammen von München gefunden worden (XXXV). Er hat die Einsatzzeiten für 922 Winter- und 803 Sommerdepressionen in den Jahren 1901—1923 untersucht, und es zeigt sich, dass eine vollkommene Übereinstimmung mit dem täglichen Gang des Luftdruckes besteht. Er schreibt:

«Die Parallele mit dem täglichen Gang des Luftdruckes ist unverkennbar. Dass sie so vollkommen übereinstimmt, ist wohl nicht reell, sondern daraus zu erklären, dass der tägliche Gang sich dem aperiodischen Verlaufe der Kurve überlagert, was bei der Auswertung der Diagramme nicht berücksichtigt werden konnte. Wenn z. B. die Druckabnahme, die dem Depressionseinsatz entspricht, um 12 p beginnt, wird sie wegen der Tagesschwankung auf 10 p zurückverlegt erscheinen.

Wenn darum auch die absoluten Häufigkeitszahlen gegeneinander verschoben werden, das Ergebnis wird nicht davon berührt:

*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 welchen der Luftdruck im täglichen Gang sein Maximum aufweist.*»


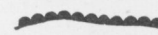
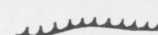


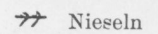
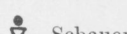
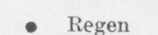
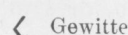
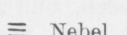
Diese von Schmauss gefundene vollkommene Übereinstimmung kann man aber als durchaus reell betrachten. Sie ist in der Tat ein schwerwiegendes Indizium dafür, dass der feuchtlabile Niederschlag die primäre Ursache sowohl der Zyklonenvertiefung als auch der täglichen Doppelwelle des Luftdruckes ist.

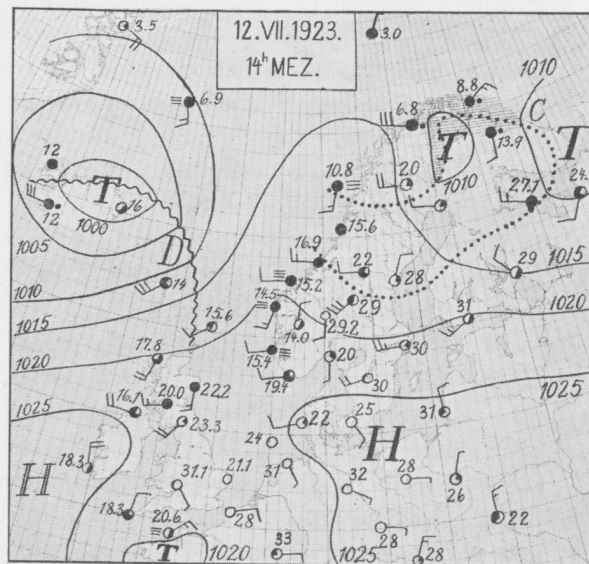
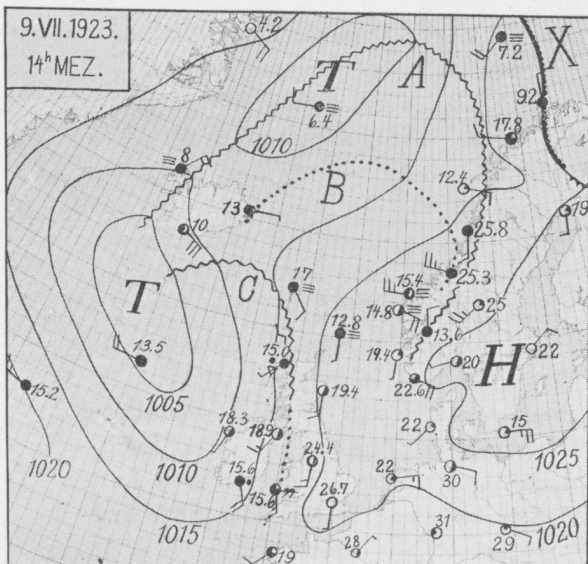
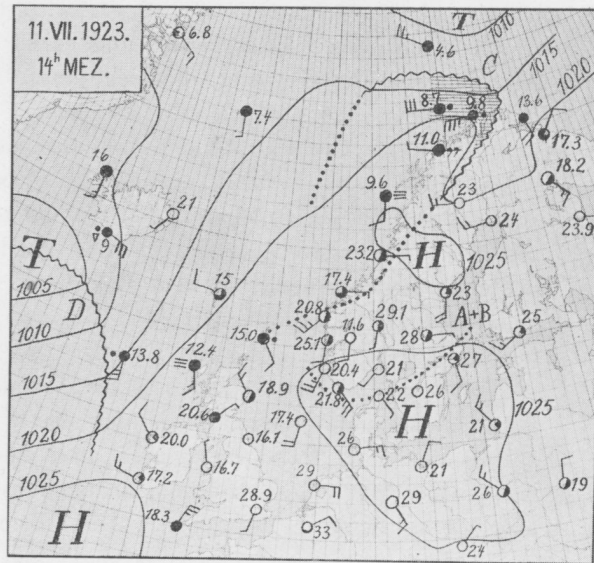
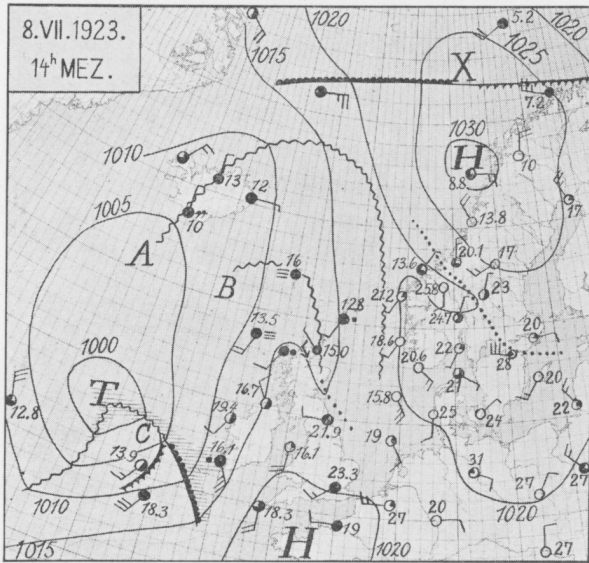
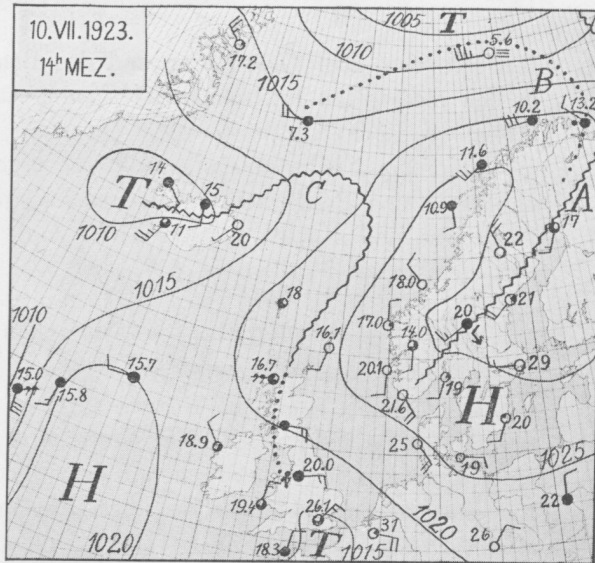
## LITERATURVERZEICHNIS

- I. Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie. Verlag Tauchnitz, Leipzig 1926.
- II. Meteorologische Zeitschrift. Verlag Friedr. Vieweg und Sohn in Braunschweig.
- III. G. Stüve: «Potentielle und pseudopotentielle Temperatur.» Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre. XIII. Band, Heft 3, 1927.
- IV. Jonas E. Fjeldstad: «Graphische Methoden zur Ermittlung adiabatischer Zustandsänderungen feuchter Luft.» Geofysiske Publikasjoner Vol. III, No. 13. Oslo 1925.
- V. Th. Hesselberg: «Über die Stabilitätsverhältnisse bei vertikalen Verschiebungen in der Atmosphäre und im Meer.» Annalen der Hydrographie und Maritimen Meteorologie 1918.
- VI. J. Bjerknes and H. Solberg: «Meteorological conditions for the formation of rain.» Geofysiske Publikasjoner Vol. II, No. 3. Oslo 1921.
- VII. Alfred Wegener: «Thermodynamik der Atmosphäre.» Verlag J. A. Barth. Leipzig 1911.
- VIII. R. Assman: «Die Gewitter in Mitteleuropa.» Halle 1885.
- IX. W. Pepler: «Beiträge zur Physik des Cumulus.» Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre. Band X. 1921.
- X. T. Bergeron und G. Swoboda: «Wellen und Wirbel an einer quasistationären Grenzfläche über Europa.» Veröffentlichungen des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig. 1924.
- XI. Carl-Gustaf Rossby and Richard Hanson Weightman: «Application of the Polar Front Theory to a Series of American Weather Maps.» Monthly Weather Review. December 1926.
- XII. Richard Börnstein: «Die Gewitter vom 13. bis 17. Juli 1884 in Deutschland.» Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte. VIII. Jahrgang 1885.
- XIII. R. Süring: «Über die Aufeinanderfolge von Gewitterzügen.» Meteorologische Zeitschrift. Hann-Band. 1906.
- XIV. Ernst G. Calwagen: «Zur Diagnose und Prognose lokaler Sommerschauer. Aerologische Flugzeugaufstiege in Ostnorwegen.» Geofysiske Publikasjoner Vol. III, No. 10. Oslo 1926.
- XV. Lehrbuch der Meteorologie. Bearbeitet von Dr. A. Sprung. Hamburg 1885.
- XVI. C. Braak: «Die tägliche Temperaturschwankung der Luft in verschiedenen Höhen über dem tropischen Meer.» Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre. Band VI. Heft 3. 1914.
- XVII. W. Pepler: «Der tägliche Gang der Temperatur und Feuchtigkeit an Wolkenoberflächen.» Die Arbeiten des Preussischen Aeronautischen Observatoriums bei Lindenberg, XV. Band. 1926.
- XVIII. H. Hergesell: «Der tägliche Gang der Temperatur in der freien Atmosphäre über Lindenberg.» Die Arbeiten des Preussischen Aeronautischen Observatoriums bei Lindenberg. Band XIV. 1922.
- XIX. A. W. Clayden: «Cloud Studies.» Second Edition. 1925. London.
- XX. H. U. Sverdrup: «Maud»-ekspeditionens videnskabelige arbeide 1922—1925. «Naturen» Bergens Museum 1926, s. 161.
- XXI. K. Diesing: «Der Wärmeeinbruch (Warmfront) vom 12.—13. I. 1920.» Veröffentlichungen des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig, 1924.
- XXII. J. Bjerknes and H. Solberg: «Life Cycle of Cyclones and the Polar Front Theory of Atmospheric Circulation.» Geofysiske Publikasjoner. Vol. III. No. I. Oslo 1922.
- XXIII. E. Palmén: «Über die Bewegung der aussertropischen Zyklonen.» Commentationes Physico-Mathematicae. III. 7. Helsingfors 1926.
- XXIV. 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.
- XXV. H. Solberg: «Integration der atmosphärischen Störungsgleichungen.» Erster Teil. Geofysiske Publikasjoner. Vol. V. No. 9. Oslo 1928.

- XXVI. Th. Hesselberg: «Untersuchungen über die Gesetze der ausgeglichenen Bewegungen in der Atmosphäre.» Geofysiske Publikasjoner. Vol. V. No. 4. Oslo 1927.
- XXVII. Theodor Reye: «Die Wirbelstürme, Tornados und Wettersäulen.» Verlag Carl Rümpler. Hannover 1872.
- XXVIII. Mohn: Det norske meteorologiske Instituts Storm-Atlas. Christiania 1870.
- XXIX. Th. Reye: Poggendorfer Annalen CXXV, 1865, S. 341 und 618.
- XXX. M. Margules: «Über die Energie der Stürme.» Jahrb. der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie, Wien 1903, Anhang.
- XXXI. Tor Bergeron: «Über die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse, I.» Geofysiske Publikasjoner. Vol. V. No. 6. Oslo 1928.
- XXXII. E. Mach: Poggendorfer Annalen CXXVI, 1865, S. 314.
- XXXIII. W. N. Shaw: «The Relation of the Records of Registering Balloons to Entropy-temperature Diagrams for Saturated Air.» Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre. Band XII. Heft 4. 1926.
- XXXIV. Massachusetts Institute of Technology. Meteorological Course. C. G. Rossby, in charge. Professional Notes. No. 1. 1929. «The Tephigram, its Theory and Practical Use in Weather Forecasting.»
- XXXV. A. Schmauss: «Die Lebensdaten der Mitteleuropäischen Depressionen I.» Deutsches Meteorologisches Jahrbuch für 1923. Veröffentlichungen der Bayerischen Landeswetterwarte.
- XXXVI. Th. Hesselberg: «Die Stabilitätsbeschleunigung im Meere und in der Atmosphäre.» Annalen der Hydrographie und Maritimen Meteorologie. LVII. Jahrgang. Heft IX. 1929.
- 
-

### Zeichenerklärung.

- |  |   |  |
|--|---|--|
|  | Niederschlagsgebiet   |  |
|  | Warmfront   |  |
|  | Kaltfront   |  |
|  | Zusammengeklappte Front   |  |
|  | Schwache oder hypothetische Front   |  |
|  | Nieseln   |  Schauer  |
|  | Regen   |  Gewitter |
|  |  Nebel |  |



Kartenserie I. Wetterkarten.





Wenn man den 11. Juli ausnimmt, kommt dort jede Nacht Niederschlag über grössere Distrikte des Vestlandes und der Møreküste, und die meisten Stationen geben an, dass der Niederschlag in Schauern kommt.

In der Hauptsache kommt all dieser Niederschlag nachts, und man kann wohl auch annehmen, dass er an den meisten Stellen nach Mitternacht beginnt; zwar melden Niederschlagsstationen im allgemeinen nicht den Zeitpunkt für Niederschlag; aber in diesen Tagen gibt eine Reihe Stationen in den Anmerkungen an, dass der Niederschlag nach Mitternacht beginnt.

Die Frontanalyse erlaubt nur, die Lage der Fronten in Nord-Norwegen und Trøndelag festzustellen, und es ist daher nicht möglich, aus dem Kartenmaterial irgend eine bestimmte Frontpassage über dem Vestland anzugeben. Das, was das Kartenmaterial zeigt, beschränkt sich darauf, dass auf dem Vestland eine Wetterlage gefunden ist, mit einer ausgeprägten Tendenz dazu, *lokale nächtliche Regenschauer zu geben*.

Es kann angenommen werden, dass die Luftmassen in den niedrigeren Schichten über dem Vestland vom 8.—14. Juli 1923 im ganzen feuchtlabil sind, und wahrscheinlich sind sie schwach feuchtlabil; in stark feuchtlabilen Luftmassen würde nämlich die Insolation am Tage die untersten Schichten genügend lange erwärmt haben, sodass man auch nachmittags in den inneren Strichen Regenschauer erwartet haben müsste.

Die Erwärmung der untersten Schichten, die notwendig ist, damit diese selbständig zu ihrem Kondensationsniveau steigen sollen, ist, wie auf Seite 6 gezeigt,

$A = H \frac{\gamma' (\gamma' - \gamma)}{\gamma}$ , wo  $H$  die Höhe zum Kondensationsniveau der Luftmassen ist. Der

Faktor  $\frac{\gamma' - \gamma}{\gamma}$  wird in schwach feuchtlabilen Luftmassen verhältnismässig gross. Der

Faktor  $H$  kann, wie das Beispiel Seite 29 zeigt, tags einen bedeutend höheren Wert annehmen als nachts, und diese Umstände zusammen werden bewirken können, dass sich in schwach feuchtlabilen Luftmassen auch in den inneren Gebieten nachts leichter Schauer bilden als tags.

#### D. Der Niederschlag 7.—13. Juli 1925 im südlichen Norwegen (Kartenserie II).

Um zu erfahren, wie die Niederschlagsverteilung sich anlässt, wenn sich feuchtlabile und jedenfalls teilweise stark feuchtlabile Luftmassen über Süd-Norwegen befinden, sind Karten gezeichnet worden, die Niederschlagsverteilung und Wettersituation für die Zeit vom 7.—13. Juli 1925 zeigen. Im Sommer 1925 hatte man auf Fanaråken in Jotunheimen in einer Höhe von 2075 m ü. M. registrierende Instrumente in Gang gesetzt. Die Temperaturregistrierungen (Fig. 9) zeigen, dass am 8. Juli ein Kälteeinbruch in der Höhe hereinbricht, und dies macht sich in den niedrigeren Schichten nicht entsprechend geltend. Die Kaltluft in der Höhe hält sich bis zum 12. Juli, und in der Zeit vom 8.—11. Juli ist deswegen die Feuchtlabilität grösser als gewöhnlich, jedenfalls in den untersten 2000 m. Die Grössen der Temperaturgradienten lassen sich leider nicht bestimmen, da es nicht möglich war, genaue Korrektur des Thermographen auf Fanaråken zu bekommen, der in

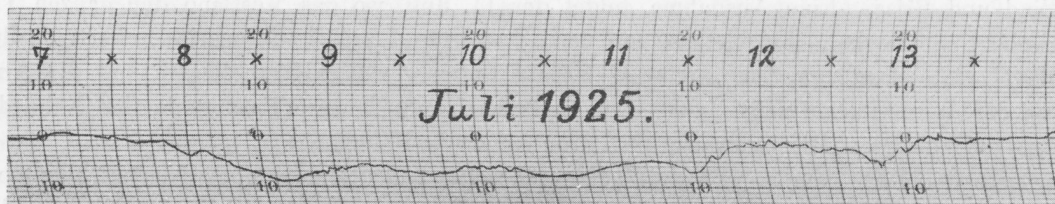
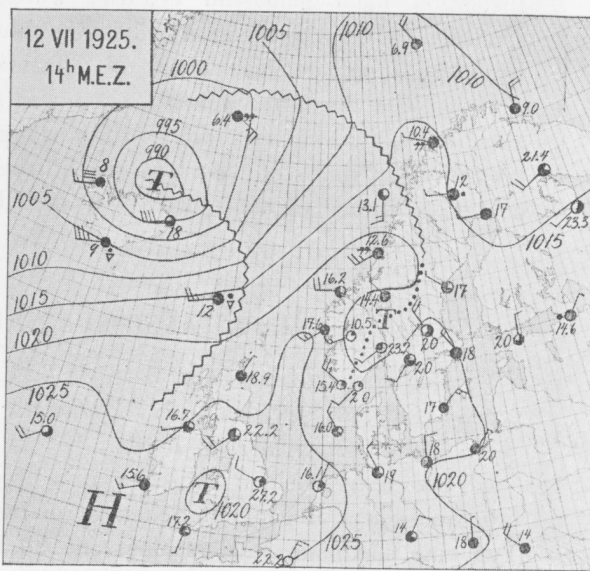
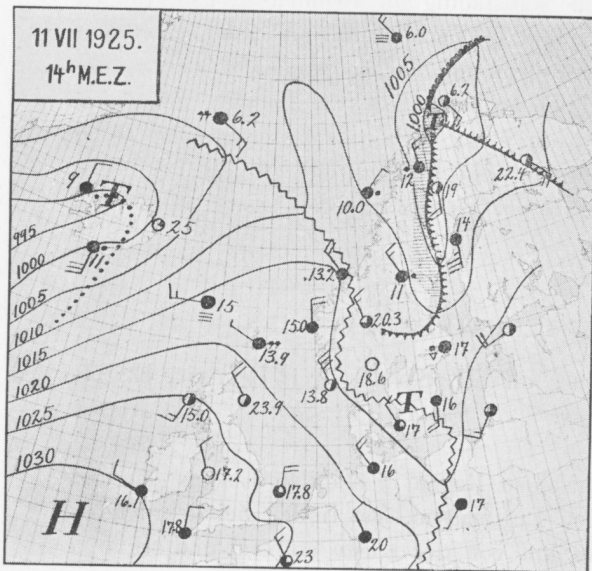
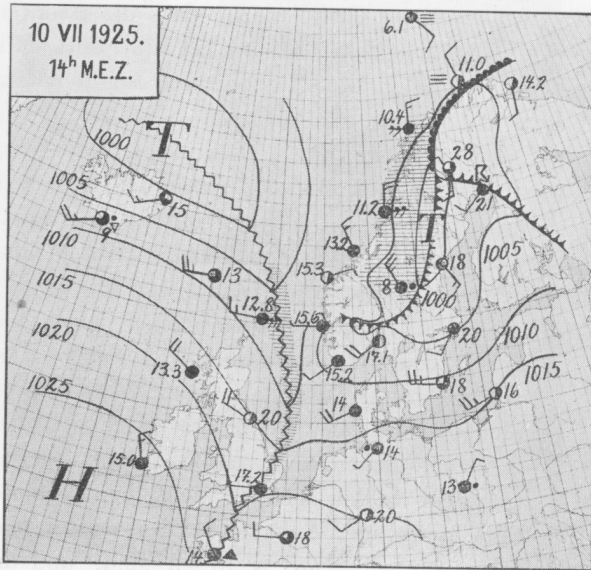
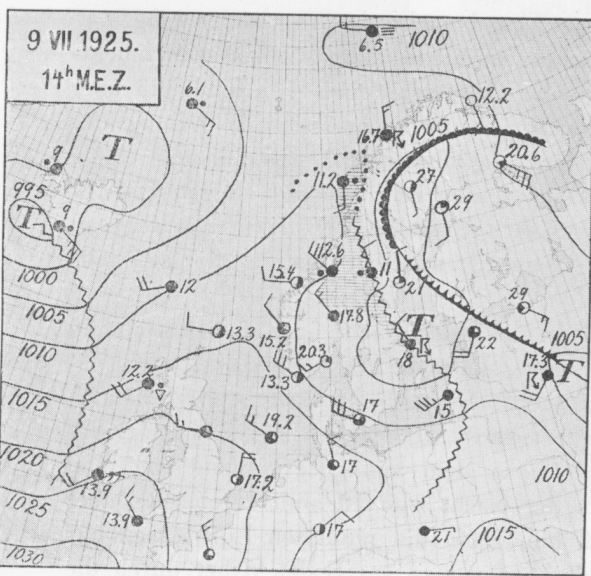
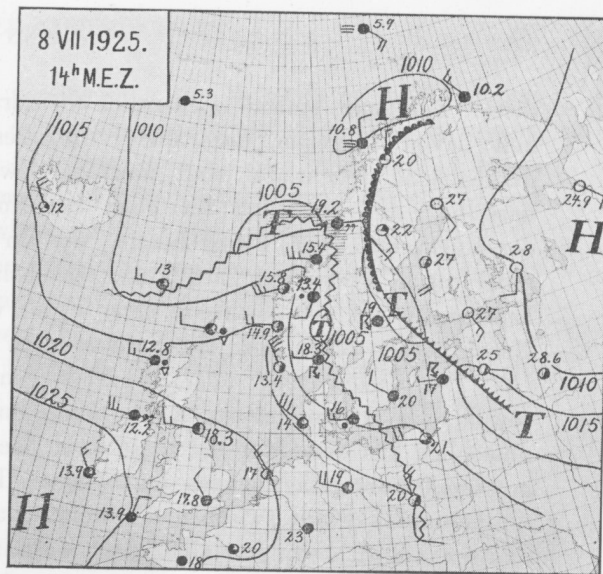
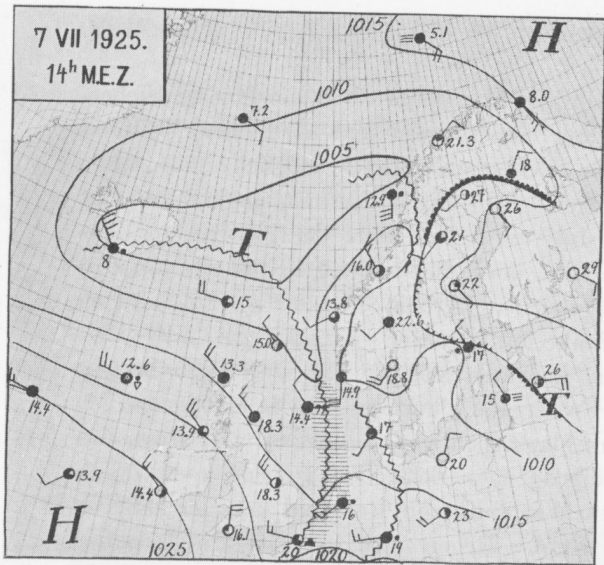


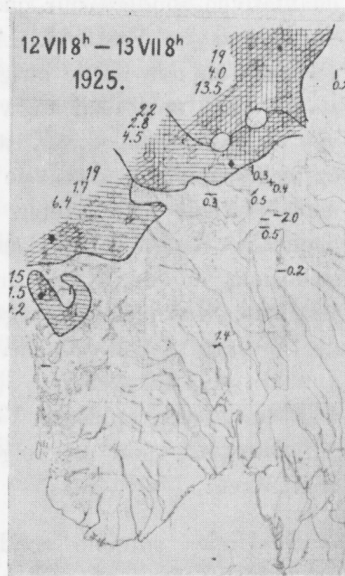
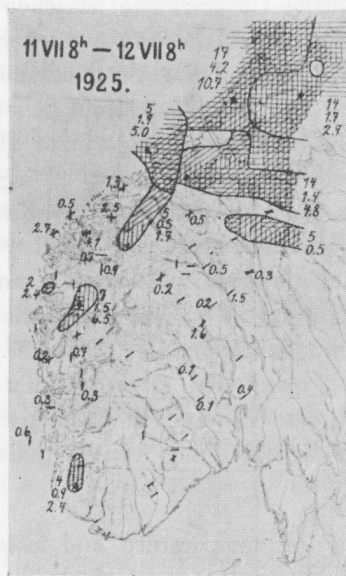
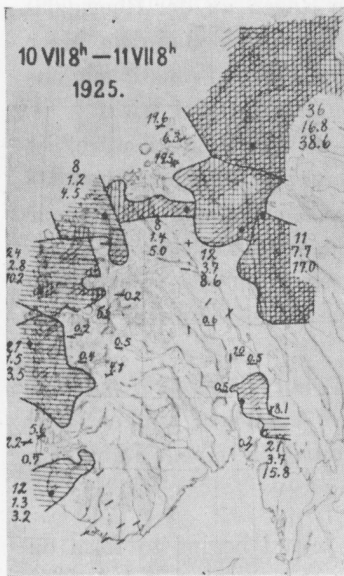
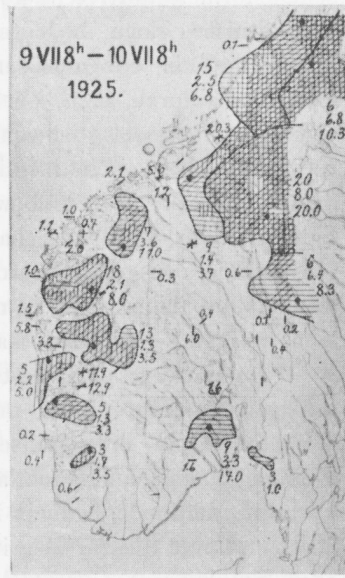
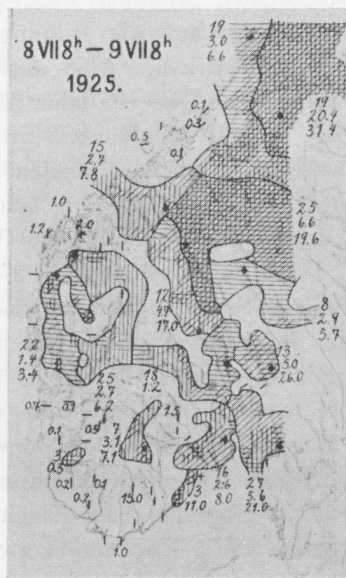
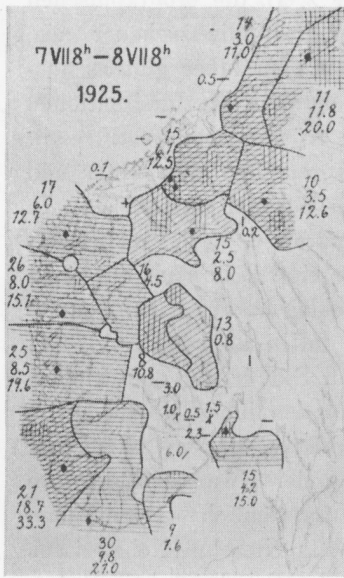
Fig. 9. Thermogramm von Fanaråken.



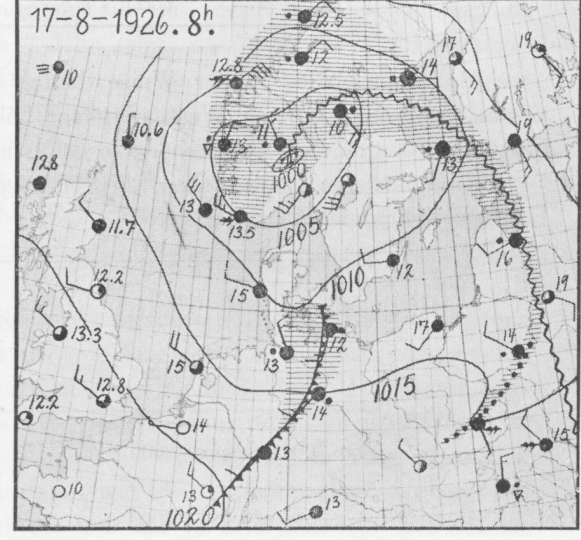
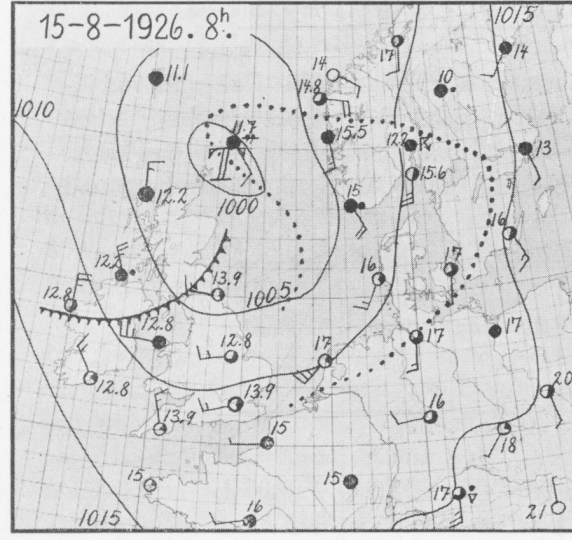
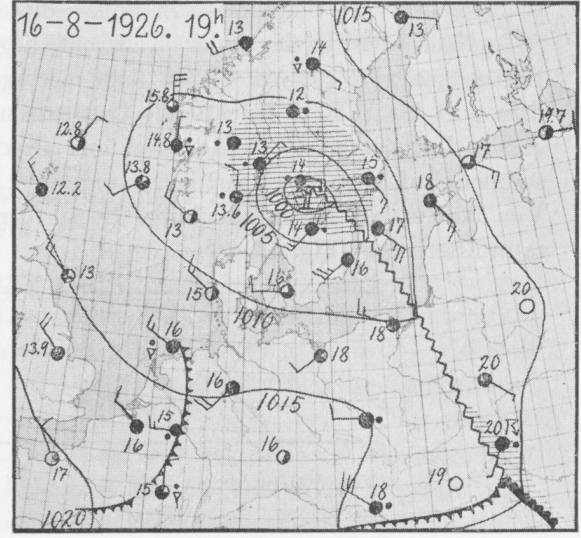
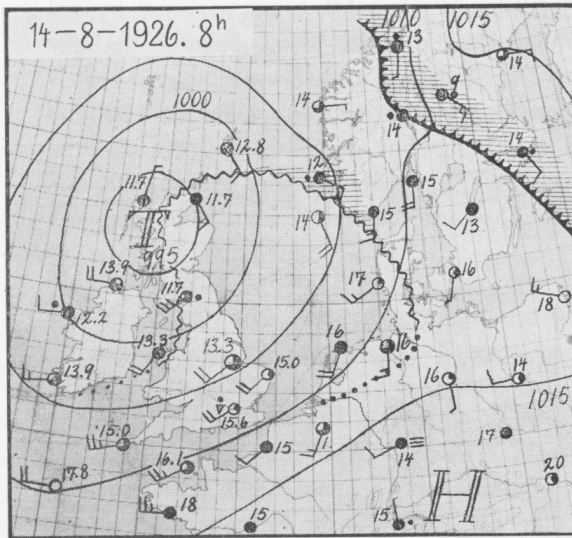
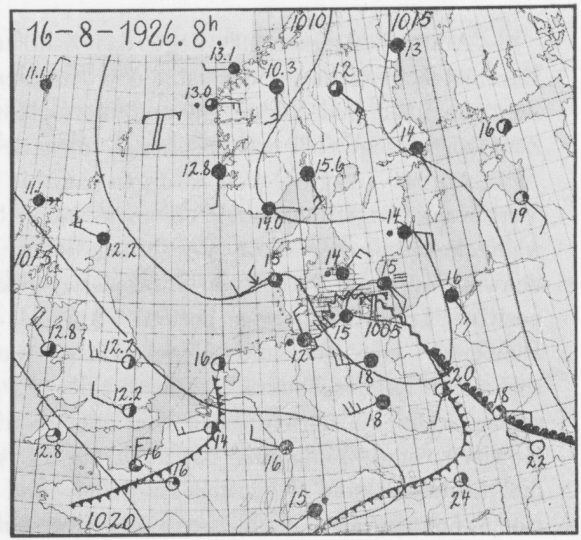
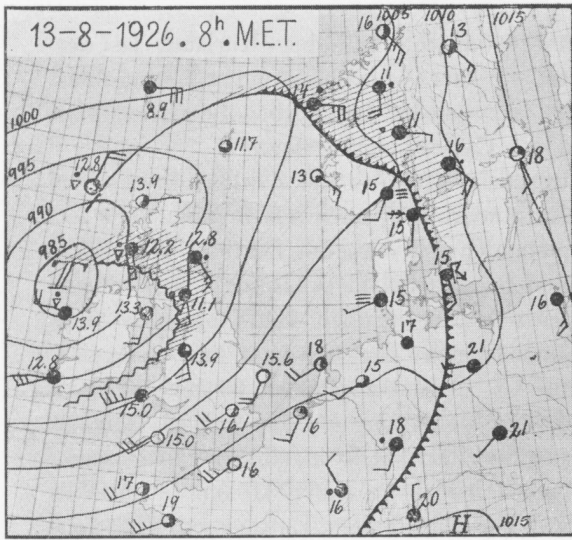
Kartenserie II. Wetterkarten.

«The showers will retard their motion passing over the obstacles at the coast, and further inland move with smaller velocity or even stop. A series of showers moving with great mutual distances over the sea will thus give showers over land of longer duration, or even continuous rain. The amount of precipitation from each shower will of course be higher where they move slowly, and thus the showers may add to the orographic precipitation more than they can give alone on the sea, provided that they have not meanwhile decreased considerably in intensity. The zone of maximum amounts of precipitation is just a place where showers by topographical reasons are forced to move slowly and still have not decreased in intensity. Beyond this region, the intensity of the rain decreases, probably as the air has lost too much moisture in the zone of maximum precipitation.»

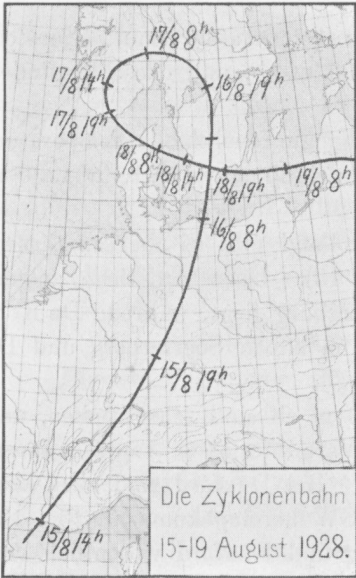
Auf der nächsten Seite schreiben sie :



Kartenserie II. Niederschlag.



Kartenserie III.



Kartenserie III.

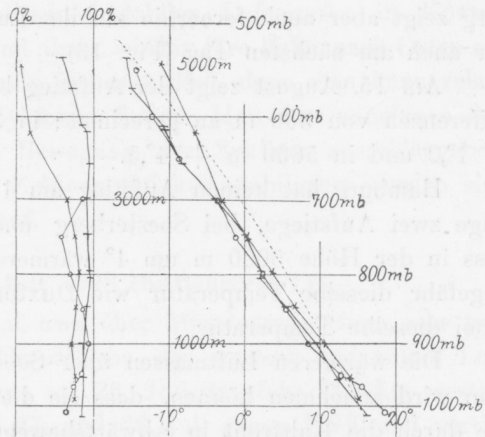


Fig. 12. 14/8 1928. Duxford 12h o.  
Soesterberg 8h x. Hamburg 9h —.

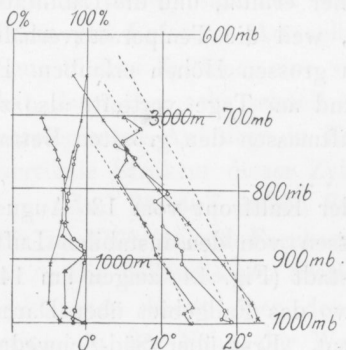


Fig. 10. Lindenberg 13/8 1928 7h x  
und 16h o. 14/8 1928 7h Δ.

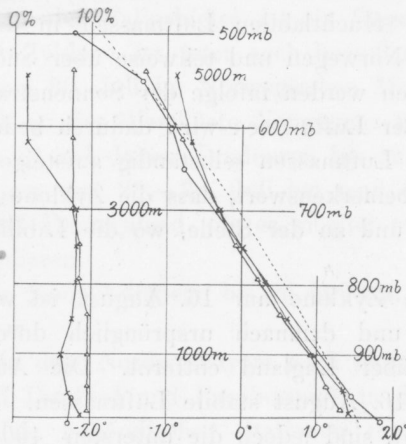


Fig. 13. 15/8 1928. Duxford 12h o.  
Soesterberg 8h x. De Kooj 8h Δ.

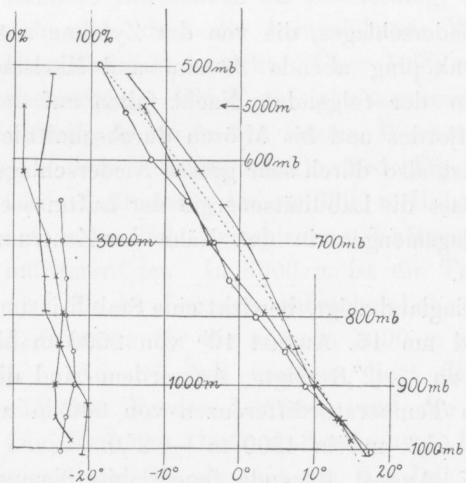


Fig. 11. 13/8 1928. Duxford 10h o.  
Soesterberg 8h x. Hamburg 9h —.

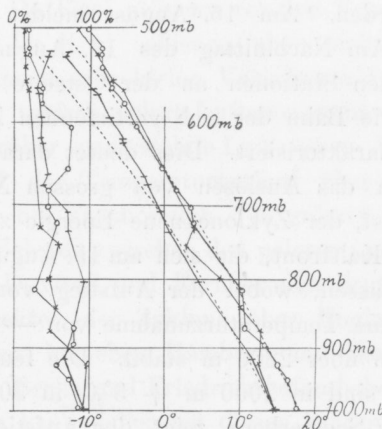
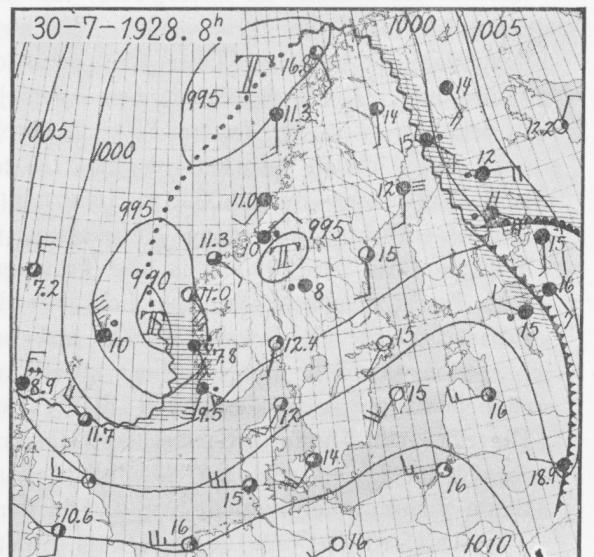
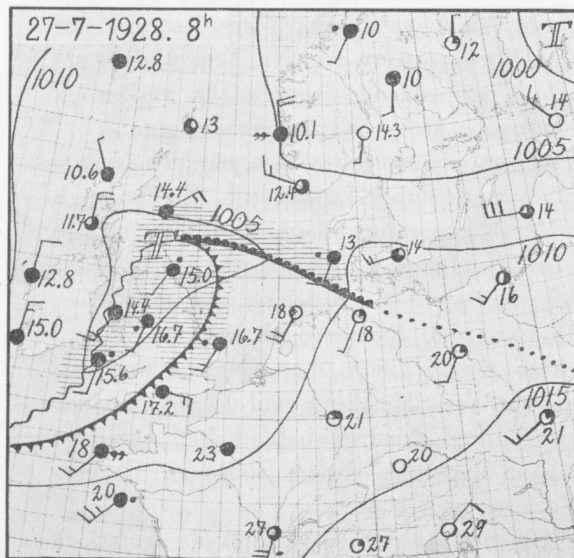
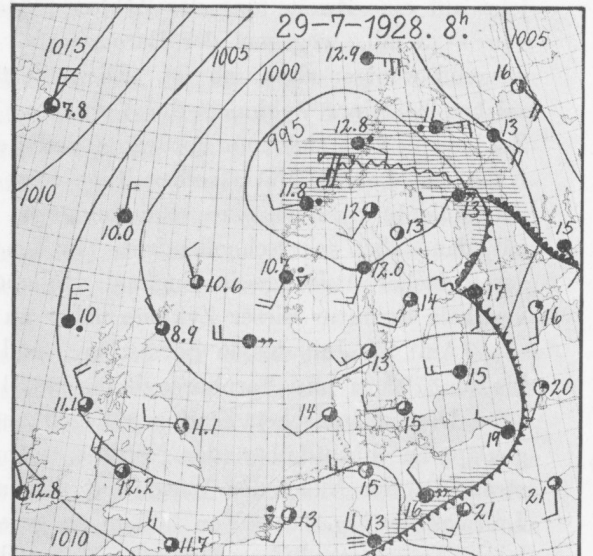
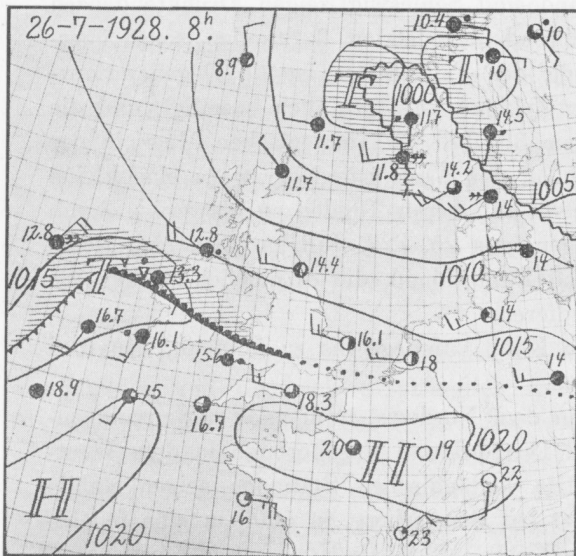
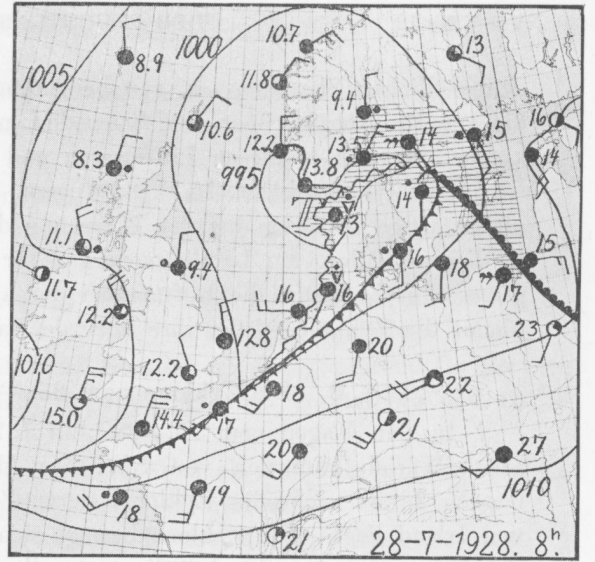
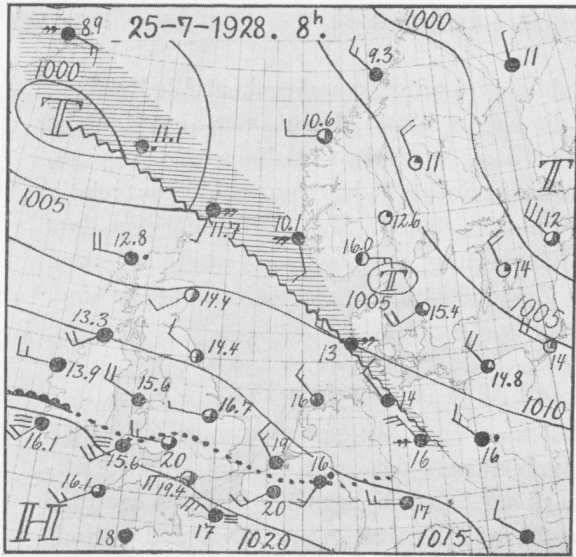
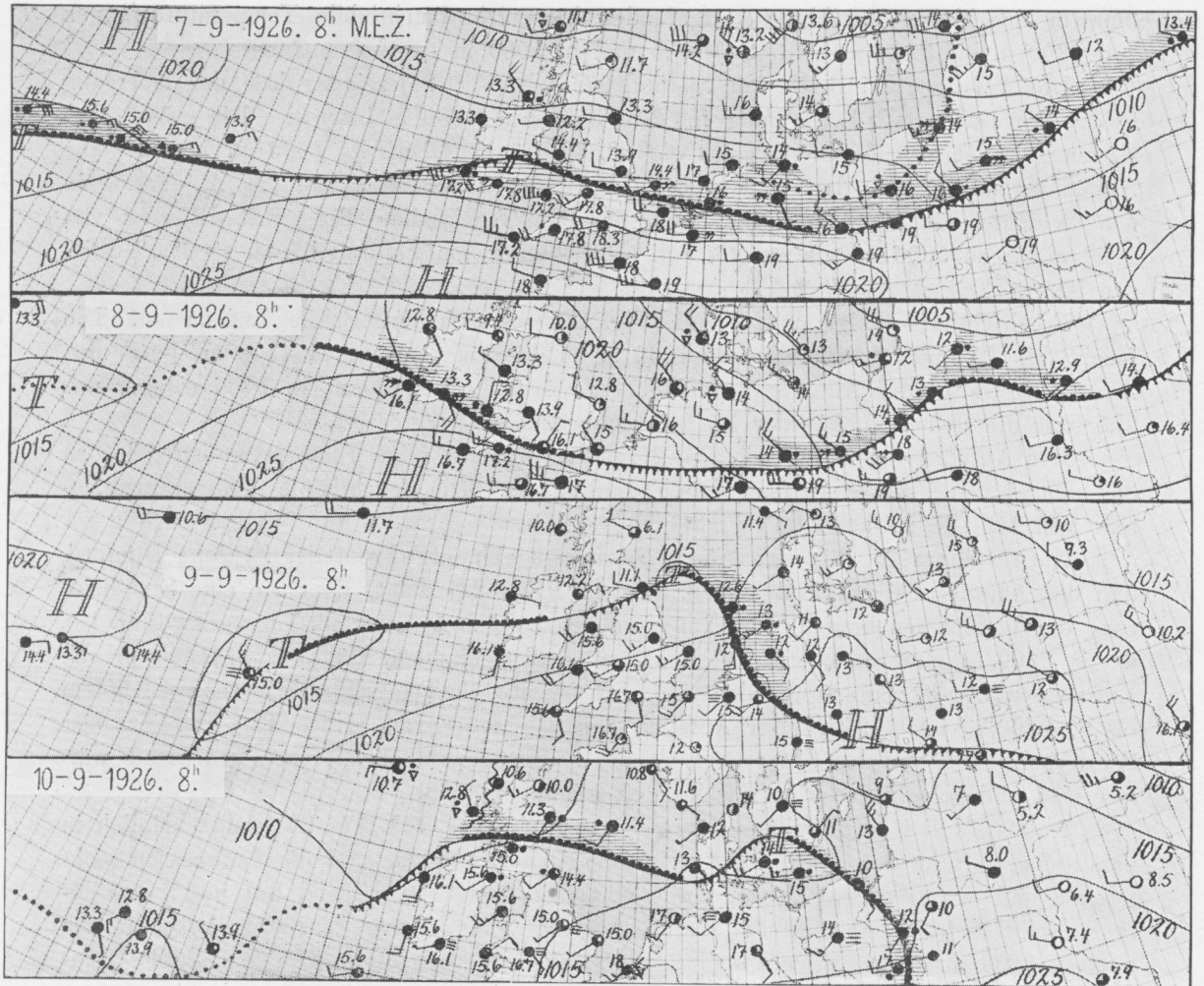


Fig. 14. Darmstadt 14/8 1928 9h o.  
15/8 1928 8h x. 16/8 1928 8h —.

Die punktierten Linien sind Kondensationsadiabaten nach Stüve.



Kartenserie IV.



Kartenserie V.

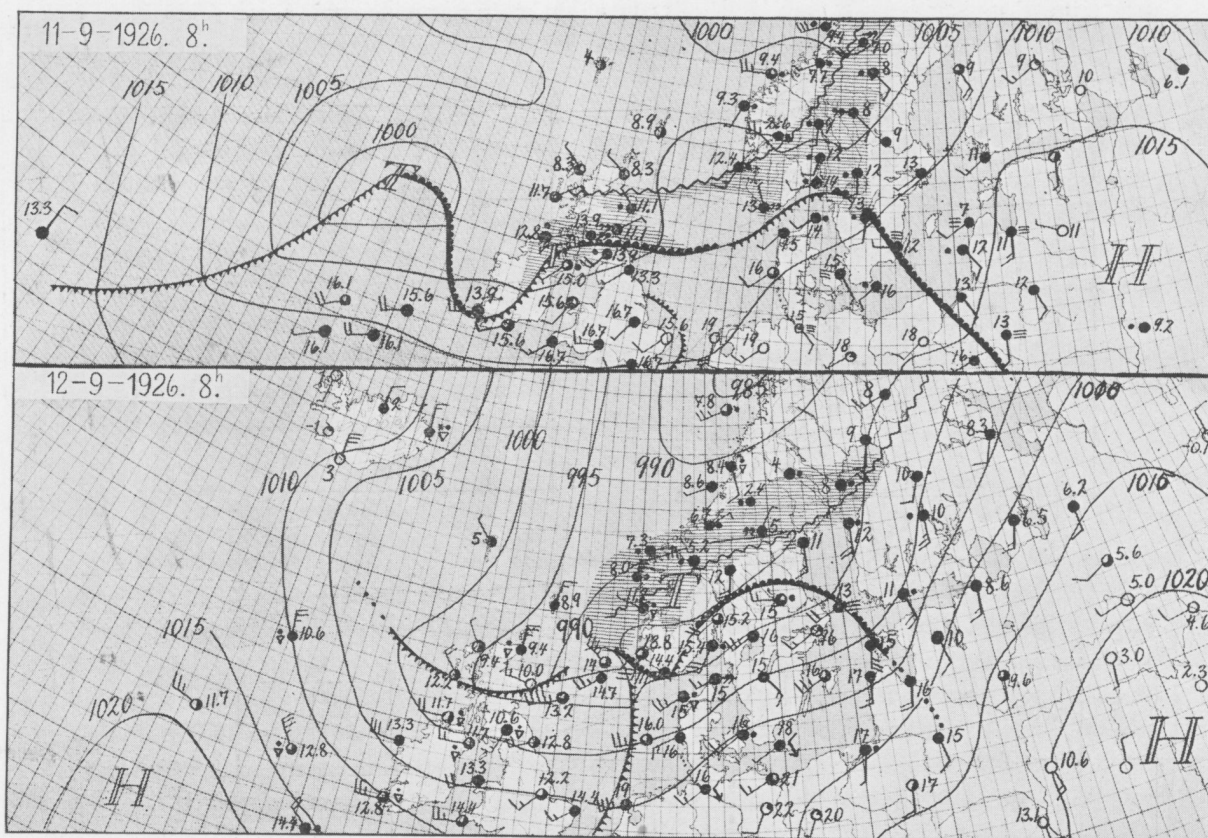
biler sind als die Luftmassen über Hamburg. Soesterberg hat bis zu 1500 m feuchtlabile Luftmassen und darüber bis zu 5000 m stabile Luftmassen. Hamburg hat in den unteren 2300 m feuchtlabile Luftmassen, dann bis zu 4600 m fast indifferente Luftmassen und dann bis zu 5500 m stabile Luftmassen. Die feuchtlabilen Temperaturdifferenzen von 500 m an gerechnet sind bei Soesterberg: in 1500 m  $+ 2^{\circ},6$ , in 2500 m  $+ 2^{\circ},5$ , in 4000 m  $- 0^{\circ},5$  und in 5000 m  $- 3^{\circ},7$ . Der Aufstieg bei Hamburg gibt folgende Werte: in 1500 m  $+ 2^{\circ},5$ , in 2400 m  $+ 4^{\circ},2$ , in 4600 m  $+ 3^{\circ},5$  und in 5500 m  $+ 2^{\circ},2$ . Die Feuchtlabilität der Luftmassen über Hamburg ist also bedeutend grösser als durchschnittlich in einem Nordweststrom, und es ist die Frage ob nicht die kleine Zyklone, «die Randbildung», an der Westküste Norwegens durch die Labilitätsenergie dieser Luftmassen bedingt ist.

### C. Wellen und Wirbel.

In der Arbeit «Wellen und Wirbel . . . .» (X) zeigen Bergeron und Swoboda wie an einer Grenzfläche zwischen verschiedenen Luftmassen zwei wesentlich verschiedene Störungen auftreten können, die sie «Wellenstörungen» und «Wirbelstörungen» nennen.

Bei der Wirbelstörung B fehlen leider genügend hohe Aufstiege im Warmsektor der Zyklone; es ist daher nicht möglich die Stabilitätsverhältnisse der warmen Luftmassen mit





Kartenserie V.

Sicherheit bestimmen zu können. Es ist aber wahrscheinlich, dass die Luftmassen im Warmsektor der Wirbelstörung *B* feuchtlabil gewesen sind. Die Niederschlagsmengen sind nämlich sehr gross, und bei Lindenberg hat man im Warmsektor am 13. Oktober morgens zwei Aufstiege, leider nur bis zu 1710 m und 1600 m. Der Aufstieg 6<sup>h</sup> zeigt Temperaturanstieg bis zu 500 m und von da ab feuchtlabile Luftmassen bis zu 1710 m. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 500 m bis zu 1710 beträgt  $+ 1^\circ$ . Der Aufstieg 10<sup>h</sup> zeigt Isothermie vom Boden bis zu 300 m und von da ab feuchtlabile Luftmassen. Die feuchtlabile Temperaturdifferenz von 300 m bis zu 1600 m beträgt  $+ 2^\circ$ . Es ist sehr wahrscheinlich, dass die Luftmassen, mindestens in den zentraleren Gebieten der Zyklone, bis zu grossen Höhen feuchtlabil gewesen sind.

Bei der Wellenstörung *A* hat man überhaupt keine aerologischen Aufstiege im Warmsektor über 1000 m. Man hat aber am 11. Oktober mehrere Gipfelstationen im Warmsektor, und von diesen eignen sich besonders Zugspitze und Hohenpeissenberg (43 km nördlich von Zugspitze), um ein Mass von den Stabilitätsverhältnissen der Warmsektorluft zu erhalten. Hohenpeissenberg liegt 994 m über dem Meer und Zugspitze 2962 m. Hohenpeissenberg hat bei dem Druck 903 mb die Temperatur  $10^\circ,8$  und Zugspitze 709 mb und  $-0^\circ,3$ . Diese Werte geben die Feuchtlabilität Null von 994 m bis zu 2962 m, und es ist wahrscheinlich, dass ein aerologischer Aufstieg im Warmsektor bis zu 5000 m positive Feuchtlabilität gezeigt hätte. Diese Wellenstörung *A* gibt teilweise sehr grosse Niederschlagsmengen, und in der Wetterkarte des Öffentlichen Wetterdienstes für Sachsen, Sächsische Landeswetterwarte, Dresden, am 11. Oktober findet man folgende Charakteristik der Welle: »Ein besonders ausgeprägter Ausläufer, der stellenweise kurze Zeit von fast wolkenbruchartigem Regen mit stürmischen Winden begleitet war, durchzog heute morgen Sachsen.»