

Dai 7 Gô.

(Nukigaki)

Teikiatu oyobi Kôkiatu no Kôzô ni tuite.

Syoin, Rigakusi, KOBAYASHI-Tatuo.

Nagaiaida, Teikiatu (Cyclone) wa marui Udu to kangacarete ita ga, 1919 n. ni Bjerknes ga *Polar-front* no Setu wo dasite kara, tadani kantanna Udu de naku, Minami to Kita to kara kuru Ondo no tigatta, hutatuno Kûki-no-nagare no Sayô de aru to ippanni sinzerareru yôni natta.

Sikasinagara, Teikiatu niwa, mattaku Polar-front wo motanai mono ya, matawa Ittui no utino hitotu dake sika motte inai mono ga sibasiba aru node, zibun wa yahari Teikiatu wo En-undô to kangae, Polar-front wa Teikiatu ni aru Dyôken no motoni arawareru mono to kangaeru hô ga ontô de aru to omou.

Kono Ronbun no hazimeno Hanbun wa, Polar-front ga ikanisite dekiru ka ni tuite, zibun no Kangae wo nobeta mono de aru.

§ 1 niwa *Squall-line* no Dekikata wo setumeisite aru. Teikiatu no naka de, En-undô ni Utimukino Nagare ga tomonai, I o-e ga Taiki no naka wo susumu toki, Nagare-no-sen wa Fig. 1 no yôni nari, hutoi Tensen de simesita ABC-sen ni sôte, Ondo no Discontinuity ga dekiru. Kono Discontinuity-no-sen no Iti wa Takasa ni yotte tigatte iru koto, Fig. 3 ni simesuyô ni naru hazu de aru. Sikasi kono Arisama wa huantei de atte, Dimen no ueno Discontinuity-no-sen wo koeta tumetai Kûki wa sono Maegawa ni kudureoti, kore ni kawatte atatakai Kûki ga osiagerareru. Kore ga sunawati Squall-line de aru. Mata Fig. 1 de, hosoi Tensen EBF no Utigawa ni aru Kûki wa Teikiatu no Naibu ni nagarekonde ueni nobori, Sotogawa no Kûki wa Usiro no hô ni nagare-saru. (Tyûsin ni taisite ieba). Yueni kono Sen wo Utini-mukau-nagare-no-sakai (Boundary of Centripetal Current) to naduketai. Nao Discontinuity-no-sen to Bounday-of-centripetal-current to wo ryôhoni nagaku hikinobasite miruto Fig. 4 no yôni naru Yueni Teikiatu wa, Boundary-of-centripetal-current no aida no hosonagai Bubun ni aru Kûki wo tori-satte, sono Ryûgawa no Kûki wo ai-hureru Iti ni motte kite, Taiki no Ondo no Katameki ni yoru Energy wo Squall-line no ue de hataraki-uru yôni suru Sayô wo motte iru to ieru.

Warm-front no Dekikata ni tuitewa, zibun wa, iroirono Gen'in de Taiki no nakani dekiru Ondo no Discontinuity wo, Teikiatu ga toraeruto, kore wo sono Warm-front tosite tamotu mono de aru to kangaeru. Korerano Discontinuity no dekiru Gen'in ni tuitewa, § 2 ni yottuno Baai wo setumeisite aru.

Fig. 5 wa kwanzenna Polar-front wo motu Teikiatu no Nagareno-sen wo simesu Setumei wa § 3 ni aru.

§ 4 niwa Kôkiatu (Anticyclone) mo hutatuno Discontinuity-no-sen no Wo wo hiku koto wo setumeisite aru.

§ 5 niwa nin'ino Kiatsu-no-haiti ni okeru, Suityoku no Hôkô no Kûki-no-nagare no Sokudo wo keisansite aru. Sore ni tuduite, § 6 de Teikiatu no Naka-no-bubun no, uemukino Nagare to sono Dimen ni taisuru Reaction to wo keisansite aru.

Teikiatu no nakano uemukino Nagare wa, nagai aida Heat-convection to kangaerarete ita. Sikaruni, konogoro takai Sora no Kwansoku ga sibasiba okonawareru yôni natte kara, Teikiatu no Diku no Tikaku no Ondo wa Mawari no Ondo yorimo ippanni hikui koto ga wakatta ga, maeno Setumei ni kawaru kwanzenna Setumei ga dekite inai. Zibun wa, koro Teikiatu no nakano uemukino Nagare wa, Kaze to Dimen to no aidano Masatu ni yotte okoru utimukino Nagare no Kekkwa tosite, tôzen okoru mono to kangaeru. Iikaereba, Teikiatu no sitano Bubun wa, kono utimukino Nagare ni yotte, mitasareru tameni, Kiatsu ga tuneni ueno Bubun ni kurabete takasugiru yôni naru Katamuki ga aru. Koro Aturyoku no Huheikin ga uemukino Nagare wo osiageru no de aru. Sosite, sore ni hituyôna yobunno Aturyoku wa § 6 ni keisansita Reaction ni hitosii.

No. 7.

(Verlegt Juli 1924)

Über die Mechanismen der Zyklonen und Antizyklonen.⁽¹⁾

Von

Tatuo KOBAYASI, *Rigakusi*.

Mitglied des Instituts.

Man glaubte lange Zeit hindurch, dass Zyklonen kreisförmige Wirbel sind, aber seitdem J. Bjerknes im Jahre 1919 seine Theorie der Polarfronten veröffentlichte, zeigte es sich, dass sie nicht einfache Kreisbewegungen sind. V. Bjerknes erklärte sie im Jahre 1921 als Wellenerscheinungen in der Atmosphäre.

In der Tat haben die meisten Zyklonen Paare von Polarfronten, obwohl es auch viele andere gibt, die auch sehr stark und von langer Dauer sind, die aber keine oder nur eine Diskontinuitätslinie der Temperatur besitzen. Insbesondere, wenn die Zyklonen sich einige Zeit an einem Punkte aufhalten, kann man diese Linie im allgemeinen nicht beobachten. Aus diesem Grunde ist es vielleicht richtiger, die Zyklonen dennoch als Kreisbewegungen anzusehen, aber als solche, die vom Dasein der Polarfronten beeinflusst werden. Demnach ist die Existenz der Polarfronten für die Zyklonen nicht unbedingt notwendig, sondern die Zyklonen haben Polarfronten, wenn gewisse Bedingungen erfüllt werden.

In der vorliegenden Abhandlung will ich meine Ansichten über die Bildung der Polarfronten und einige Mechanismen der Zyklonen und Antizyklonen niederlegen :

(1) Diese Abhandlung wurde in "Japanese Journal of Astronomy and Geophysics Vol. 1 No. 7" in englischer Sprache herausgegeben.

§ 1. Die Entstehung der kalten Fronten.

Um die Bewegungen der Luft in der ganzen zyklonischen Region in mathematischen Formeln zu beweisen, ist es nötig, von einigen, möglichst dem wirklichen Zustande gleichenden Voraussetzungen über die Verteilung der Windgeschwindigkeit auszugehen.

Mehrere Untersuchungen sind in dieser Hinsicht gemacht worden, aber wenn wir die tatsächlichen Beispiele prüfen, finden wir, dass die Änderungen der Windgeschwindigkeit in verschiedenen Abständen von den Zentren in einem gewissen Zentralgebiete der Zyklonen nicht bemerkbar sind, obwohl die Verteilungen infolge der Irregularität der Erdoberfläche sehr unregelmässig sind. Wir wollen dieses Gebiet einer Zyklone die Hauptregion nennen. Überdies haben die barographischen Aufzeichnungen von den Hauptregion der vorüberziehenden Zyklonen immer die Formen von Hyperbeln, wenn sie von tiefen, V-förmigen Isobaren nicht begleitet werden. Hyperbeln sind Kegelschnitte, daher können wir die Depressionen als kegelförmig (ausgenommen diejenigen Teile in der Nähe der Zentren) und die barographischen Aufzeichnungen als ihre exzentrischen Durchschnitte ansehen. Aus diesen zwei Gründen scheint die Voraussetzung dem wirklichen Zustande nahe zu kommen, dass der Druckgradient, und folglich der geostrophische Wind, in der Hauptregion einer Zyklone konstant ist. (Weil wir hier nur die außertropischen Zyklonen betrachten, wird der geostrophische Wind den Gradientwind darstellen.)

Die Abnahme des Gradienten ausserhalb der Hauptregion ist von der Druckverteilung in der Umgebung abhängig. Darum können wir eine beliebige, vernünftige Voraussetzung darüber machen. Hier nehmen wir an, dass weder ein aufsteigender noch ein absteigender Strom in diesem Gebiet sei. Diese Bedingung ist (vgl. § 5.)

$$\frac{\partial V}{\partial r} + \frac{V}{r} = 0, \dots \dots \dots (1)$$

wo V die Geschwindigkeit des geostrophischen Windes und r der Abstand vom Zentrum ist.

Durch Integration folgt;

$$Vr = \text{konstant} \dots \dots \dots (2)$$

R sei der Radius der Hauptregion und \bar{V} der geostrophische Wind in dieser Region, dann muss die folgende Bedingung erfüllt werden.

$$Vr = \bar{V}R. \dots \dots \dots (3)$$

Wir wissen auch:

$$V = \frac{1}{2\omega \sin \phi \rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \dots \dots \dots (4)$$

wo p der Druck, ρ die Dichtigkeit, ϕ die Breite und ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde ist.

Hieraus, wenn G der barometrische Gradient in der Hauptregion ist, folgt;

$$r \frac{\partial p}{\partial r} = RG,$$

und daher

$$p = RG \log r + \text{konstant} \dots \dots \dots (5)$$

Die Konstante soll so bestimmt werden, dass der Druck bei R stetig ist.

Diese Formel zeigt, dass der Druck bei einem unendlichen Abstand unendlich wird. Aber die Formel ist nur für solche Gebiete anwendbar, wo es keine vertikale Bewegung gibt; ein solches Gebiet kann sich nicht sehr weit erstrecken.

Mögen wir annehmen, dass die translatorische Bewegung des zyklonischen Systems von der Ursache herrührt, dass das System von der generellen Strömung der höheren Atmosphäre mitgeführt wird, oder dass es selbst die Fähigkeit zum Fortbewegen hat, so ist klar, dass das System sich durch die untere Atmosphäre Bahn bricht. Wenn wir die generelle Bewegung der unteren Atmosphäre vernachlässigen, hat ein zyklonisches System in Bezug auf die untere Atmosphäre und in Bezug auf die Erdoberfläche (translatorisch) die gleiche Geschwindigkeit. Wir wollen diese Geschwindigkeit mit v bezeichnen.

Wir denken uns ein Polarkoordinatensystem, dessen Anfangspunkt im Zentrum der Zyklone ruht und sich mit dem Zentrum bewegt.

Dann ist die von der Translation des Anfangspunktes entstehende relative Geschwindigkeit der Luft in der Richtung $\theta=180^\circ$.

$$\begin{aligned} r\dot{\theta} &= v \sin \theta, \\ \dot{r} &= -v \cos \theta. \end{aligned}$$

Ist U die Windgeschwindigkeit der Luftschicht, die wir betrachten, so können wir setzen :

$$JV = U, \dots \dots \dots (6)$$

wobei vorausgesetzt wird, dass J eine Funktion nur der Höhe, und konstant über das ganze zyklonische Gebiet ist. Dann ist die rotatorische Geschwindigkeit

$$\begin{aligned} r\dot{\theta} &= U \cos \alpha, \\ \dot{r} &= -U \sin \alpha, \end{aligned}$$

wo α der Winkel zwischen der Windrichtung und der Isobare ist.

Demnach ist die totale Bewegung

$$\left. \begin{aligned} r\dot{\theta} &= U \cos \alpha + v \sin \theta \\ \dot{r} &= -U \sin \alpha - v \cos \theta \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

Daher erhalten wir die Gleichung der Stromlinien :

$$\frac{d\theta}{dr} = \frac{\dot{\theta}}{\dot{r}} = -\frac{1}{r} \frac{U \cos \alpha + v \sin \theta}{U \sin \alpha + v \cos \theta} \dots \dots \dots (8)$$

\bar{U} sei U in dem Hauptgebiet, so lässt sich schreiben

$$\kappa v = \bar{U}. \dots \dots \dots (9)$$

Dann ist die Gleichung der Stromlinien im Gebiet $r < R$:

$$\frac{d\theta}{dr} + \frac{1}{r} \frac{\kappa \cos \alpha + \sin \theta}{\kappa \sin \alpha + \cos \theta} = 0, \dots \dots \dots (10)$$

Das Integral dieser Gleichung ist

$$\begin{aligned} \log(\kappa \cos \alpha + \sin \theta) + \frac{2\kappa \sin \alpha}{\sqrt{\kappa^2 \cos^2 \alpha - 1}} \tan^{-1} \left\{ \frac{\sqrt{\kappa \cos \alpha - 1}}{\sqrt{\kappa \cos \alpha + 1}} \tan \left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right\} \\ + \log r = \text{konstant.} \dots \dots \dots (11) \end{aligned}$$

Die Gleichung im Gebiet $r > R$ ist (aus 3, 6 und 9)

$$\frac{d\theta}{dr} + \frac{1}{r} \frac{R\kappa \cos \alpha + r \sin \theta}{R\kappa \sin \alpha + r \cos \theta} = 0. \dots \dots \dots (12)$$

Die Lösung davon ist

$$\kappa R \theta \sin \alpha + r \sin \theta + \kappa R \cos \alpha \cdot \log r = \text{konstant} \dots \dots (13)$$

Fig. 1. ist aus den Gleichungen (11) und (13) gezeichnet worden, woraus sich zu κ und α die folgenden Werte ergeben, welche auf dem Boden möglich sind :

$$\kappa = 3, \quad \alpha = 20^\circ.$$

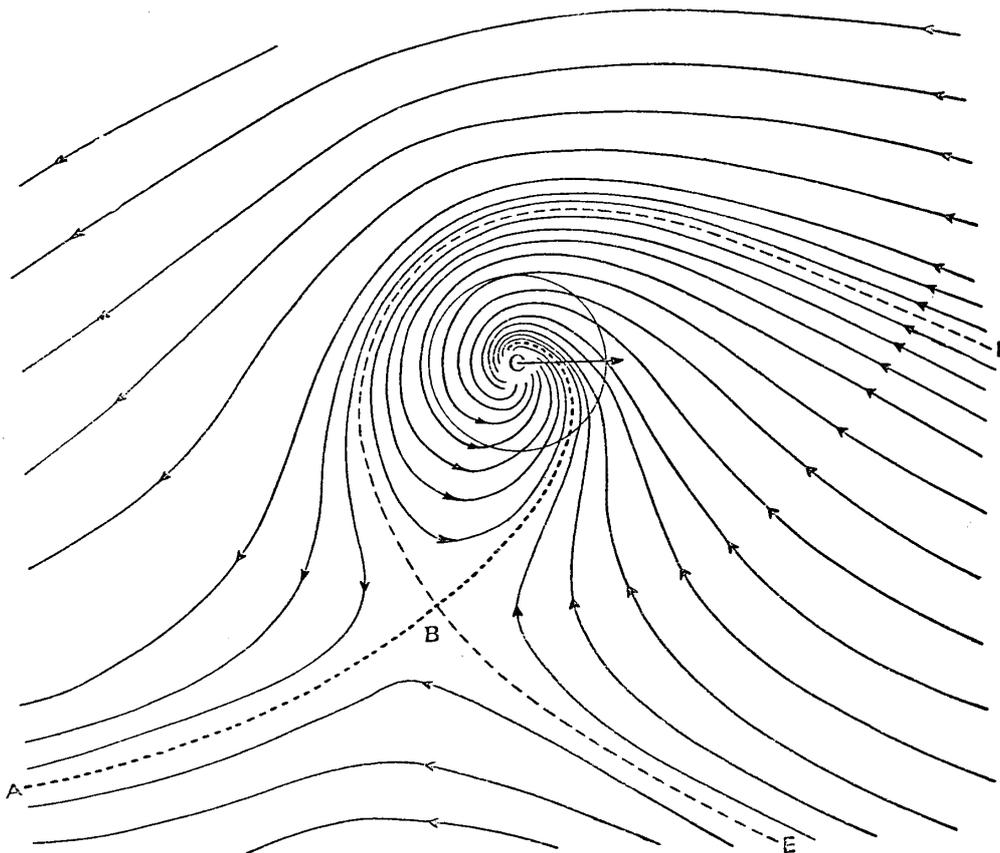


Fig. 1. Bahnlinien der zyklonischen Strömung in Bezug auf das Zentrum.

Weil die Bewegung der Luft stationär in Bezug auf das Koordinatensystem ist, sind die Stromlinien gleichzeitig die Bahnlinien der

Luftteilchen. Darum, wenn wir diese Bahnlinien durch die zur Erdoberfläche ruhenden Koordinaten ersetzen, erlangen wir Windbahnen oder Trajektorien. In Fig. 2. sind einige Bahnlinien von Fig. 1 zu Trajektorien transformiert worden.

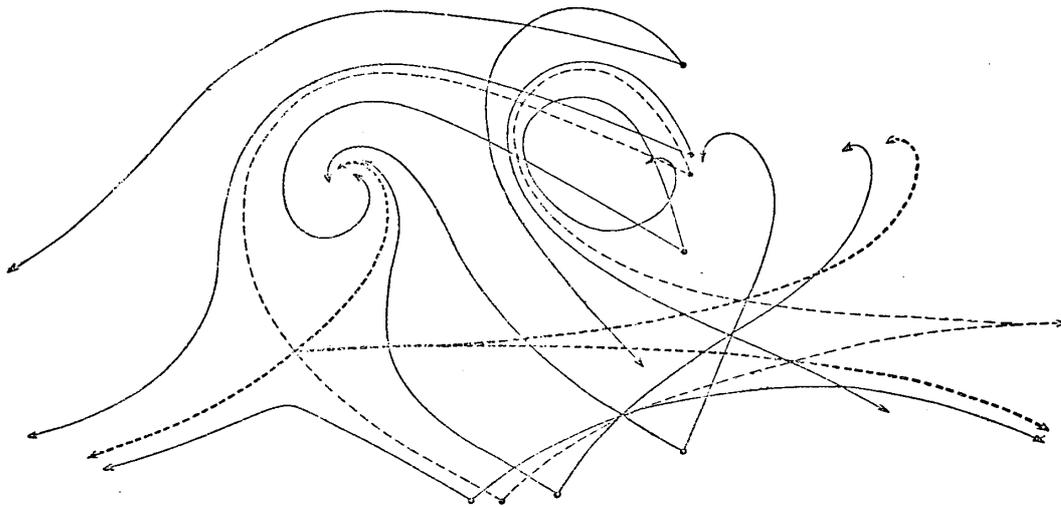


Fig. 2. Trajektorien, die von der Bahnlinien von Fig. 1. transformiert wurden.

Die oben angeführten Rechnungen kann man nur für außertropische Zyklonen anwenden, deren niedriger Druck hauptsächlich von der Ablenkungskraft der Erdrotation aufrechterhalten wird. Die tropischen Zyklonen, deren Druckgradienten von der Zentrifugalkraft ausgeglichen werden, müssen ungleiche Geschwindigkeiten an ihren beiden Seiten haben, wenn sie sich fortbewegen.

Das Resultat, welches wir oben theoretisch erhalten haben, wenn wir eine Zyklone ansehen als ein System mit einer augenblicklich kreisförmigen Bewegung und einem bewegenden Zentrum, kann man mit den Diagramm vergleichen, welche die wirklichen Beispiele der Strömungen in den zyklonischen Gebieten in Bezug auf die Zentren zeigen und welche Napier Shaw und R. G. K. Lempfert untersucht haben.⁽¹⁾ Die Ähnlichkeit der Bahnlinien dieser Diagramme ist beträchtlich.

(1) M. O. No. 174, plates III und IV.
Forecasting Weather, first edition, p. p. 199-201.

Um dieses Diagramm zu bekommen, haben wir mehrere Voraussetzungen gemacht. Aber wir erhalten immer die gleichartigen Diagramme, wenn die folgende, für alle Zyklonen zutreffende Bedingung erfüllt wird, und zwar dass die translatorische Geschwindigkeit kleiner ist als die Windgeschwindigkeit in der inneren Region und grösser als diejenige in dem vom Zentrum weitentfernteren Gebiete. Wenn wir unregelmässige Verteilung der Windgeschwindigkeiten und der Werte von J und α , mit Rücksicht auf die verschiedene Gestaltung der Erdoberfläche betrachten wollen, so können wir dieses Diagramm graphisch zeichnen.

Aus Fig. 1 erkennen wir, dass die Bahnlinien, welche früher weit entfernt waren, mit einander in Berührung kommen längs der dicken, punktierten Linie ABC. Darum muss, wenn der Temperaturgradient in der Richtung senkrecht zur Bewegung der Zyklone existiert, Diskontinuität der Temperatur längs dieser Linie entstehen, welche die kalte Front bildet.

Wenn diese Ansicht richtig ist, muss die Diskontinuitätslinie der Temperatur verschwinden, sobald die Zyklone in ein Gebiet ohne Temperaturgradient kommt, und die kalte Front wieder entstehen, wenn die Zyklone in eine Region mit Temperaturgradient kommt. Deshalb scheint es, dass das Phänomen einer starken Böe entsteht, nachdem eine Zyklone in eine Region eintritt, welche einen grossen Temperaturgradient hat, und zwar auf der rechten Seite der Zyklone.

Die Gleichung der kalten Front wird wie folgt erhalten. Diese Linie passiert den Punkt B , wo keine Strömung in Bezug auf das Zentrum existiert. Dieser Punkt wird durch $\theta = 270^\circ - \alpha$, $r = \kappa R$ ausgedrückt. Ersetzen wir diese Werte durch θ und r in der Gleichung (13), so finden wir den der kalten Front entsprechenden Wert der Konstante auf der rechten Seite. Die Konstante der Gleichung (11) muss man so bestimmen, dass sie stetig bei $r = R$ ist.

Wir betrachten Fig. 1., die der Strömung in der Nähe der Erdoberfläche entspricht. Nun sollen sich die Werte von α und J , folg-

lich von κ , mit der Höhe folgendermassen ändern : (unter Bezugnahme auf die Abhandlung von G. M. B. Dobson.⁽¹⁾)

Höhe in m.	α	κ
0	20°	3
200	16°	4.5
400	12°	5.1
600	8°	5.3
800	4°	5.3
1000	0°	5.3

Die Lagen der Diskontinuitätslinien in verschiedenen Höhen, welche aus den obigen Werten berechnet wurden, werden in Fig. 3. gezeigt.

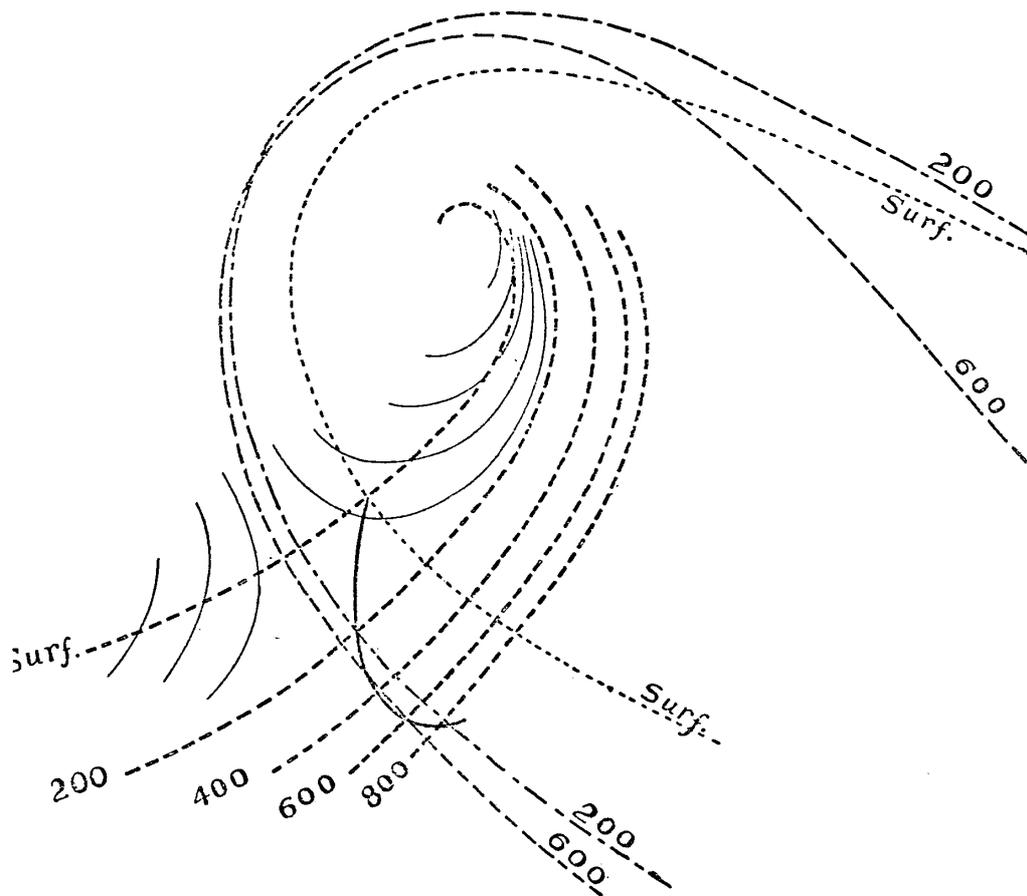


Fig. 3. Diskontinuitätslinien und Grenzen des zentripetalen Stromes in verschiedenen Höhen.

(1) Q. J. Roy. Met. Soc., April, 40 (1914), p. 123.

Die dicke vollausgezogene Linie stellt die Projektion der Bahn des Punktes *B* dar, die dünnen vollausgezogenen Linien sind die Stromlinien in 200 m Höhe, welche zeigen, wie diese Strömungen über die Diskontinuitätslinie in der Nähe des Bodens dahinziehen. Der Einfachheit halber wollen wir als Richtung der Fortbewegung der Zyklone Osten annehmen. Wenn die Temperatur gegen Süden höher ist, dann ist die Südostseite der Diskontinuitätslinie wärmer, genau wie bei den Böenlinien. In diesem Falle ist der Zustand von Fig. 3. nicht stabil und die kalte Luft, welche über die kalte Front auf den Boden strömt, muss herabstürzen. Wenn wir die Diskontinuitätslinie nur von einzelnen Schichten aus betrachten, so muss sich diese Linie mit derselben Geschwindigkeit wie das Zentrum fortbewegen. Aber zufolge der herabfallenden Strömung wird sich die kalte Front schneller fortbewegen als das Zentrum. Das ist tatsächlich immer der Fall. Die Lage der Grenzfläche zwischen der warmen und kalten Luft ist daher vielleicht ziemlich verschieden von derjenigen von W. Schmidt's Experiment⁽¹⁾, welches die Art der Fortbewegung der dichteren Luft nur durch die Schwerkraft zeigt.

In Fig. 1. ist die dünne, punktierte Linie EBF, welche durch dieselbe Gleichung ausgedrückt wird, wie die Diskontinuitätslinie, die Grenzlinie von zwei Arten Strömungen: die eine kommt auf die innere Seite dieser Linie, gelangt in die Zentralregion und steigt auf, die andere läuft außerhalb dieser Linie und strömt nach rückwärts hinweg. (relativ gesprochen). Darum mag diese Linie "die Grenze des zentripetalen Stromes" genannt werden.

Es ist nötig, die Lagen der Diskontinuitätslinien und der Grenzen des zentripetalen Stromes durch Weiterverlängerung nach beiden Richtungen zu untersuchen. Zu diesem Zweck setzen wir voraus, dass der Weg der Zyklone geradlinig sei, und denken uns sechs Punkte an dieser Linie 10R, 25R und 50R vom Zentrum nach beiden Richtungen entfernt. (R: Radius der Hauptregion). Nun suchen wir die Abstände der Diskontinuitätslinien und der Grenzen des zentripetalen

(1) Meteorologische Zeitschrift, 28 (1911), S. 357.

Stromes von diesen Punkten aus der Gleichung (13). Dann erhalten wir folgende Werte : (Einheit : R).

Abstände der Diskontinuitätslinien von der Achse			
Höhe in m.	bei 10R	25R	50R
0	5.94	8.03	9.77
200	8.27	11.05	13.65
400	9.29	12.56	15.53
600	9.80	13.27	16.42

Abstände der Grenzen des zentripetalen Stromes von der Achse.				
Höhe in m.	bei 10R	25R	50R	
0	nördliche	1.62	4.20	6.30
	südliche	8.15	10.59	12.56
200	nördliche	2.13	6.13	9.09
	südliche	10.72	13.99	16.89
400	nördliche	3.54	8.07	11.52
	südliche	11.47	15.03	18.24
600	nördliche	5.38	10.00	13.54
	südliche	11.30	15.00	18.30

Querabstände zwischen den nördlichen und südlichen Grenzen des zentripetalen Stromes.			
Höhe in m.	bei 10R	25R	50R
0	6.53	6.39	6.26
200	8.59	7.86	7.80
400	7.93	6.96	6.72
600	5.92	5.00	4.76

Wenn diese Abstände von der Inklination berichtigt werden, sind die wirklichen Breiten des zentripetalen Stromes wie folgt :

Breiten des zentripetalen Stromes.			
Höhe in m.	bei 10R	25R	50R
0	6.3	6.3	6.3
200	8.0	7.7	7.7
400	7.3	6.8	6.6
600	5.3	4.8	4.6

Die Lagen dieser Linien werden in Fig. 4. gezeigt. Selbstverständlich, bleiben die Diskontinuitätslinien nicht in diesen Lagen. Aber das Diagramm zeigt, dass die Abstände zwischen diesen Linien in verschiedenen Höhen zunehmen sogar noch bei 50R, und daher ziehen die Strömungen der höheren auf die unteren Diskontinuitätslinien hinüber, und das Hinabstürzen dauert fort.

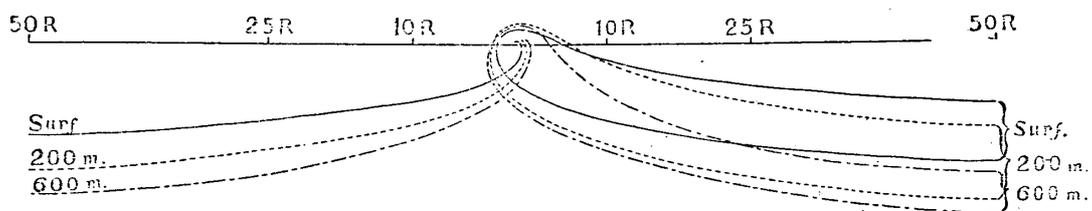


Fig. 4. Diskontinuitätslinien und Grenzen des zentripetalen Stromes in verschiedenen Höhen bis zu 50R verlängert.

Wir können durch diese Diagramm erkennen, dass die Luft, welche in die innere Region der Zyklone hineinfliesst, nicht von allen Richtungen kommt, sondern nur die Luft, welche in dem Gürtel zwischen der nördlichen und südlichen Grenze des zentripetalen Stromes liegt, gelangt zur Hauptregion der Zyklone und steigt auf. Die Breite des Gürtels ist die grösste bei ungefähr 150 m Höhe, (für die früher angeführten Zustände), nachher nimmt sie mit der Höhe ab, und bei 1000 m wird sie null.

Weil wir die Breite des Gürtels kennen, können wir den Unterschied der Temperatur an beiden Seiten der kalten Front berechnen, wenn wir die Werte des Temperaturgradienten wissen.

Als Folge der obigen Untersuchungen können wir sagen, dass die bewegte Zyklone die Luft in einem Gürtel wegnimmt, und die auf beiden Seiten dieses Gürtels befindliche Luft in Berührung bringt, wenn also ein Temperaturgradient in diesem Felde existiert, macht er die Energie an den kalten Front arbeitsfähig.

§ 2. Die Bildung der warmen Fronten.

Über die Bildung der warmen Fronten oder der Kurslinien, habe ich noch nicht genügende Tatsachen, um ihre wirklichen Ursachen festzustellen. Aber ich will die folgenden vier Theorien vorschlagen, welche die wahrscheinlichsten zu sein scheinen :

1. Wir können uns denken, dass, wenn es die vom Aufsteigen begleiteten, konvergierenden Strömungen in einem Felde mit Temperaturgradienten gibt, sich die warme Front aus kleinen Diskontinuitäten der Temperatur entwickeln kann. Wir haben viele Beispiele der Zyklonen, welche die warme Front folgenderweise bildeten. Wenn eine Zyklone in die Nähe eines Landes (auf dem See) oder eines Gebirges (auf dem Land) kommt und der Wind hier ein Hindernis findet, so wird eine Ausbuchtung der Isobare, im allgemeinen, auf der Leeseite des Hindernisses erzeugt. Die Diskontinuitätslinie der Temperatur stellt sich oft längs der Scheitelbahn dieser Ausbuchtung der Isobaren dar, vielleicht weil der Aufstieg der Luft bei dieser Linie sehr stark ist. (vgl. § 5).

2. Die Diskontinuitätslinie der Temperatur, welche die warme Front einer Zyklone wird, mag von der vorhergehenden Zyklone entstanden sein. Wie es in § 1 erklärt wurde, lässt die Zyklone eine Diskontinuitätslinie in ihrem "Kielwasser" zurück. Wenn die Zyklone fortschreitet, hört das Herabstürzen an der Böenlinie auf, die Inklination der Grenzfläche wird grösser und die Diskontinuität bleibt zurück.

Wenn eine Zyklone einmal diese Diskontinuitätslinie ergreift, wird sie sie als ihre warme Front behalten.

3. Es ist ein wohlbekanntes Faktum, dass die meisten tropischen Zyklonen in den Tropengegenden entstehen, nach nordwestlicher Richtung fortschreiten, und wenn sie in die gemässigte Zone eintreten, ihren Lauf nach Nordosten ändern. Nun denken wir uns eine Zyklone, welche sich noch nach dem Nordwesten bewegt. Dann muss die Diskontinuitätslinie auf ihrer rechten Seite gebildet werden und sich nach Nordosten erstrecken. Wenn die Temperatur gegen Süden höher ist, umgibt der sogenannte Warmesektor die drei Seiten des Zentrums und nur der nördliche Quadrant ist kalt. Die warmen Strömungen der höheren Schichten ziehen die Diskontinuitätslinien der unteren Lagen hinüber und verbreiten sich über die kalte Luft auf der kalten Seite dieser Linie. Diese Konstruktion ist stabil und ganz gleich derjenigen der warmen Front. Die Zyklone ändert ihren Lauf nach ihrem Eintritt in die gemässigte Zone, wo der latitudinale Temperaturgradient merklich und die Ablenkungskraft der Erdrotation auch grösser ist, sodass sich die Diskontinuität der Temperatur stark entwickeln kann. Diese Diskontinuitätslinie der Temperatur kann zur warmen Front werden, nachdem die Zyklone ihren Kurs ändert. Dieser Ursprung ist sehr möglich, aber ich habe hierüber keine positiven Daten. Bloss in südlichen Gegend der U. S. A., wenn sich eine Zyklone nach dem Nordwesten fortbewegt, biegen sich die Isothermen im allgemeinen von Norden gegen das Zentrum. Das zeigt, dass ein schmaler kalte Sektor gebildet wird.

4. Auch Antizyklonen lassen Diskontinuitätslinien der Temperatur zurück, wenn sie sich durch die generale Atmosphäre fortbewegen. (vgl. §4). In meiner vorigen Abhandlung⁽¹⁾ habe ich darauf aufmerksam gemacht, dass die warme Front bis zu einer bewegten Antizyklone reicht, und dass sich dieselbe mit dem Fortschreiten der warmen Front bewegte. Dieser Ursprung ist auch möglich.

(1) Q. J. Roy. Met. Soc., April, 84 (1922).

Es mag noch andere Ursachen geben, welche die Diskontinuitätslinien der Temperatur auf der Erdoberfläche hervorbringen. Ich glaube, dass die warme Front für die Zyklone nicht unbedingt notwendig ist. Aber, wenn die Zyklone einmal eine Diskontinuitätslinie der Temperatur ergreift, wird sie diese Linie als ihre warme Front behalten. Ich beabsichtige, später wieder darüber zu berichten, wenn es mir gelingt, genügende Tatsachen zu sammeln.

§ 3. Zyklone mit Polarfronten.

Der Strömungszustand einer Zyklone ohne warme Front ist in §1. erwähnt worden. Wenn eine warme front, wie es Bjerknes's Diagramm zeigt, von Südosten hereinkommt, werden die Strömungen modifiziert, wie Fig. 5.

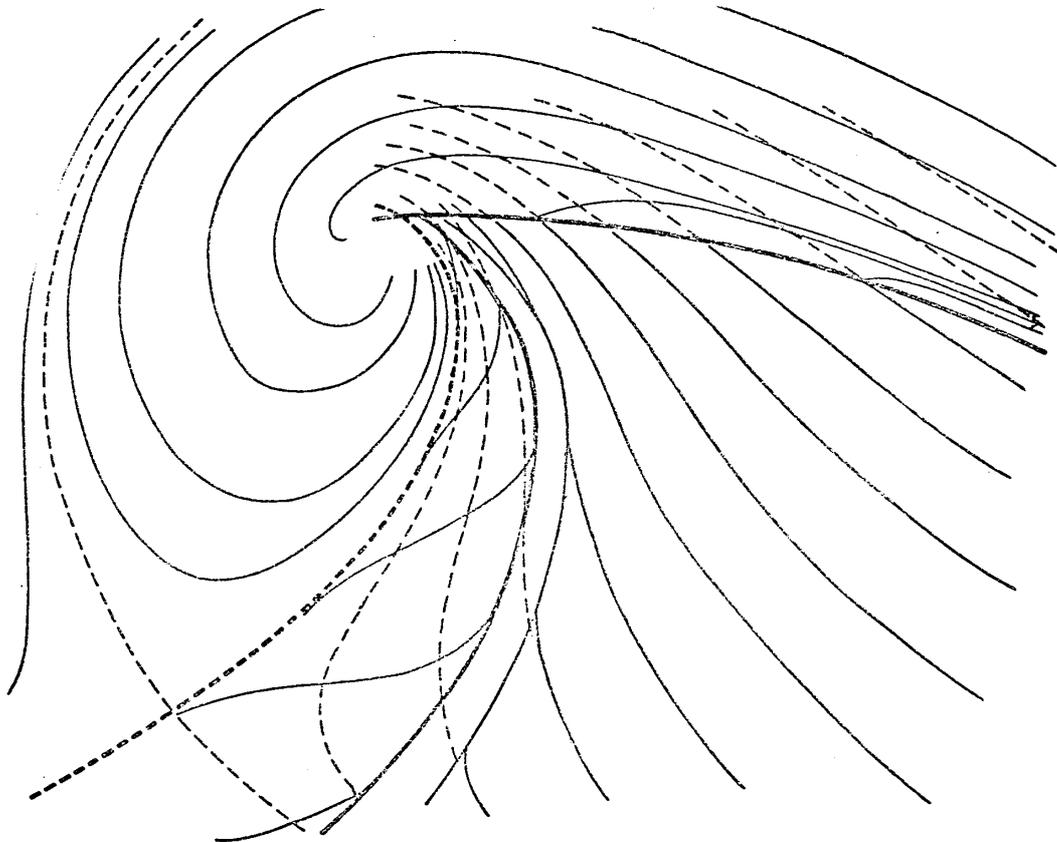


Fig. 5. Stromlinien einer Zyklone mit Polarfronten.

Die dicken, vollausgezogenen Linien sind die Polarfronten, die dünnen vollausgezogenen Linien sind die Bahnlinien der Strömungen auf dem Boden. Die punktierten Linien sind die ursprünglichen Lagen der modifizierten Linien, wie in Fig. 1.

Durch das konstante Herabstürzen der kalten Luft, welche über die unteren Diskontinuitätslinien dahinfließt, schreitet die kalte Front weit vor der Diskontinuitätslinie auf dem Boden fort. Die warme Strömung, welche von dem Fortschritt der kalten Front behindert wird, muss aufsteigen.

Die Stromlinien der herabfallenden Luft zwischen der Böenlinie und der Diskontinuitätslinie auf den Boden wurden entsprechend den Richtungen in höheren Schichten gezeichnet; die Teile in der Nähe der Diskontinuitätslinie gemäss den Richtungen der Strömung in geringer Höhe, die Teile in der Nähe der Böenlinie gemäss den noch grösseren Höhen. Die Strömung in diesem Teil ist nicht stationär in Bezug auf das Zentrum, deshalb sind die Stromlinien in diesem Teil nicht Bahnlinien.

Das Faktum, dass die warme Front so liegt, wie in Fig. 5. gezeigt wurde, und nicht so, dass sie gegen Norden mit den Stromlinien in Fig. 1. gebogen ist, ist wohl möglich, weil die kalte Strömung in der Nähe der warmen Front von der warmen Strömung bedeckt wird. In diesem Zustand muss die Fortpflanzung der Windgeschwindigkeit von der höheren Schicht—warme Strömung—nach der unteren—kalte Strömung—kleiner sein, als der kontinuierliche Zustand. Noch dazu ist die Geschwindigkeit dieser warmen Strömung kleiner als die dieser Höhe entsprechende Geschwindigkeit, weil sie von der unteren Schicht aufsteigt.

Die Bahnlinien auf der kalten Seite der warmen Front werden nach dem Süden stark abgelenkt. Die Fortbewegung der warmen Front nach der kalten Seite muss von diesem Mangel der Strömung auf der kalten Seite herrühren.

Wenn Fig. 5. in ein synoptisches, an der Erdoberfläche fixiertes

Diagramm (von Stromlinien) umgewandelt wird, erhalten wir ein sehr ähnliches Diagramm wie Bjerkenes.

§ 4. Antizyklonen.

Die Druckverteilung der Antizyklone ist im allgemeinen viel unregelmässiger als diejenige der Zyklone. Deshalb mag es einigermassen vermunftwidrig erscheinen, dieselbe Methode wie in §1. für eine bewegte Antizyklone anzuwenden. Aber, wenn wir voraussetzen, dass die Isobaren beinahe kreisförmig sind und ausserhalb einer gewissen Region die Windgeschwindigkeit mit dem Abstand vom Zentrum abnimmt, erhalten wir die gleiche Art eines Diagramms wie Fig. 1., ausgenommen das Zentrumsgebiet, welches windlos ist. Aber in Fig. 1. muss sowohl die Bewegung des Zentrums als auch die Strömungen gerade in umgekehrter Richtung erfolgen. Dann wird die Linie *ABC* zur Grenzlinie von zwei Strömungen, welche sich nachher trennen und die Linie *EBF* wird zur Diskontinuitätslinie. Die absteigende Luft in einer Antizyklone ist im allgemeinen wärmer als die umgebende Luft, weil sie adiabatisch zusammengedrückt ist, während die Temperaturabnahme mit der Höhe in der umgebenden Region immer kleiner ist als die adiabatische. Nur wenn Wolken in die Region der absteigenden Luft mitgeführt werden, und in ihr verdunsten, kann die Temperatur niedriger sein als das umgebende Gebiet. Deshalb lässt die Antizyklone zwei Diskontinuitätslinien der Temperatur in ihrem "Kielwasser" zurück.

§ 5. Erzwungene, vertikale Strömung der Luft.

In diesem Kapitel wird die erzwungene vertikale Bewegung der Luft durch eine beliebig gegebene Druckverteilung über die ebene Erdoberfläche berechnet.

Wir bilden ein zylindrisches Koordinatensystem z (vertikal), r und θ , und lassen dessen Anfangspunkt mit dem Krümmungsmittelpunkt der Isobare auf dem betrachteten Punkt zusammenfallen. Dann ist $\frac{\partial p}{\partial r} > 0$ zyklonisch und $\frac{\partial p}{\partial r} < 0$ antizyklonisch. Wenn wir voraus-

setzen, dass die Druckverteilung in Bezug auf den Anfangspunkt stationär ist, (Der Anfangspunkt mag sich mit dem System der Druckverteilung bewegen, wenn das System nicht die Form ändert.) so ist die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial(\rho \dot{z})}{\partial z} + \frac{\partial(\rho \dot{r})}{\partial r} + \frac{\partial(\rho \dot{\theta})}{\partial \theta} + \delta \frac{\dot{r}}{r} = 0$$

oder

$$\frac{\partial \dot{z}}{\partial z} + \frac{\dot{z}}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial \dot{r}}{\partial r} + \frac{\dot{r}}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{\partial \dot{\theta}}{\partial \theta} + \frac{\dot{\theta}}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} + \frac{\dot{r}}{r} = 0 \dots \dots \dots (14)$$

Wir können die Geschwindigkeit des Gradientwindes V von der wohlbekanntem Gleichung

$$\frac{V^2}{r} + 2 \omega \sin \phi V = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r},$$

ausrechnen, das Vorzeichen ist positiv für einen zyklonischen Fall.

J sei das Verhältnis des wirklichen Windes in der Höhe z zu dem Gradientwind V , und α der Winkel zwischen den Richtungen dieser zwei Winde. Dann sind J und α Funktionen von z , und wir können schreiben

$$\dot{r} = -V J \sin \alpha \dots \dots \dots (15)$$

Die Änderungen der Windstärke und der Windrichtung mit der Höhe sind beide von mehreren Autoren theoretisch und experimentell untersucht worden. Hier können wir irgend eine dieser Funktionen annehmen, wenn sie die beobachteten Daten in sehr ähnlicher Weise zeigen. Aber, weil hier eine theoretische Basis nicht notwendig ist, scheint es zweckmässig zu sein, die folgenden empirischen Formeln anzuwenden, welche die zitierenswerten Beobachtungen von G. M. B. Dobson über "Salisbury Plane" bis 1000 m exakt (besser als die theoretischen Formeln) zeigen.

$$\left. \begin{aligned} J &= 1.05 - 0.45e^{-0.0039z} \\ \alpha &= 20^\circ - \frac{20^\circ}{1000}z \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (16)$$

Nun müssen wir $\frac{\partial \dot{r}}{\partial r}$ und $\frac{\partial \dot{\theta}}{\partial \theta}$ finden.

Lassen wir V und V_r die Bestandteile des Gradientwindes senkrecht zu r beziehungsweise längs r sein. Dann haben wir

$$\left. \begin{aligned} \dot{r} &= -VJ \sin \alpha - V_r J \cos \alpha, \\ r\dot{\theta} &= +VJ \cos \alpha - V_r J \sin \alpha. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (17)$$

Daher, wenn wir annehmen, dass sich J und α in horizontaler Richtung nicht ändert,

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \dot{r}}{\partial r} &= -\frac{\partial V}{\partial r} J \sin \alpha - \frac{\partial V_r}{\partial r} J \cos \alpha, \\ \frac{\partial \dot{\theta}}{\partial \theta} &= +\frac{\partial V}{r \partial \theta} J \cos \alpha - \frac{\partial V_r}{r \partial \theta} J \sin \alpha. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (18)$$

$V_r = 0$, aber $\frac{\partial V_r}{\partial r}$ ist im allgemeinen nicht null. Wenn wir die Zentrifugalkraft vernachlässigen und nur den geostrophischen Wind als Gradientwind ansehen, so ist

$$V_r = C \frac{\partial p}{r \partial \theta},$$

wo

$$C = \frac{1}{2 \omega \sin \phi \rho}.$$

Dann folgt

$$\frac{\partial V_r}{\partial r} = C \frac{\partial^2 p}{r \partial \theta \partial r} = \frac{\partial V}{r \partial \theta}.$$

Deshalb heben sich bei Addierung von $\frac{\partial \dot{r}}{\partial r}$ und $\frac{\partial \dot{\theta}}{\partial \theta}$ die Glieder von $\frac{\partial V_r}{\partial r}$ und $\frac{\partial V}{r \partial \theta}$ auf.

Wenn wir die Zentrifugalkraft und die Beschleunigung in Betracht ziehen, so heben sich diese Glieder nicht mehr auf. In diesem Falle erhalten wir

$$-\frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{\partial V}{r\partial\theta} = -\frac{nV}{nV + 2\omega \sin\phi r} \frac{\partial V}{r\partial\theta} \dots \dots \dots (19)$$

wo, wenn $\frac{\partial\dot{\theta}}{\partial r} = 0$, $n=2$; wenn $\frac{\partial(r\dot{\theta})}{\partial r} = 0$, $n=1$.

$\frac{\partial V_r}{r\partial\theta}$ ist null, weil der Krümmungsmittelpunkt der Isobare mit dem Anfangspunkt zusammenfällt. $\frac{\partial\rho}{\partial\theta}$ ist sehr klein, ausgenommen an

der Diskontinuitätslinie der Temperatur.

Wenn wir die Durchschnittstemperatur zwischen dem Boden und 1000 m mit T_m bezeichnet, können wir schreiben

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

Demnach, wird die Gleichung (14)

$$\begin{aligned} \frac{\partial\dot{z}}{\partial z} - \frac{g}{RT_m} \dot{z} - \left(\frac{\partial V}{\partial r} + \frac{V}{\rho} \frac{\partial\rho}{\partial r} + \frac{V}{r} \right) (A - ae^{-bz}) \sin(c - lz) \\ - \frac{nV}{nV + 2\omega \sin\phi r} \frac{\partial V}{r\partial\theta} (A - ae^{-bz}) \cos(c - lz) = 0 \end{aligned} \dots \dots \dots (20)$$

wo $A=1.05$, $a=0.45$, $b=0.0039$,

$$c=20^\circ \quad h = \frac{20^\circ}{1000}.$$

Das zweite Glied modifiziert den Wert des Integrals der Gleichung, aber die Einwirkung ist sehr klein, wenn die Berechnung bis auf 1000 m beschränkt wird. Deshalb ist es besser, dieses Glied auszulassen, weil die Werte von J und α nicht so genau sein können.

Dann ist die Lösung der Gleichung (20)

$$\begin{aligned} \dot{z} = \left(\frac{\partial V}{\partial r} + \frac{V}{\rho} \frac{\partial\rho}{\partial r} + \frac{V}{r} \right) (P - P_0) \\ + \frac{nV}{nV + 2\omega \sin\phi r} \frac{\partial V}{r\partial\theta} (Q - Q_0), \dots \dots \dots (21) \end{aligned}$$

wo

$$P = \frac{A}{h} \cos(c-hz) + \frac{a}{b^2+h^2} e^{-bz} \{b \sin(c-hz) - h \cos(c-hz)\},$$

$$Q = -\frac{A}{h} \sin(c-hz) + \frac{a}{b^2+h^2} e^{-bz} \{b \cos(c-hz) + h \sin(c-hz)\}.$$

und P_0 und Q_0 sind P und Q für $z=0$. Die Werte von $(P-P_0)$ und $(Q-Q_0)$ in den verschiedenen Höhen ersieht man aus der folgenden Tabelle. (Die Funktionen haben Längendimension; die Einheit hierfür der Meter.)

Höhe in m.	$(P-P_0)$	$(Q-Q_0)$
100	21.9	64.1
200	45.4	140.4
400	89.1	316.4
600	123.3	510.3
800	144.4	713.1
1000	151.8	920.3

$(P-P_0)$ nimmt von 1000 m nicht mehr zu, aber $(Q-Q_0)$ wächst noch an, im Verhältnis zur Höhenzunahme, wenn die Änderung der Dichte der Luft vernachlässigt wird.

$$\frac{nV}{nV+2\omega \sin \phi r} \frac{\partial V}{r \partial \theta} \text{ ist sehr klein im gewöhnlichen Falle. Dieses}$$

Glied wird nur merklich, wenn die Krümmung der Isobare scharf ist und der Gradientwind sich längs der Isobare schnell ändert, wie wir in dem Gebiete der V -förmigen Isobaren oft sehen.

$$\frac{V}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} \text{ ist immer sehr klein, und die dadurch erzeugte vertikale}$$

Strömung ist im allgemeinen ein Bruchteil von mm pro Sekunde.

Demnach erhalten wir am Ende die folgende Formel für die vertikale Strömung:

$$\dot{z}_{1000} = 152 \left(\frac{\partial V}{\partial r} + \frac{V}{r} \right) \dots \dots \dots (22)$$

Im Falle J und α in horizontaler Richtung nicht konstant sind, haben wir noch zwei Glieder :

$$+ V \frac{\partial}{\partial r} \int_0^z J \sin \alpha dz - V \frac{\partial}{r \partial \theta} \int_0^z J \cos \alpha dz. \quad \dots (23)$$

welche grossen Einfluss auf das lokale Wetter haben können.

Wie wir in § 1 vorausgesetzt haben, wenn

$$\frac{\partial V}{\partial r} + \frac{V}{r} = 0,$$

oder

$$Vr = \text{konstant},$$

gibt es keine vertikale Strömung.

§ 6. Berechnung der aufsteigenden Strömung in der Hauptregion einer Zyklonen und ihre Rückwirkung. Die Hauptursache des aufsteigenden Stromes in einer Zyklone.

Wie in § 1. setzen wir voraus, dass $V = \text{konstant}$ in der Hauptregion der Zyklone. Dann folgt

$$\dot{z} = V \frac{152}{r} \dots (r \text{ in m}) \dots (24)$$

daher, wenn $V = 20 \text{ m}$ und 30 m pro Sekunde, oder Windgeschwindigkeit auf dem Boden 12 m und 18 m pro Sekunde ist, sind die Geschwindigkeiten der aufsteigenden Strömungen,

Windgeschw. auf d. Boden	12 m/Sek.	18 m/Sek.
bei $r = 100 \text{ km}$.	0.030 m/Sek.	0.046 m/Sek.
50 km.	0.061 „	0.091 „
10 km.	0.30 „	0.46 „

Die Gegenwirkung von der Beschleunigung dieser Geschwindigkeit auf dem Erdboden ist (p : Druck)

$$p = \int_0^{1000} \rho \frac{D\dot{z}}{Dt} dz,$$

wo

$$\frac{D\dot{z}}{Dt} = \frac{\partial \dot{z}}{\partial t} + \dot{r} \frac{\partial \dot{z}}{\partial r} + \dot{\theta} \frac{\partial \dot{z}}{\partial \theta} + \dot{z} \frac{\partial \dot{z}}{\partial z}.$$

Wenn das System in Bezug auf das Koordinatensystem stationär ist, so ist $\frac{\partial \dot{z}}{\partial t} = 0$. Wenn Isobaren konzentrische Kreise sind, so ist $\frac{\partial \dot{z}}{\partial \theta} = 0$. (Die durch die Translation des Zentrums entstehende parallele Strömung erzeugt keine vertikale Strömung. Deshalb können wir sie ausser Betracht lassen.) Daher kömmt

$$\frac{D\dot{z}}{Dt} = \dot{r} \frac{\partial \dot{z}}{\partial r} + \dot{z} \frac{\partial \dot{z}}{\partial z}.$$

Wir haben

$$\dot{z} = \frac{V}{r} (P - P_0),$$

$$\dot{r} = -VJ \sin \alpha,$$

$$\frac{\partial \dot{z}}{\partial z} = \frac{V}{r} J \sin \alpha.$$

Daraus folgt

$$\dot{r} \frac{\partial \dot{z}}{\partial r} = \dot{z} \frac{\partial \dot{z}}{\partial z}.$$

Demnach können wir schreiben

$$\begin{aligned} p &= \rho \int_0^{1000} \dot{z} \frac{\partial \dot{z}}{\partial z} dz = \rho \int_0^{1000} d(\dot{z}^2) \\ &= \rho \dot{z}_{1000}^2 = 152^2 \rho \frac{V^2}{r^2} \dots \dots \dots (25) \end{aligned}$$

wo ρ die mittlere Dichtigkeit der Luft ist.

Wenn die Windgeschwindigkeit auf dem Boden, wie oben, 12 m und 18m ist, erhalten wir die folgenden Drücke.

Windgeschw. auf d. Boden	12 m/Sek.	18 m/Sek.
bei $r = 100$ km.	.000008 mm Hg.	0.000019 mm Hg.
50 km.	0.000033 „	0.000075 „
10 km.	0.00083 „	0.00187 „

Diese Drücke sind dem statischen Druck, der von der Schwere der Luft herrührt, überlagert, doch ist der Einfluss sehr klein.

Lange Zeit hindurch hielt man die aufsteigende Strömung in der zentralen Region der Zyklone für Wärmenkonvektion, bis die neuerlichen Beobachtungen den Beweis erbrachten, dass die Temperatur in der Nähe der Achse der Zyklone in allgemeinen kälter ist, als die der umgebenden Regionen. Es scheint daher richtiger anzusehen, dass die aufsteigende Strömung durch den oben berechneten Überdruck verursacht wird. Mit anderen Worten: der untere Teil der Zyklone wird fortwährend von der Einwärtsströmung erfüllt, die durch die Reibung zwischen Wind und Erdoberfläche verursacht ist. Folglich ist in der zentralen Region der Druck der unteren Schicht höher als die Formel $\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho$ angibt, wenn er mit dem Druck über 1000 m verglichen

wird. Dieser Überdruck sendet die aufsteigende Strömung nach oben. Dieser Druck ist, wie oben berechnet, sehr klein. Aber, wenn die Aufsteigung durch Wärmephänomen verhindert wird, bringt die Akkumulation der Luft am unteren Teil noch grösseren Druck hervor.

Es ist klar, dass die Aufsteigung und die Einwärtsströmung zwei verschiedene Phasen desselben Phänomens sind. Deshalb, wenn wir die aufsteigende Strömung einer unabhängigen Ursache, z. B. der Wärmenkonvektion, zuschreiben, müssen wir die Einwärtsströmung als die Folge des aufsteigenden Stromes ansehen. Es besteht aber kein

Zweifel, dass die Einwärtsströmung von dem Widerstand des Windes an Erdoberfläche kommt. Deshalb, scheint es natürlicher anzunehmen, dass die aufsteigende Strömung in einer Zyklone, wie oben die Rede war, von der Akkumulation der Luft in der unteren Schicht herrührt.

Dasselbe können wir über die Antizyklone sagen. Die Auswärtsströmung verursacht einen beständigen, für das untere Gebiet unzulänglichen Druck und dieses vertikale Ungleichgewicht der Drücke erzeugt die absteigende Strömung.

Am Schlusse meiner Ausführungen möchte ich nicht versäumen, Sir Napier Shaw, Capt. D. Brunt und Prof. T. Terada meinen herzlichen Dank für die mir gegebenen wichtigen Ratschläge auszusprechen.