

DAS BEWEGUNGSFELD IM FUSS EINER
FORTSCHREITENDEN WIND-
ODER WASSERHOSE

VON

JOHANNES LETZMANN

DORPAT 1923

Inhaltsverzeichnis.

- **Erstes Kapitel. Die Grundlagen.** **Seite 3**
Methodisches. Die zirkulare Bewegungskomponente. Singuläre Linien und Punkte. Der Einfluss der Reibung. Die Wirbel. Die Kompensationsströmung. Doppelröhren. Schemata. Die fortschreitende Bewegung. Das Geschwindigkeitsverhältnis.
- **Zweites Kapitel. Die Methode der Individualkreise** **Seite 15**
Die analytischen Untersuchungen von Hesselberg, Sverdrup, Dietzius. Die Methode der Individualkreise. Der Höchstwert des Fallwinkels. Die Windstille innerhalb einer fortschreitenden Trombe.
- **Drittes Kapitel. Das Bewegungsfeld im translatorischen Fall** **Seite 27**
Der Kern. Die Verlagerung der zentralen Stille. Der Mantel. Die singulären Linien C_1 , C_2 , D_1 , D_2 . Der „Wirbelkopf“. Der ganze Wirbel. Trombenmodelle. Entwicklungsphasen. Echter und unechter Kern. Diagramme: A. Der Ablenkungswinkel ist konstant. B. Der Ablenkungswinkel ist veränderlich. Doppelmaximum. Doppelröhre.
- **Viertes Kapitel. Anwendung auf reale Verhältnisse.** **Seite 50**
Solenoidale Vektoren. Abweichungen. Der Einfluss der Kompensationsströmung. Die Abnahme der Dichte ist gering. Die Dichte erreicht in der Achse den Wert 0. Reale Strömungsfelder.
- **Fünftes Kapitel. Der Asgardsweg** **Seite 55**
Die Methode der Ableitung einer Spur. Ideale Normalschnitte einer Spur. Klassifizierung der Spurtypen. Spurtypen und Spurformen, Beispiele. Typenübergänge.
- **Sechstes Kapitel. Torsionswirkung an Bäumen** **Seite 72**
„Zerdreht“ und „zerspält“. Schwankungen der Windrichtung innerhalb einer fortschreitenden Trombe. Ergebnisse. Beispiele.
- **Zusammenfassung.** **Seite 76**
- **Literaturverzeichnis** **Seite 79**

Erstes Kapitel

- Die Grundlagen. -

Wenn in vorliegender Untersuchung an das Problem des Bewegungsfeldes innerhalb des Fusses einer fortschreitenden Wind- oder Wasserhose herangetreten werden soll, - ein Problem, das bisher allen Versuchen einer analytischen Lösung hat trotzen können, so sind wir uns der dabei auftretenden Schwierigkeiten voll bewusst. Deshalb soll das Ziel dieser Untersuchung auch sein: auf Grund der uns schon bekannten Erscheinungsformen dieser Luftwirbel ein der Wirklichkeit möglichst entsprechendes Modell einer Windhose festzustellen und nachzuprüfen, in wieweit die aus ihm abzuleitenden Folgerungen in Bezug auf das Bewegungsfeld, die Bruchspuren und sonstigen der Beobachtung zugänglichen Erscheinungsformen mit den realen Verhältnissen in der Natur übereinstimmen. Es berechtigt uns zu unserem Vorhaben die Tatsache, dass augenblicklich schon ein so reichhaltiges Material von gesichteten Beobachtungen vorliegt, dass dieser Vergleich ein entscheidendes Urteil über die, wie bei allen wissenschaftlichen Untersuchungen, als Grundlagen benutzten Postulate zu geben vermag.

Darum wird der Aufbau der Untersuchung der sein, dass wir anfangs die bisher als feststehend geltenden Tatsachen und theoretischen Möglichkeiten systematisieren, um nachher auf dieser breiteren Basis unter Anwendung der Methode der graphischen Integration und der Methode der Individualkreise eine Reihe von Folgerungen zu ziehen, die möglichst viele der ganz allgemein vorauszusetzenden Fälle berücksichtigen.

Als letzte Phase käme dann eine kritische Wertung aller gewonnenen Einzelfälle in Anwendung, um, den Bereich der Möglichkeiten einschränkend, zuletzt den Kern des Problems so eng als möglich zu erfassen und die so gewonnenen Resultate mit den realen Erscheinungsformen der Wind- und Wasserhosen zu vergleichen.

Eine geringe Abweichung der unter den verschiedenartigsten Bedingungen gewonnenen Diagramme von einander bietet uns, wie das hier im voraus erwähnt sei, Anhaltspunkte zum Beurteilen des Grades der Sicherheit der gewonnenen Ergebnisse. Die Frage nach der Entstehung der Windhosen überhaupt soll hier nicht behandelt werden.

Seit dem Erscheinen des Buches von A. Wegener „Wind- und Wasserhosen in Europa“, das eine kritische Sichtung fast aller beschriebenen europäischen Windhosen enthält, können wir die grundlegendsten Erscheinungsformen dieser Gebilde als soweit erklären, dass der Versuch einen Aufschluss über das Bewegungsfeld eines solchen Wirbels zu gewinnen auf einer genügenden Grundlage durchgeführt werden kann.

Ein reichliches, wenn auch von etwas abweichenden Gesichtspunkten durchgearbeitetes Tatsachen-Material bieten auch die Beschreibungen der nordamerikanischen Tornados, vornehmlich durch Finley, Davis, Hinrichs, Ferrel u.a. Die europäischen Windhosen können ihrem Wesen nach mit den Tornados von Nord-Amerika als identisch betrachtet werden, wenngleich zwischen ihnen sowohl in Bezug auf die Intensität der Zirkulations- und Fortpflanzungsgeschwindigkeit, sowie der Lebensdauer, die jährliche und tägliche Häufigkeit gewisse Abweichungen vorhanden sind. Die Bewegungsenergie dieser Gebilde ist in Nord-Amerika grösser, als in Europa, die Lebensdauer länger, während das Maximum der Häufigkeit dort auf den Mai, hier auf den Juli fällt und die tägliche Häufigkeitsperiode, ausser dem in beiden Fällen gleichen Maximum gegen 5 Uhr nachmittags, dort eine einfache scharf ausgeprägte Periode zeigt, hier dagegen in den Vormittagsstunden von 7 – 10 Uhr eine merkliche Zunahme aufweist [(1), pg. 91]. Auch in Bezug auf die Lage zum Zentrum der Mutterzyklone bestehen in Europa grössere Verschiedenheiten, als in Amerika, wenngleich man meist die Nähe der Bøenlinie, und zwar das Gebiet des warmen Sektors in geringer Entfernung von einer kalten Front als bevorzugtes Entstehungsgebiet bezeichnen kann. (Siehe besonders M. Davis [(36), pg. 337], A. Wegener [1], H. Seilkopf [(31) pg. 37], J. Letzmann [28]. Die eingeklammerten Zahlen bezeichnen die Titel der Schriften im Literaturverzeichnis am Schluss.)

Ihrem Wesen nach sind Wind- und Wasserhosen eng an die Vorgänge in einem sich entwickelnden Cumulus gebundene Wirbel mit einer senkrechten, oder schräge stehenden Achse; um sie auf die Erdoberfläche zu übertragen.

I. Die zirkulare Bewegungskomponente.

Bei einer Feststellung des Tatsachen-Materials, auf das sich die folgende Untersuchung stützen soll, müssen wir zuerst die Bewegungsverhältnisse innerhalb einer stillstehenden Trombe ins Auge fassen und wollen uns dabei die Gesamtbewegung in 2 Komponenten zerlegt vorstellen: eine zirkulare (r) und eine auf- und absteigende. Es möge die erstere in der XY-Ebene eines rechtwinkligen Koordinatensystems erfolgen, dessen Z-Achse mit der Wirbel-Achse zusammenfällt. Durch das Zusammenfallen dieser beiden Achsen soll die zirkulare Komponente vom Einfluss der wechselnden Achsenneigung der Trombe zur Erdoberfläche befreit werden.

Betrachten wir zuerst, die Bewegungskomponente, wie sie in der XY-Ebene, als Projektion der Gesamtbewegung auf diese, auftritt, so finden wir auf der nördlichen Halbkugel zumeist eine positive Richtung der Zirkulation, d.h. eine Bewegung gegen den Uhrzeiger, wenn auch ausnahmsweise eine negative (mit dem Uhrzeiger) vorkommen kann. In Europa wiesen nach A. Wegener [(1) pg. 180] 72 % aller Windhosen, deren Drehungssinn festgestellt werden konnte, eine positive, 28 % eine negative Drehung auf, während in Amerika das entsprechende Verhältnis nach Finley [42] 95 % zu 5 % beträgt. (Dabei wird von Finley der Drehungssinn der letzteren Gruppe als „wahrscheinlich antizyklonisch“ bezeichnet.

Es sei hier hervorgehoben, dass die Bezeichnung der Tromben als „zyklonisch“, resp. „antizyklonisch“ zu Missverständnissen Anlass geben kann, insofern, als wir vom Standpunkt eines Beobachters auf der nördlichen Halbkugel unter diesen Bezeichnungen entweder eine nach einem Punkt hin konvergierende positive Drehung, resp. eine negative divergierende verstehen, während innerhalb der Windhosen ausserdem noch positiv divergierende und negativ konvergierende, entsprechend der Luftbewegung einer Zyklone, resp. Antizyklone der südlichen Halbkugel vorkommen können. Innerhalb einer realen Trombe auf der nördlichen Halbkugel dürfte als gewöhnlichste Kombination eine nord-zyklonale und süd-antizyklonale Zirkulation nebeneinander vorkommen.)

Das Vorwiegen der ersteren kann dem Einfluss der Erdrotation zugeschrieben werden.

Was die Geschwindigkeit der zirkularen Bewegungskomponente und ihre Verteilung innerhalb des Trombenwirbels anbetrifft, können wir uns den Ausführungen von Oberbeck [25], Sprung [7], Guldberg und Mohn [34] und A. Wegener [1] anschliessen, die eine voll ausgebildete Windhose als aus 2 Teilen bestehend betrachten: einem „Kern“ und einem weiteren oder engeren „Mantel“, wie Wegener sie nennt. Die Geschwindigkeitsverteilung kann man letzterem in erster Annäherung durch

$$r R^\lambda = c$$

ausgedrückt werden, wenn r die Geschwindigkeit der zirkularen Bewegung, R den Achsenabstand, λ und c Konstanten bedeuten. Der Exponent λ ist für jeden der beiden Teile: als im Kern, und als im Mantel gegeben, und zwar ist er im Kern negativ, im Mantel positiv, wenn die Geschwindigkeit im ersteren mit dem Achsenabstand zunehmen, im letzteren dagegen abnehmen soll. Auch die Konstante c braucht innen und aussen nicht gleich zu sein, so dass die Formel von A. Wegener in

$$(1) \quad a) r_i R^{\lambda_i} = c_i \quad b) r_a R^{\lambda_a} = c_a$$

zerfällt, die als Sonderfall $c_i = c_a$ zulassen.

Die grösste Geschwindigkeit muss nach (1) die Grenzlinie zwischen dem Kern und Mantel aufweisen, in der Achse und am Aussenrande des Wirbels muss $r = 0$ sein.

Weiter unterscheidet A. Wegener 2 Stadien der Trombenbildung. Es kann bei wohlausgebildetem Kern ein Mantel von ganz geringer Dicke vorhanden sein, der in Ausnahmefällen, bei einer grossen Zirkulationsgeschwindigkeit bis auf einen Gleitwirbel zusammenschrumpfen kann. Bleibt die Windhose aber, ohne ihren Ort in der unteren Luftschicht zu verändern, hinreichend lange in Rotation, so wird die Entfernung, bis zu welcher die umgebene Luft in Mitleidenschaft gezogen wird, immer grösser, bis die Geschwindigkeit im Mantel nach dem Gesetze $r_a R = c_a$ abnimmt, was allerdings praktisch erst nach unendlich langer Zeit erreicht werden wird. Das erste Stadium der Trombe wird von Wegener als ihr „Jugendstadium“, das zweite als ihre „Altersform“ bezeichnet [(1) pg. 190]. Aus dem Angeführten folgt, dass für das Jugendstadium λ_a in der Formel (1) der Unendlichkeit, für die Altersform $+1$ zustreben muss. Bei $\lambda_i = -1$ rotiert der Kern wie ein starrer Körper.

Fraglos wird λ in den einzelnen Tromben verschiedene Werte haben und sich während der Entwicklungsphasen einer und derselben Trombe gleichfalls ändern, wenn auch der charakteristische Unterschied zwischen dem inneren und äusseren Teil erhalten bleiben wird.

Versuchen wir es nun an der Hand der Formel (1) Anhaltspunkte für eine spätere graphische Darstellung des Windsystems in der XY-Ebene einer Trombe zu gewinnen und setzen

- I. für den Kern $\lambda_i = -1$. Dann nimmt die Formel (1a) die Gestalt $C = 2\pi R^2 c_i$ an, und die Bewegung des Kernes wird identisch mit derjenigen eines rotierenden starren Körpers, dessen Rotation durch seine Zirkulation $C = 2\pi R^2 c_i$ gemessen wird, wenn c_i die Winkelgeschwindigkeit bedeutet. Die Geschwindigkeit der zirkularen Bewegung nimmt im Kern vom Mittelpunkte aus linear zu.
- II. Setzen wir weiter $\lambda_a = +1$ und $c_a = 1$, so erhält man für die Bewegung im Mantel $r_a = \frac{1}{R}$, d.h. den Fall einer zyklonischen Potentialbewegung, deren Geschwindigkeit den Wert 0 erst im unendlichen Abstand von der Achse erreicht. Die Isopotentiallinien müssen radial verlaufen, und die Stromlinien konzentrische Kreise bilden, deren Radienlängen eine geometrische Reihe darstellt. (Siehe auch Lanchester, Aerodynamik, Leipzig und Berlin 1909, pg. 72 ff.) Die Rotation eines beliebigen durch 2 konzentrische Kreise begrenzten Steifens in diesem zweidimensionalen Bewegungs-Felde ist = 0.

Wenn r_1 und r_2 die Geschwindigkeit im Achsen-Abstände resp. R_1 und R_2 bedeuten, finden wir die Zirkulation längs der beiden Ränder

$$C_1 = 2\pi R_1 r_1 \quad \text{und} \quad C_2 = -2\pi R_2 r_2.$$

Wenn ferner $r = \frac{1}{R}$ ist, finden wir $r_2 = r_1 \frac{R_1}{R_2}$, was nach einer Substitution in der Formel für

$$C_2 = -2\pi r_1 R_1 \quad \text{ergibt, wonach} \quad C_1 + C_2 = 0.$$

D.h. sowohl der gesamte Normalquerschnitt des Mantels, als auch jeder konzentrisch begrenzte Kreisstreifen in ihm ist in diesem Fall rotationslos. (Das Fehlen einer Rotation kann hier derart vorgestellt werden, dass alle Luftpartikeln bei ihrer zirkularen Bewegung doch keine Drehung um die eigene Achse ausführen, während im Fall I sie sich bei der Zirkulation selbst soweit um die Achse drehen, als es nötig ist, um dem Mittelpunkt immer dieselbe Seite zuzukehren. Die Bewegung im Mantel dürfte im allgemeinen derart erfolgen, dass die Luftpartikeln sich in einem der Richtung im Kern entgegengesetzten Sinne um ihre, zur XY-Ebene senkrechte Achse drehen.)

Der Ausdruck $r_a = \frac{1}{R}$ besagt ausserdem, dass in diesem Falle, der in einer realen Trombe höchstens auf einem schmälern oder breiteren Streifen für kurze Zeit als Übergangsstadium vorkommen kann, die Kurve der Geschwindigkeitsverteilung eine Hyperbel ist.

Wenn die Kerne die sub I und im Mantel gleichzeitig die sub II besprochenen Verhältnisse herrschen, werden alle Stromlinien, sowohl wie die Windbahnen, konzentrische Kreise bilden, wenn wir die Trombe als stillstehend betrachten und von einem Ein- oder Ausströmen absehen.

Die maximale Geschwindigkeit fällt in diesem Fall auf die Grenzlinie.

III. Im Falle eines idealen Gleitwirbels verschwindet der Mantel, während

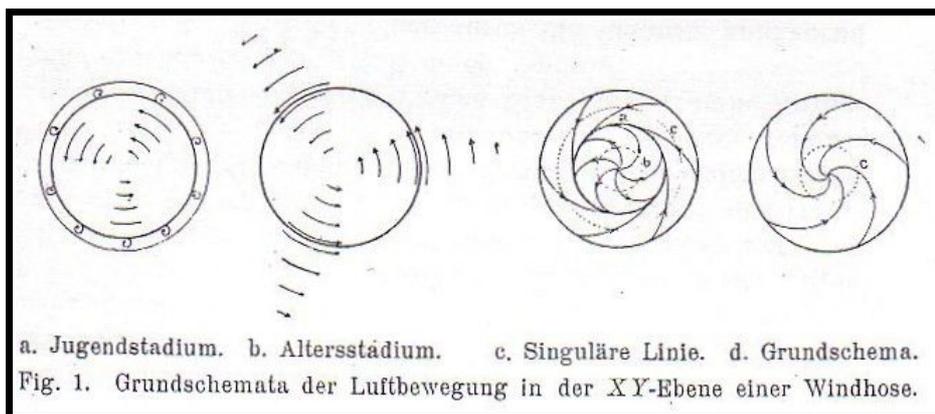
IV. im realen Fall der Geschwindigkeitsabfall durch die meist eintretende Turbulenz und die damit verbundene Energiezerstreuung beschleunigt werden wird, so dass die Kurve der Geschwindigkeitsverteilung bei gleichem Durchmesser des Kernes sich den Koordinatenachsen mehr nähern wird, als die Hyperbel des Falles II.

Da in unseren späteren Betrachtungen diejenigen Teile des Mantels, in welchen die Geschwindigkeit unter einen bestimmten Wert gesunken sein wird, eine ganz unbedeutende Rolle beim Zustandekommen des Bewegungsfeldes spielen werden, können wir in erster Annäherung die Kurve der Geschwindigkeitsverteilung durch eine zum mittleren Teil der Hyperbel tangentielle Gerade ersetzen (siehe Fig. 7, sowie 13, 14, 15), weil in der Natur in der Gegend des Geschwindigkeitsmaximums ebenfalls ein langsames Anwachsen der Bewegungsintensität eintreten muss, als es der Verlauf der Hyperbel verlangt.

Die Entstehung des Mantels ist somit durch die Zähigkeit der Luft bedingt, und er bildet die Zone des hauptsächlichsten Energieverbrauches einer Trombe, welche den Boden noch nicht berührt.

Im Kerne werden die Wirbellinien einer Trombe bei positiver Drehung von unten nach oben verlaufen, wo sie nach J.W. Sandström [5] umbiegen und den Mantel von oben nach unten durchziehend, um geschlossene Kurven zu bilden, da sie nicht frei enden können. Die Wirbelfäden des Kernes [Wirbelröhren] (L. Prandtl, Abriss von der Lehre einer Flüssigkeits- und Gasbewegung [Separatum aus: Handbuch der Naturwissenschaften, Bd. IV.] Jena 1913 pg. 104) können dagegen an der Grenze des betr. Mediums (am Erdboden) enden. (Zur Beurteilung der Bedingungen, unter denen Tromben in der Höhe der Wolken frei enden, falls sie nicht umbiegend die Erde noch einmal berühren, fehlen uns eben noch die Anhaltspunkte. Das sie frei enden können, zeigen die kürzlich veröffentlichten Versuche von Exner [9].) Im Falle des Gleitwirbels müssen die absteigenden Teile dieser Wirbellinien dicht gedrängt an der Oberfläche des Kernes verlaufen.

Es sei hier noch hervorgehoben, dass die behandelten Verhältnisse sich auf den Fall einer fehlenden Z-Komponente beziehen, wie er etwa in einem barotropen Wirbel eintreten könnte.



Unsere Fig. 1 stellt das Schema eines Normalschnittes durch eine Trombe dar, und zwar 1 a im Jugendstadium (Fall I), während 1 b sich auf eine reale Trombe dieses Typus bezieht.

Mit dem Auftreten einer Komponente in der Richtung der Z-Achse beginnt das Spiel der auf- und absteigenden Ströme, die unten eingehender behandelt werden sollen.

Als deren Folge muss im normalen Trombenquerschnitt im nichttranslatorischen Fall eine Konvergenz und Divergenz der Stromlinien, sowie singuläre Punkte auftreten. (Fig. 1 c und 1 d)

Als zweite Veränderung kann, wenn wir hier vom unten zu behandelnden Einfluss der Luftverdünnung im Kern absehen, eine Verlagerung der Zone mit grösster Geschwindigkeitskomponente in der XY-Ebene eintreten, wobei im allgemeinen dieser Höchstwert zwischen 2 Singularitäten zu suchen sein wird, wie das die Linien b und c der Figur 1 c andeuten, wenn wir im Mittelpunkt eine absteigende, in der singulären Linie eine aufsteigende Bewegung, oder umgekehrt, annehmen.

Da die Bewegung in der Richtung der Z-Achse mit einer zirkulären in der XY-Ebene verbunden ist, steht unter Umständen, je nach der Intensität der letzteren und dem Steigungswinkel der Windungen der Luftbahn, dem nichts im Wege, dass das weniger scharf ausgesprochene Maximum noch immer mit der singulären Linie zusammenfallen könnte. In diesem Falle ist die Projektion des Vectors der grössten Gesamtgeschwindigkeit v auf die XY-Ebene absolut genommen grösser, als das Geschwindigkeitsmaximum zwischen den Singularitäten, d.h.

$$| v \cos \alpha | > v_{max.}$$

wenn α den Steigungswinkel bedeutet.

Hier kann somit das Gesetz der Geschwindigkeitszunahme verändert werden, sofern wir die für unsere Zwecke in Betracht kommende Projektion in die XY-Ebene im Auge behalten wollen.

Die Veränderung kann sich im nichttranslatorischen Zustand vor allem darin äussern, dass an Stelle des bisher theoretisch möglichen scharfen Geschwindigkeitsmaximums beim Übergang vom Mittelpunkt zum Rande der Windhose ein allmählicher Übergang eintritt, wobei auch im Mantel eine sekundäre Zone mit maximaler Geschwindigkeit auftreten kann (Fig. 1 c Linie c). Die Zunahme der Geschwindigkeit ist nicht mehr linear. Die Ursache des Auftretens dieser Z-Komponenten der Bewegung kann schon durch Gulberg und Mohn [34], Ferrel [44 pg. 811 ff.] und Sprung [7] in der Reibung, besonders an der Erdoberfläche, als nachgewiesen betrachtet werden.

Als unmittelbare Wirkung der Reibung am Erdboden wird nach Hann [10] und Exner [8] in der untersten Schicht eine proportionale Geschwindigkeitsabnahme der Luftbewegung eintreten, wobei sie nach Ferrel [(44), pg. 287 ff.] gleichzeitig zu einer mächtigen Ursache der Entwicklung eines aufsteigenden Stromes wird, der wohl einen weiteren Energieverlust für die Zirkulation in der XY-Ebene bedeutet.

Es tritt ferner, nach Gulberg und Mohn [34], sowie nach Sprung [pg. 115], Hesselberg [12 pg. 180] u.a. als Folge der Reibung eine Abnahme des Ablenkungswinkels des Windes vom radial gerichteten Druckgradienten auf, die ihrerseits rein geometrisch eine Verkleinerung des Durchmessers der geschlossenen singulären Linien zur Folge haben muss. Da die singuläre Linie, und zwar die Konvergenzlinie, die Zone des stärksten Aufsteigens der Luftmassen, d.h. die Grenzfläche zwischen Kern und Mantel bezeichnet, wird der Durchmesser des Wirbelkernes durch die Reibung verkleinert werden, besonders sein unteres Ende, bis er sich zu einem Punkt zusammengezogen hat, worauf eine weitere Einwirkung der Reibung ein Emporsteigen vom Boden veranlassen muss. Eine neue Energiezufuhr kann ihn vom neuen zum Herabsteigen veranlassen u. s. w., wodurch die „hüpfende Bewegung“ der Tromben zustande kommt. Während der Wirbelkern über dem Boden schwebt, kann der „Mantel“ unter ihm bis zur Erde reichen und verleiht durch emporgewirbelten Staub der Trombe in diesem Stadium die Gestalt einer Sanduhr.

Andererseits wird bei einer durch die Reibung annähernd linear verminderten Zirkulationsgeschwindigkeit die Zentrifugalkraft dem radialen Druckgradient nicht mehr gleich sein, wodurch ein Einströmen der Luft in den bisherigen Bereich des Kernes erfolgen muss. Die Krümmungshalbmesser der Luftbahnen des Mantels werden hierbei ebenfalls verringert, wodurch bei einer selbst nur teilweisen Erhaltung des Rotationsmoments (Analog dem Versuch zur Darstellung des Wirbels im Gefäss, dessen schwach rotierender Flüssigkeitsinhalt durch eine enge Öffnung zum Ausfliessen gebracht wird und dabei einen Wirbel bildet.) eine Zunahme der Geschwindigkeit, sowohl der zirkulären, als der an der Grenzschicht aufsteigenden, erfolgen muss, welche sich fraglos wohl auf den äusseren Teil des Kernes übertragend, seinen Verlust an zirkularer Geschwindigkeit teilweise kompensieren könnte.

Hieraus dürfte wiederum eine weitere Veränderung des Rotationsgesetzes des Kernes, auf die XY-Ebene bezogen, durch die auftretende oder veränderte Reibung resultieren, wobei es nicht ausgeschlossen ist, dass die Kurve der realen Geschwindigkeitsverteilung im Kern zeitweilig die Form eines Hyperbelabschnittes annimmt. Die Verkleinerung des Ablenkungswinkels durch die Reibung wird jedenfalls im Mantel das Einströmen der Luft zur Achse vergrössern und somit neue Luftmassen, wenn auch anfangs erst langsam, in den Wirbel hinein beziehen.

Unsere Figuren 1 c und 1 d stellen zwei Normalschnitte durch einen solchen, unter dem Einfluss der Reibung stehenden Winkel dar, wobei in der ersten a die Konvergenzlinie, d.h. Trennungslinie zwischen Kern und Mantel, b – die Zone der grössten zirkularen Geschwindigkeit im Kern und c eine solche im Mantel bezeichnet. Der Normalschnitt Fig. 1 d ist durch das untere Trombenende verlaufend gedacht, wobei an Stelle der singulären Linie ein singulärer Punkt auftritt. Die Linie c dürfte hier diesen Punkt umschliessen.

Zusammenfassend können wir annehmen, dass durch die Reibung neben der Abschwächung der zirkularen Geschwindigkeit das Auftreten der Konvergenzlinie und ein teilweiser Übergang ihrer Energie in eine Bewegung, parallel der Z-Achse verursacht wird. Durch die Reibung wird der Durchmesser des Wirbelkernes verkleinert, derjenige des Hofes gleichzeitig vergrössert werden. (Worauf auch die „stundenglasähnliche“ Gestalt der den Boden berührenden Trombe hinweist.)

2. Die Komponente der Z-Achse.

Wenn wir zur Betrachtung der Bewegungskomponente in der Richtung der Z-Achse übergehen, seien, bevor wir die theoretischen Möglichkeiten klarlegen, zuerst die Ergebnisse der Beobachtungen angeführt. In 31 Fällen ist eine derartige Bewegung in Europa wahrgenommen worden, und in Bezug auf sie kommt A. Wegener (1. c. pg. 212 ff.) zu folgenden Ergebnissen:

Die aufsteigende Bewegung überwiegt bei weitem bei Windhosen, weniger bei Wasserhosen. Die Geschwindigkeit dieser Bewegung ist aber nicht in allen Höhen gleich gross, da sie nach oben hin abzunehmen scheint und erreicht ihren Höchstbetrag nicht in der Achse selbst, sondern in einem bestimmten Abstand von ihr, welcher der kondensierenden Röhrenwand entspricht, mitunter aber auch deren Innen- oder Aussenrand. Die häufig gleichzeitig beobachtete absteigende Bewegung erreicht ihr Maximum wahrscheinlich in der Achse, wo eine solche schon wegen der Auflösung der Wolken jedenfalls vorhanden sein muss. Andererseits aber scheint auch der aufsteigende Mantel noch wieder von einem absteigenden umgeben zu sein, der bei stärkerer Ausbildung wohl eine ringwulstartige Senkung der Wolkenbasis zur Folge hat und damit zu der Erscheinung der Doppelröhre hinüberleitet.

Eine Erklärung hierfür ergibt sich nach A. Wegener aus dem Einfluss, welchen die Bodenreibung auf den Trombenwirbel ausübt. Auf graphischem Wege findet er durch einen Vergleich der berechneten Druckverteilungskurven bei fehlender und vorhandener Reibung folgende Resultate: Im unteren Teil der Trombe muss ein eigentümliches System vertikaler Gradienten entstehen, in der Achse ein stark abwärts gerichteter Gradient, aussen umgeben von einer Zone sehr stark aufwärts gerichteter Gradienten, die ihrerseits wieder umgeben ist von einer Zone schwacher, nach unten gerichteter Gradienten. - In diesen Ausführungen A. Wegeners kommen auf Grund der vorhandenen Beobachtungen naturgemäss die Verhältnisse innerhalb der häufigsten Trombenform am stärksten zur Geltung. Ihnen kann, wenigstens als Grenzfall, noch ein zweiter Trombentypus an die Seite gestellt werden, dem sich die realen Tromben mehr oder weniger nähern können, und dessen Möglichkeit als Grenzfall ebenfalls von W. Ferrel [cf Sprung (7) pg. 228] zugegeben wird.

Es handelt sich um den Fall mit rein zirkularer Bewegung, ohne eine Komponente in der Richtung der Z-Achse, wie er oben Seite 7 bis 11 schon in Bezug auf die Zirkulation im Querschnitt parallel der XY-Ebene behandelt worden ist, und auf den sich auch die Formel (1) im Falle I, II und besonders III (pg. 10) bezieht.

Als Voraussetzung seiner Entstehung muss einerseits eine stark verminderte Reibung bei grosser Zirkulationsgeschwindigkeit und einer ausgiebigen Energie-Quelle im Cumulus vorhanden sein, die imstande wäre den unvermeidlichen Geschwindigkeitsverlust durch Reibung sofort und gleichmässig zu ersetzen. Derartige Bedingungen wären ferner ausser einer grossen Zirkulationsgeschwindigkeit, die Anwesenheit einer Diskontinuitätsfläche der Geschwindigkeit im Gleitwirbel als koaxialer Zylinderfläche; während das untere Ende durch ein wenig reibende Wasserfläche begrenzt werden soll. Wir hätten es hier also mit dem Idealfall der streng zylindrischen, wenig reibenden Wasserhose zu tun – einem Wirbel, der in der Terminologie von V. Bjerknes [2] als barotrop bezeichnet werden könnte, und in dem keine Bewegung in der Richtung der Z-Achse notwendig ist.

In einem barotropen Wirbel darf die Geschwindigkeit sich nicht ändern, wenn man längs einer Parallelen zur Wirbelachse aufsteigt. Da sein Kraftfeld nach Bjerknes [2] konservativ ist, fällt in ihm jede äquisubstantielle (isosthere) Fläche, oder jede Diskontinuitätsfläche mit einer Isobarenfläche und dem Aequipotentialflächen zusammen, so dass die Bewegung eines Massenteilchens von der Oberfläche zur Achse oder umgekehrt mit einer bestimmten Arbeitsleistung verbunden ist. Eine Verschiebung in der Z-Richtung, dagegen, sowohl innerhalb einer Aequipotentialfläche, wie auch, folglich, in jedem Zylinderrohr das innerhalb der Trombe parallel der Achse verläuft, verlangt keine Arbeitsleistung, welcher Umstand eine vollkommene und schnelle Kraftübertragung von der Energiequelle bis an das Ende des Wirbels gewährleistet. Wenn wir in der Wolkenhöhe die Entstehung eines barotropen Abschnittes der Wasserhose zulassen, wird sich dieser Rotationstypus dank seinen konservativen Eigenschaften und der leichten Übertragbarkeit der Kraft von selbst herabwachsend ausbreiten, soweit es die Leistungsfähigkeit der Energiequelle zulässt, und bis zu jener Stelle, an welcher die Energiezerstreuung über ein gewisses Mass hinaus erhöht wird. Das untere Ende dieses Wirbels kann jedenfalls nicht mehr barotrop sein, sondern muss dem baroklinen Typus angehören und bildet als solches den Kern des „Wasserfusses“.

Wenn wir uns die vorhandenen Beobachtungen auf das Vorkommen dieses Grenzfalles hin ansehen, finden wir in Bezug auf das Fehlen einer Bewegung parallel der Z-Achse keine ausdrücklichen Angaben. Während nach A. Wegener in 25 Fällen in Europa eine zirkulare Bewegung festgestellt ist, liegt bisher kein einziger vor, in dem das Fehlen einer auf- oder absteigenden Komponente ausdrücklich erwähnt wäre (Was übrigens bei der Fülle von in kurzer Zeit sich dem Beobachter aufdrängenden wesentlicheren Wahrnehmungen z.T. verständlich ist.), wengleich einige Berichte diese Möglichkeit auch nicht ausschließen.

(So heisst es z.B. in der „Beschreibung mehrerer auf dem Mittelländischen Meer beobachteten Wasserhosen“ von Murhard, Gilberts Annalen der Physik 12, 239, 1803 (vom 5. November 1800): „Die Säulen waren alle sehr gleichförmig und in jeder Entfernung von der Oberfläche des Meeres gleich dick ... Oben und unten allein (gesperrt v. Verfasser), wo sich die Säulen in den Wolken und im Meer verloren, hatten sie eine weit beträchtlichere Peripherie, denn an diesen beiden Orten erblickte man unzählige Wirbel und Schneckengänge, die das hinauf- und hinabrollende Wasser (sollte wohl Dampf oder Wolken heissen! d. Verf.) bildete, und die den Säulen das Aussehen gaben, als wären sie mit Kapitälern versehen“ [zitiert nach A. Wegener (1) pg. 129]. - Vom baroklinen Wasserfuss abgesehen, könnte das obere barotrope Ende eine abweichende Zirkulationsschicht an der unteren Wolkenbasis durchsunken haben. Die endgültige Entscheidung der Frage, ob die Bewegung in der Z-Richtung fehlen kann, dürfte aber erst durch einwandfreie Beobachtungen darauf eingestellter Beobachter entschieden werden.)

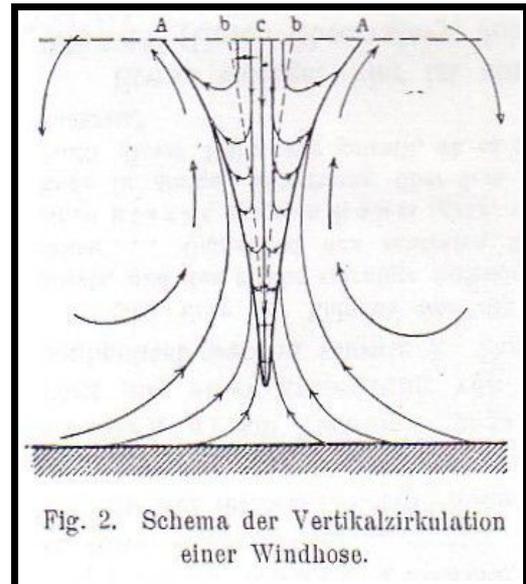
Die bisher beobachteten Wasserhosen mit einem gleichmässig dicken Wolkschlauch müssen dagegen als Übergangsfälle [W. Milch (4)] betrachtet werden, deren Massenverteilung der barotropen bloss mehr oder weniger nahe kam, da in ihnen in einer Reihe von Fällen eine wenn auch geringere Luftbewegung in der Richtung der Z-Achse beobachtet worden ist.

Die häufig festgestellte Hohlröhrenform der Wasserhosen verlangt zu ihrer Erklärung nicht unbedingt eine herabsteigende Bewegung, da sie auch durch eine Art Zentrifugierung der Kondensationströpfchen entstanden sein kann; dagegen spricht die meist schwächere Kondensation einer Wasserhose, im Vergleich zur Windhose, für das Vorhandensein einer relativ geringen Z-Komponente.

Als ausgesprochener Fall eines baroklinen Wirbels können dagegen die trichterförmigen Windhosen bezeichnet werden, in denen die Bewegungskomponente in der Richtung der Z-Achse eine beträchtliche Geschwindigkeit aufweisen kann. (Nach einer Berechnung von A. Wegener für die Trombe von Novska [1c. pg. 185] ergab sich eine Geschwindigkeit dieser Komponente als = 72 msc -1.)

Wenn die Verzögerung der zirkularen Bewegung am Erdboden sich mehr oder weniger gleichmässig auf den gesamten Wirbel verteilt, tritt der Fall ein, dass beim Aufsteigen längs einer Geraden parallel der Wirbelachse im Mantel eine ständige Zunahme der Geschwindigkeit zu verzeichnen ist. In diesem Fall schneiden sich nach V. Bjerknes (l.c.) die isobaren und isotheren Einheitsflächen, es entstehen Solenoide, als deren Folge eine in der Mitte aufsteigende und aussen absteigende Zirkulation auftreten muss. Die Grösse der Zirkulation ist der Anzahl der Solenoide proportional.

Die Zirkulation im Achsenschnitt einer baroklinen Windhose ist in Fig. 2 dargestellt, wobei jedoch der aufsteigende Luftstrom nicht die Mitte der Trombe einnimmt, sondern der Zentrifugalkraft folgend, sich der Zone der grössten Zirkulationsgeschwindigkeit an der Grenze zwischen dem Kern und Mantel nähern dargestellt ist, während die Mitte von einer schwach zirkulatorisch herabsteigenden Kompensationsströmung eingenommen wird. Die in diesem Strom gelegenen Massenteilchen dürften, wenn sie einen gewissen Abstand von der Rotationsachse haben, bald der Zentrifugalkraft folgend ihre Richtung ändern, um in den allgemeinen Strom in der Grenzfläche überzugehen und die Zirkulation als aufsteigende Teilchen zu schliessen. Nur die in der Achse selbst absteigenden dürften bis in die untere Spitze gelangen.



Für das Vorhandensein einer derartigen Kompensationsströmung spricht eine Reihe direkter Beobachtungen. Im Bericht über die Windhose von Trier (Schweiger-Seidels Journal für Chemie und Physik, 56, 377, 1829 [zitiert nach A. Wegener]) berichtet z.B. Nöggenrath von einem Mann, der in die Trombe hineingeriet: „Aber er behauptet zwei Strömungen in demselben verspürt zu haben, wovon die eine schief nach oben gegangen sei, und Kornhalme mit Ähren und andere leichte Körper mitgenommen, die andere aber die entgegengesetzte Richtung gehabt habe.“

Diese Darstellungsweise stimmt weiter mit der Ansicht J.W. Sandströms [(6) Taf. 27. Fig. 1] überein, der in einer tropischen Zyklone und Trombe eine Konvergenzlinie annimmt innerhalb deren eine herabsteigende und in positiver Richtung divergierende Luftbewegung herrschen muss.

A. Wegener führt weiter [47] die Zeichnung einer Kleintrombe auf der Havel bei Potsdam an, die von Dr. E. Mylius stammt und einen deutlichen Schaumring in der Konvergenzlinie zeigt. (Es heisst in der Beschreibung: „...die Säule von Wasserstaub...peitschte...einen ringförmigen Wall von 20 – 30 cm Höhe auf, und bohrte – so sah es aus – ein Loch von 30 cm Tiefe und 1,8 m Durchmesser.“ Hier scheint ebenfalls eine herabsteigende Kompensations-Strömung in der Achse vorhanden gewesen zu sein.)

Als weitere Belege seien hier 2 Versuche genannte: Der erste wurde von Vettin ausgeführt, dem es bei künstlicher Darstellung der Bewegungsvorgänge in der Atmosphäre gelang trombenartige Gebilde mit einer deutlich herabsteigenden Mittelströmung zu erhalten [(26) Taf. 6, Fig. 6]. Im zweiten wurde von A. v. Parseval (Berichte und Abhandlungen der wissenschaftl. Gesellschaft für Luftschiffahrt 1921. Heft IV.) bei einer Versuchsanordnung zum Studium der Wirbel um die Tragfläche eines Flugzeugs das Übertreten der Wirbel in die Luft hinter der Fläche durch Rauch sichtbar gemacht, wobei in der Mitte des trichterförmigen erweiterten Wirbels eine rotierende Kompensationsströmung auftrat.

Die Darstellung der Fig. 2 deckt sich mit den angeführten Ansichten Wegeners über die auf- und absteigende Bewegung in Windhosen, während eine Abweichung darin besteht, dass hier das äussere Herabsteigen der Luft in grösserer Entfernung vom Kern der Trombe angenommen wird, während die Bildung der Ringwülste, besonders der kleineren, die häufig die Wasserhose entlang nach unten wandern, [30] nicht auf eine Bewegung vorwiegend in der Z-Richtung, sondern auf das Vordringen eines neuen, mehr dem barotropen Typus ähnelnden Zirkulationssystem zurückzuführen wäre. (Diese Ringwülste sind auf einigen Photographien sichtbar, z.B. der Wasserhose auf dem Zugersee. Siehe Früh, Wasserhosen auf Schweizer Seen. Jahrbuch der Geogr.-Ethnogr. Ges. in Zürich 1906 – 07, S. 105, Zürich 1907.)

Es ist ferner nicht unwahrscheinlich, dass eine jede Wasserhose an der Stelle, wo die Säule in den Wasserfuss übergeht, eine ringwulstartige Stufe aufzuweisen hat.

Es erscheint ferner, - solange wir über die Vorgänge innerhalb einer doppelröhrigen Trombe kein ausreichendes Beobachtungsmaterial haben, nicht ausgeschlossen, dass durch einen der Trombenbildung analogen Vorgang die zirkulierende Kompensationsströmung einen derartigen Anschluss an die Energiequelle gewinnt, dass sie zum selbstständigen Kern wird und keine Luft mehr nach aussen abgibt, wie das letztere in Fig. 2 der Fall ist. Wenn diese Veränderung ihres inneren Baues zum Zerfall der Trombe führt, hätte ein Beobachter den Anblick einer zerfallenden äusseren Röhre, in der eine schmale Mittelröhre sichtbar wird, wie das W. Köppen [cf. (1) pg. 219] beschreibt, und von Bigelow als Entwicklungsstadium der Wasserhose von Cottage City photographiert [46] worden ist. Sowohl im Falle eines breiteren Ringwulstes, als auch einer Doppelröhre, hätten wir es mit der Möglichkeit des Auftretens einer doppelten Konvergenzlinie im XY-Schnitt der Trombe zu tun.

In der letzten Zeit sind noch weitere Beschreibungen doppelwandiger Wasserhosen erschienen, von denen die eine von Hale Carpenter am Victoria-Nyanza am frühen Morgen des 30. Juni 1922 aus einer Entfernung von gegen 100 m 5 Minuten lang beobachtet werden konnte. (Monthly Weather Review, volume 51, No 4, April 1923, pg. 209, nach einem Bericht in Nature, Sep. 23 1922, pg. 144) Dort heisst es:

„der Kern der Kolonne war viel weniger dicht gewesen, als die Peripherie, und das starke spiralige Aufsteigen des Wassers konnte man deutlich sehen... Umgebend den zentralen Kern, aber getrennt von ihm durch einen klaren engen Raum (gesp. v. Verf.) war eine Hülle, deren unteres Ende in einiger Entfernung über dem Wasser allmählich verschwand. Das Profil dieser Hülle war gewellt, da es an einigen Stellen dicker war, als an anderen.“

Etwas weniger klar ist eine zweite Mitteilung von H. E. Wood (Nature, Jan. 1920 pg. 82) (Union Observatory, Johannesburg):

„Einen interessanten Zug der Wasserhose scheint mir ein Detail des der Erde zugewandten Endes zu bieten: dort war ein gut ausgeprägter Kern (core), umgeben von einer weniger dichten Scheide vorhanden.“

Lehrreicher ist der vom Kapitän des dänischen Dampfers „Hamershus“ am 7. März 1923 um 11h a. in 3° N. Breite und 23°30' W. Länge an einem stürmischen Regentage beobachtete Fuss einer nicht kondensierenden Doppelrohrtrombe, den er folgendermassen beschreibt: (Aus einem Bericht, gegeben der Marine-Division des Weather Bureau, cf. Monthly W. Rev. 1. c.)

„An einem Ring von Sprühregen, der sich etwa 1 m (3 Fuss) hoch über das Meeresniveau erhob und ungefähr 75 cm (2 Fuss) breit war, fuhr das Schiff in ca. 36 m (20 Faden) Entfernung im Osten vorüber. Der Ring hatte 46 m (150 Fuss) im Durchmesser. Der Sprühregen hatte eine

rotierende Bewegung in der Richtung der Uhrzeiger und die Form eines fast vollkommenen Kreises. Im Zentrum dieses grossen Ringes befand sich ein zweiter, viel kleinerer Ring mit einem Halbmesser von 2,4 m (8 Fuss). Dieser zweite Ring bestand auch aus einem Sprühregen, welcher sich in derselben Richtung bewegte, wie der äussere. Augenscheinlich war seine Bewegung auch stärker und der Sprühregen schien auch höher von der Oberfläche des Wassers emporzusteigen. Zwischen beiden Ringen hatte das Meer dasselbe Aussehen, wie ausserhalb des grossen Ringes: man konnte den Regen herunterfallen sehen. Im Inneren des kleinen Ringes war das Meer ganz ruhig, man konnte nicht den Regen herabfallen sehen, und die Oberfläche schien konkav zu sein. Vielleicht war das auch eine Täuschung, welche durch die Rotation des Sprühregens um den Rand des Ringes verursacht wurde. Beide Ringe schienen absolut konzentrisch zu sein, und bewegten sich absolut genommen, in westlicher Richtung, ungefähr 18,5 km (10 Meilen) pro Stunde“ (3 msc⁻¹).

Aus vorstehender Beschreibung geht wohl recht klar hervor, dass innerhalb des kleinen Ringes eine herabsteigende Bewegung oder Stille geherrscht hat. Im Zwischenraum zwischen beiden Konvergenzlinien kann sicher eine herabsteigende Bewegung und in konzentrischen Kreisen eine stark aufsteigende angenommen werden (Vgl. Fig. 32a). Die Durchmesser der Kreise verhielten sich wie 1:10.

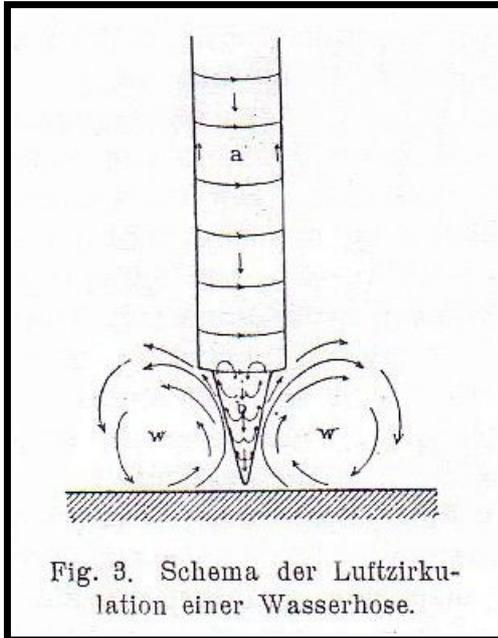


Fig. 3. Schema der Luftzirkulation einer Wasserhose.

Wenn wir es nun versuchen das wahrscheinliche Ergebnis aller angeführten Beobachtungen zusammenzufassen, erhalten wir die Figuren 3 und 4.

In Fig. 3 ist der untere Teil einer nahezu barotropen Wasserhose schematisch dargestellt. Die untere Spitze ist baroklin gedacht und zeigt ein Zirkulationssystem analog Fig. 2. Die hier emporgehobenen Wassertropfen müssen nach Erlangung einer bestimmten Zirkulationsgeschwindigkeit der Zentrifugalkraft folgend in tangentialer Richtung von der Säule nach aussen weggeschleudert werden, wo sie in Parabelbahnen herabfallend und gleichzeitig horizontal mit der umgebenden Luft zirkulierend den Wasserfuss des Wirbels bilden, der wie eine Art zweifach zirkulierender Wirbelring die Trombenspitze umgibt. Das untere Ende des nahezu barotropen Teiles ist stufenförmig ringwulstartig erweitert gezeichnet, von welchem Punkte aus man den Beginn der

starken Energiezerstreuung im Fuss annehmen kann. Durch kleine Pfeile ist die im zylindrischen Teil meist beobachtete Bewegung in der Z-Richtung angedeutet. (Die Einzelheiten des Überganges dieser beiden Teile ineinander bedürfen jedoch noch einer experimentellen Bestätigung oder Widerlegung, während die Form des Wasserfusses im genannten Werk von A. Wegener aus zahlreichen Beschreibungen hervorgeht.)

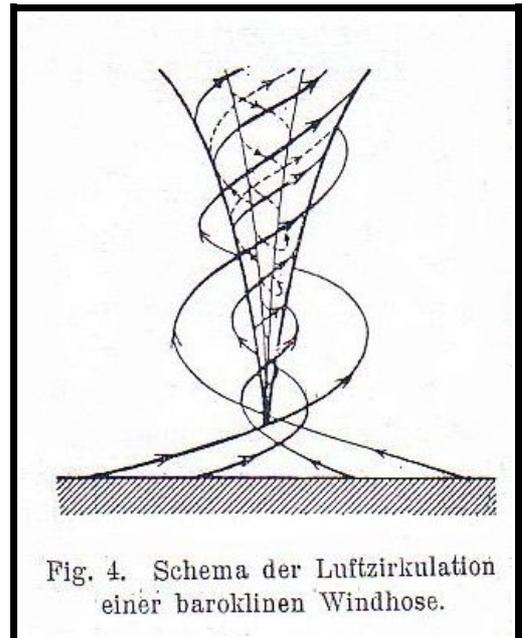


Fig. 4. Schema der Luftzirkulation einer baroklinen Windhose.

Fig. 4 soll ein Schema der Gesamtzirkulation einer baroklinen Windhose geben, wobei die gestrichelten Linien die Bahnen der Luftteilchen innerhalb der Trombe bezeichnen. Es sei hier noch hervorgehoben, dass die Form des Kernes einer Windhose nicht dem Bilde genau zu entsprechen braucht, das wir beim Anblick des Wolkenrichters haben, da letzterer unten nicht immer bis zur Spitze des Kernes herabzureichen braucht, dafür am oberen Ende wohl meist bedeutend breiter als der Kern sein dürfte.

Die Geschwindigkeit der zirkularen Bewegung (r) hat in einigen Fällen annähernd geschätzt, oder nach den Zerstörungsspuren berechnet werden können, jedoch beziehen sich die meisten Berechnungen dieser Art auf die Gesamtgeschwindigkeit (v), d.h. das Resultat einer Superposition zweier Bewegungsfelder: eines translatorischen und eines zirkularen. W. Ferrel [(45) pg. 234] berechnet die Windgeschwindigkeit in einem Tornado in 21 m Entfernung von der Achse zu 140 msc^{-1} . Nach Finley [42] kann man die zirkulare Geschwindigkeit auf $45 - 250 \text{ msc}^{-1}$ schätzen. Er betrachtet 450 msc^{-1} als Maximalwert, der im Wirbel überhaupt vorkommen dürfte.

Für Europa liegt eine Berechnung von Lalanne für die Trombe von Chatenay [48] vor, die 72.5 msc^{-1} ergibt, während Wegener 4 Windhosen, deren Geschwindigkeit auf 30, 35, 45 und $40 - 50 \text{ msc}^{-1}$ geschätzt wurde, zu den schwächeren rechnet und die Ansicht vertritt, ein Beweis dafür, dass jemals der Wert von 100 msc^{-1} in Europa wesentlich überschritten worden ist, sei jedenfalls bisher noch nicht erbracht; in normalen Fällen lassen die Zerstörungen auf Werte von $70 - 80 \text{ msc}^{-1}$ schliessen. Die für Europa berechneten Höchstwerte sind: nach Abbé Bourgeat (Trombe St.-Claude) [49] 83 msc^{-1} , nach Mohorovicic und Wegener (Tornado von Novska) [(1) pg. 186] 100 msc^{-1} . Dabei waren die Kraftäusserungen schon so gewaltig, dass im ersten Fall ein Krahn von 25.000 kg Gewicht hochgehoben, und im zweiten ein Eisenbahnwagen von 13.140 kg über einen Zaun getragen wurde. Die Korrektur zur Berechnung der zirkularen Geschwindigkeit nach der resultierenden beträgt für Europa etwa $10 - 15 \text{ msc}^{-1}$, was die Daten nur unwesentlich verkleinert.

3. Die fortschreitende Bewegung.

Zu den behandelten 2 zirkularen Bewegungskomponenten tritt im Bewegungsfelde einer Trombe die translatorische Komponente (1) des ganzen Wirbels hinzu.

Nach Finley [42] haben die Tornados der Vereinigten Staaten eine Zuggeschwindigkeit von $3 - 45 \text{ msc}^{-1}$, mit 20 msc^{-1} als Mittelwert. In Europa hat sie nach A. Wegener Werte von $0 - 24 \text{ msc}^{-1}$ aufzuweisen gehabt, so dass der Mittelwert aus 30 Fällen bloss 6.4 msc^{-1} beträgt, was 61 % der mittleren Zuggeschwindigkeit der Gewitter ausmacht. Im Ostbaltischen Gebiet, wo relativ viele Windhosen beobachtet worden sind [27, 28], scheint auch diese Geschwindigkeitskomponente grösser zu sein. Es beträgt dort das Mittel aus 8 Fällen, in denen die Zuggeschwindigkeit ermittelt werden konnte, 15.1 msc^{-1} , wobei sie zwischen 0.7 und 30 msc^{-1} schwankte. (Die von A. Wegener noch nicht angeführten ostbaltischen Fälle ergeben mit den europäischen zusammen einen Mittelwert von 8.3 msc^{-1} .)

Die translatorische Bewegung der Windhosen kann in vielen Fällen sowohl der Geschwindigkeit, als auch der Richtung nach als konstant angesehen werden. Im allgemeinen Fall ist sie es jedoch nicht. Ausser beobachteten Ablenkungen der Spur beim Übergang grösserer Wasserflächen, beim erstmaligen Berühren des Bodens [(1) pg. 170 ff.], [42], [28], scheint die Trombe nach Wegener in ihrer Bewegung häufig zyklidenähnliche Schwankungen auszuführen, deren Breite allerdings diejenige des Asgardsweges nur wenig übertrifft [(28) p. 39] (Die Abweichung von der mittleren Bahnlinie der amerikanischen Tornados kann nach J. v. Hann [(10) pg. 546] 40 bis 250 m betragen.)

Im Falle der Windhose von Königswinter (G. vom Rath: Über die Wettersäule, welche am 10. Juni 1858 oberhalb Königswinter zwei Mal über den Rhein ging. Poggendorffs Annalen der Physik und Chemie 104, 631, 1858. Siehe auch A. Wegener 1. c. pg. 31.) war die Bahn eine unregelmässige Kurve und wies eine plötzliche Richtungsänderung um fast 170° über dem Rhein auf, an welchem Punkt die fortschreitende Geschwindigkeit wenigstens für eine kürzere Zeit bis fast auf 0 zurückgegangen sein muss.

Derartige Unregelmässigkeiten dürften jedoch selten, besonders bei stärkeren Tromben sein, während Beispiele geringer Schwankungen der Mittellinie einer Windhose weiter unten (Kap. V) angeführt sind. Weil das Bewegungsfeld innerhalb einer fortschreitenden Trombe in viel höherem Masse von dem der fortschreitenden Bewegung ($r : t$) abhängt, als von den Absolutwerten der Geschwindigkeit (siehe weiter unten, Kap. III), seien hier einige wahrscheinliche Werte dieses Geschwindigkeitsverhältnisses (G) angeführt.

Aus den oben genannten Zahlen für Nordamerika erhalten wir unter Berücksichtigung der Mittelwerte $r = 150$, $t = 20 \text{ msc}^{-1}$:

$$G = 7.5.$$

Von der Annahme ausgehend, dass der Höchstwert von r gleichzeitig mit dem Maximum von t in derselben Trombe auftrat, erhalten wir $G = 10.0$.

Eine Verwendung der entgegengesetzten Extremwerte ($r = 250$, $t = 3 \text{ msc}^{-1}$) liefert als äusserste Werte:

$$1.0 < G < 83.3,$$

wobei der letztere Wert als unwahrscheinlich und beträchtlich zu gross bewertet werden muss.

In Europa erhalten wir als Mittelwert unter Berücksichtigung auch der ostbaltischen Fälle

$$G = 9.0.$$

Eine Verwendung der Extremwerte ergibt hier $G = 3,3$ und $G = \infty$, welcher letzterer Wert bei $t = 0$ eintritt und praktisch von keiner Bedeutung ist. Nach den entgegengesetzten Extremen findet man als äusserste Werte:

$$1.0 < G < \infty.$$

Der für Europa gefundene Mittelwert ist durch die verhältnismässig grosse Zahl der Werte $t = 0$ stark beeinflusst und dürfte, wie auch in Amerika, bei $G = 6$ liegen. (In Anbetracht der fehlenden genauen Anhaltspunkte zum Reduzieren der angeführten Zirkulationsgeschwindigkeiten in fortschreitenden Windhosen auf stillstehende, müssen diese Werte von r als im allgemeinen zu gross betrachtet werden, wodurch der Wert des Geschwindigkeitsverhältnisses ebenfalls zu gross wird, und eine Verringerung hier berechtigt erscheint.)

Als Extremwerte sollen für uns fernerhin $G = 1$ und 15 bis 20 gelten, wobei aber aus theoretischen Gründen die Werte unter 1.0 ebenfalls mitberücksichtigt werden sollen. Das grösste Geschwindigkeitsverhältnis dürften nicht die Windhosen mit maximaler Zirkulations-, sondern diejenigen mit minimaler Translationsgeschwindigkeit haben. Wichtiger als die Mittelwerte sind jedoch die individuell vorkommenden Werte von G .

Im Falle der Windhose von Wien-Neustadt [22] z.B. kann die Gesamtgeschwindigkeit innerhalb des Wirbels nach den Aufzeichnungen eines Anemographen als weit über 40 msc^{-1} angenommen werden. Andererseits wurde durch sie ein fahrender Eisenbahnzug soweit seitlich geneigt, dass er beinahe umgekippt wäre.

Analog der Berechnung von A. Wegener und Mohorovicic (pg. 23) für die Windgeschwindigkeit der Trombe von Novska, die einen Eisenbahnzug umwarf und emporhob, kann die Geschwindigkeit kleiner als 100 msc^{-1} angenommen werden. Da die Windhose mit einer Geschwindigkeit von 30 msc^{-1} einherzog, dürfte in diesem Individualfall G grösser als 1.25 und kleiner als 3.3 gewesen sein.

Auf Grund des Ausgeführten werden wir bei der Analyse des Bewegungsfeldes atmosphärischer Wirbel mit Werten von $G = 0.75$ bis 6.0 rechnen.

Zweites Kapitel

- Die Methode der Individualkreise. -

Einer analytischen Behandlung des Bewegungsfeldes innerhalb einer fortschreitenden Windhose als eines Ganzen stellen sich ausserordentliche Schwierigkeiten entgegen. Daher soll hier, um der Lösung dieser Frage praktisch näher zu rücken, die Methode der graphischen Analyse des Problems angewandt werden.

In Anbetracht der grossen Ähnlichkeit zwischen Tromben und Zyklonen seien hier einige Untersuchungsergebnisse dieser letzteren, oder von Wirbeln im allgemeinen, angeführt, um daraus eine Handhabe zum Beurteilen der weiter unten gefundenen Resultate zu gewinnen.

Im Jahre 1909 erschien in den Annalen der Hydrographie die Abhandlung von J. W. Sandström: „Über die Bewegung der Flüssigkeiten“ [6], in welchen er die von ihm erfundene Isogonen-Methode zum Zeichnen von Integraldiagrammen der Bewegungsvektoren vorschlägt. Die auf graphischem Wege (z.T. mit Hilfe von Integrationsmaschinen) erhaltenen Vektorlinienfelder der Stromlinien (V. Bjerknes nennt diese Vektorlinien, die in jedem Punkt des Feldes die momentane Bewegungsrichtung bezeichnen, 1. c. pg. 23 „Strömungslinien“.) zeigen eine Reihe von Singularitäten, wie Konvergenz- und Divergenz-Punkte oder -Linien, welche seither in der Geophysik, speziell der Atmosphäre und des Meeres, eine immer wachsende Aufmerksamkeit geschenkt wird, und die u.a. von V. Bjerknes [3] als wichtige Elemente beim Aufstellen kinematischer Diagnosen atmosphärischer und hydrosphärischer Bewegungszustände verwandt worden sind.

Analytisch ist das Bewegungsfeld der Atmosphäre neben V. Bjerknes [3] in den Veröffentlichungen des Geophysikalischen Instituts in Leipzig von Hesselberg und Sverdrup [12], sowie von Dietzius [21] u.a. behandelt worden, (Nach dem Abschluss dieser Arbeit sind als weitere Beiträge zur Frage nach dem Mechanismus einer Zyklone dem Verfasser bekannt geworden: T. Kobayasi: On the Mechanism of Cyklones and Anticyklones. Quarterly Journal. July 1923, pg. 177. - V. H. Ryd: Travelling Cyclones. Publikationer fra det Danske Meteorologiske Institut. Meddelelser No. 5) wobei sich die Ausführungen auf homogene Bewegungsfelder in der Nähe singulärer Punkte beziehen und als solche auch innerhalb eines bestimmten Gebietes schwächeren Tromben in erster Annäherung gelten dürften.

Hesselberg und Sverdrup (12), sowie Dietzius (21) behandeln das Problem für den nichttranslatorischen Fall und gehen von der Annahme aus, dass die Geschwindigkeitskomponenten der Bewegung parallel den Achsen, v_x und v_y , lineare Funktionen von x und y darstellen, d.h.

$$(2) \quad \begin{aligned} v_x &= ax + \beta y + m \\ v_y &= \gamma x + \delta y + n. \end{aligned}$$

Nach einer Parallel-Verschiebung der Koordinatenachsen erhalten wir

$$\begin{aligned} v_x &= \alpha(x-a) + \beta(y-b) \\ v_y &= \gamma(x-a) + \delta(y-b). \end{aligned}$$

Hieraus ergeben sich als Koordinaten des Zentrums die Quotienten

$$(3) \quad a = -\frac{\Delta_1}{\Delta_3} = -\frac{m\delta - n\beta}{\alpha\delta - \beta\gamma} \quad \text{und} \quad b = \frac{\Delta_2}{\Delta_3} = \frac{n\gamma - m\alpha}{\alpha\delta - \beta\gamma}$$

Wenn m und n Funktionen der Zeit t sind, werden auch a und b zu solchen. Der Punkt $M_{(ab)}$ ist das Symmetriezentrum des Feldes.

Je nach dem Wert der Determinanten in (3) lassen sich nach den beiden ersten Autoren folgende 3 Fälle in Bezug auf die Lage des Zentrums unterscheiden:

- 1) Wenn $\Delta_3 \neq 0$, d. h. $\frac{\alpha}{\gamma} \neq \frac{\beta}{\delta}$, liegt $M_{(ab)}$ im Endlichen.
- 2) $\Delta_3 = 0$; wir erhalten kein Zentrum im Endlichen, sondern
 - a) bei $\Delta_2 = \Delta_1 = 0$, d. h. $\frac{\alpha}{\gamma} = \frac{\beta}{\delta} = \frac{m}{n}$ wird das Zentrum unbestimmt,
 - b) bei Δ_2 und $\Delta_1 \neq 0$, d. h. $\frac{\alpha}{\gamma} = \frac{\beta}{\delta} \neq \frac{m}{n}$ werden a und b unendlich, d.h. im Endlichen ist kein Zentrum vorhanden.

Eine Stromlinie kann ferner durch die Differentialgleichung ausgedrückt werden:

$$(4) \quad \frac{dy}{dx} = \frac{v_y}{v_x} = k, \quad \text{oder} \quad \frac{dx}{v_x} = \frac{dy}{v_y}$$

durch deren Integration die Gleichung der Stromlinie erhalten wird. Nach Dietzius kann durch eine Drehung des Koordinatensystems die Gerade $ax + \beta y = \text{const.}$ der Abszisse parallel werden. Dann nimmt Gleichung (1) die Form an:

$$\begin{aligned} vx &= ay + m_1 \\ vy &= by + n_1. \end{aligned}$$

Nach einer Integration der Stromliniengleichung $\frac{dy}{dx} = \frac{by + n_1}{ay + m_1}$ erhalten wir in Bezug auf den Verlauf der Linien unter den oben gemachten Voraussetzungen nach Dietzius folgende Fälle:

A. Das Zentrum liegt im Unendlichen, oder ist unbestimmt.

$$1) \quad b = 0$$

Die Stromlinien sind kongruente Parabeln mit der gemeinsamen Achse $ay + m = 0$, parallel zur x -Achse.

2) $b = 0, a \neq 0$

Die Stroml. bilden eine Schar paralleler Geraden, welche unter einem spitzen oder stumpfen Winkel die Achsen schneiden.

3) $b = 0, n_1 \neq 0$.

Die Linien sind der x-Achse parallele Gerade.

4) $a = 0, m_1 \neq 0$.

Die Geraden sind der y-Achse parallel.

5) $a = 0, m_2 \neq 0$.

Die Stromlinien sind eine Schar Exponentialkurven und schneiden im Unendlichen eine gerade Stromlinie, die im Abstande $\frac{n}{b}$ der x-Achse parallel verläuft.

6) $\frac{m_1}{a} = \frac{n_1}{b}$.

Die Luft strömt beiderseits einer windstillen Geraden in entgegengesetzter Richtung ab.

7) Wenn ausserdem noch $n_1 = 0$, bewegt sich die Luft beiderseits der windstillen Geraden ihr parallel, aber in entgegengesetzter Richtung.

8) $a \neq 0, b \neq 0, \frac{a}{b} \neq \frac{m_1}{n_1}$.

Bei beliebiger Wahl der 4 Koeffizienten bilden die Stromlinien zwei einander unähnliche Kurvenscharen mit einer gemeinsamen Asymptote $y = -\frac{n}{b}$.

B. Das Zentrum liegt im Endlichen, die Isogonen sind radial angeordnete Gerade.

Es sei in der Formel (3) $\Delta_3 \neq 0$, dann kann die Gleichung (4) der Stromlinie nach Dietzius (l. c. pg. 44) dargestellt werden durch:

$$-\frac{dx}{x} = \frac{\alpha + \beta z}{\beta z^2 + (\alpha - \delta)z - \gamma} dz,$$

wo $z = \frac{y}{x}$ ist.

Im Verlauf der daraus gefundenen Stromlinien unterscheidet genannter Autor weiter folgende Fälle:

9) $\Delta_3 \neq 0, \beta \neq 0$.

Wenn gleichzeitig die Diskriminante (D) der quadratischen Gleichung im Nenner von (4), d.h. $(\alpha - \delta)^2 + 4\beta\gamma \geq 0$ ist, enthält das Bewegungsfeld 2 singuläre Gerade, die sich in einem Punkt schneiden. Sind hierbei die Ausdrücke:

$$A = \frac{z_1 + \frac{\alpha}{\beta}}{z_1 - z_2} \text{ und } B = \frac{z_2 - \frac{\alpha}{\beta}}{z_2 - z_1},$$

wo z_1 und z_2 die Wurzeln der quadr. Gleichung bezeichnen, beide grösser als 0, so zerfällt jede Stromlinie in 4 hyperbelähnliche Äste, welche aber im Endlichen weder in die Asymptote einmünden, noch von ihr abzweigen. Längs der einen Geraden findet ein Einströmen, längs der anderen ein Ausströmen der Luft vom Zentrum statt. (Neutraler singulärer Punkt)

$$9) \quad \text{II} \quad \Delta_3 \neq 0, \beta \neq 0, A < 0, B > 0.$$

Längs beider singulären Geraden findet ein Ausströmen vom Zentrum statt. Die Stromlinien sind denen des vorigen Falles ähnlich, haben jedoch alle ihren Ursprung im Zentrum.

$$10) \quad \text{I} \quad \Delta_3 = 0, \beta \neq 0, D = 0, z_1 = z_2 = z_0, z_0 + \frac{\alpha}{\beta} > 0,$$

$$\text{wenn} \quad z_0 = \frac{\delta - \alpha}{2}.$$

Die Stromlinien haben eine gemeinsame Asymptote, entspringen aus dem Zentrum, wo sie diese Asymptote berühren, um später umzubiegen und sie noch einmal im Unendlichen zu berühren.

$$10) \quad \text{II} \quad \Delta_3 = 0, \beta \neq 0, z_1 = z_2 = z_0, z_0 + \frac{\alpha}{\beta} < 0.$$

Ergibt das Spiegelbild von 10) I.

$$11) \quad D < 0.$$

Wenn die Wurzeln z_1 und z_2 imaginär werden, sind die Stromlinien eine Schar logarithmischer Spiralen, ausgehend vom Koordinaten-Ursprung, den sie unendlich oft umwinden. Dieser Fall schliesst als Grenzfälle kreisförmige und radial verlaufende Stromlinie ein.

$$12) \quad \Delta_3 = 0, \beta = 0.$$

Kann auf 9) II zurückgeführt werden.

Von allen genannten Fällen werden sich im Strömungsfeld fortschreitender Tromben der Fall 9) und 11) am häufigsten wiederholen.

Obwohl Dietzius (l. c.) mit Recht hervorhebt, dass die Stromlinien, streng geometrisch genommen, im Endlichen mit wenigen Ausnahmen, wie z.B. im Falle 6, nicht in die singulären Linien einmünden können, wie auch der sing. Punkt von den Spiralen unendlich oft umwunden werden muss, so sollen der weiteren Untersuchung, um die morphologische Seite des Problems deutlicher hervorzuheben, die von Sandström, Bjerknes u.a. angewandte Darstellungsmethode beibehalten werden.

Der translatorische Fall einer Zyklone ist weiter von Hesselberg [11] und [12] untersucht worden, was zum Ergebnis führte, dass in einer sich fortbewegenden Zyklone oder Antizyklone eine Verlagerung des zentralen singulären Punktes des Falles 11) (siehe oben) eintritt. Die Grösse der Verlagerung wird berechnet mit

$$R_1 = \sqrt{\frac{a_2 + \beta_2}{k^2}} \cdot t,$$

wo k eine für Zyklonen negative, für Antizyklonen positive Konstante, t die Fortpflanzungsgeschwindigkeit bedeutet, und:

$$\text{tg } \varepsilon = \frac{\beta}{\alpha},$$

wenn δ den Winkel zwischen der Richtung der translatorischen Bewegung und der Geraden bezeichnet, welche das ursprüngliche mit dem verlagerten Zentrum verbindet.

Dieselben Größen können unabhängig von den Koeffizienten der Gleichung ausgedrückt werden [(12) pg. 186] durch:

$$\begin{aligned} (6) \quad R_1 &= -\frac{k_1}{k} \cdot t \\ (7) \quad \varepsilon &= \pi - \varphi, \end{aligned}$$

wo k_1 aus der Formel der Geschwindigkeitsverteilung in der Zyklone: $v = k_1 \cdot r$ gefunden werden kann, und φ den Winkel zwischen dem Radiusvektor vom verlagerten Zentrum und der Windrichtung ist (cf. auch [11] pg. 130 ff.).

In einem realen Windfelde, sowohl in einer Zyklone als auch Trombe, sind v_z und v_y der Formel (1) nur in seltenen Fällen und auf geringen Gebieten streng lineare Funktionen von x und y , wie auch die Folgerung, die Isogonen seien Gerade, im allgemeinen im translatorischen Fall einer Zyklone nicht erfüllt ist, wie das sich weiterhin ergeben wird. Somit können wir vorstehenden analytischen Betrachtungen, bis auf die Berechnung der Verlagerung des Zentrums im translatorischen Fall, nur eine allgemein orientierende Bedeutung zumessen. Die weiter vorgeschlagene Methode soll es uns ermöglichen, sowohl eine beliebige Zu- und Abnahme der Geschwindigkeit innerhalb einer Zyklone und Trombe, als auch beliebige Veränderungen des Ablenkungswinkels des Windes vom Druckgradienten beim Gewinnen der Integraldiagramme zu berücksichtigen.

Die Methode der Individualkreise.

Um das Bewegungsfeld einer fortschreitenden Windhose oder Zyklone, wie es uns in der Projektion auf die x - y -Ebene erscheint, zu untersuchen, können wir folgendes Verfahren vorschlagen:

Zunächst wollen wir die Annahme machen, die Isogonen des Vektorfeldes seien radiale Gerade. Es soll dieser Fall uns nur als Ausgangspunkt dienen, während im allgemeinen das Windfeld im Normalschnitt in einzelne konzentrische Kreise zerlegt werden soll, für die sowohl die Windgeschwindigkeit, als die Richtung der zirkularen Bewegung, wie auch der Ablenkungswinkel des Windes von der Gradientenrichtung individuell gewählt werden können. Dadurch können später die Isogonen eine ganz beliebige Gestalt annehmen.

Wenn wir uns einem beliebigen der konzentrischen Individualkreise zuwenden, finden wir den Geschwindigkeitsvektor v in jedem seiner Punkte als eine Vektorsumme:

$$v = t + r,$$

wenn t den Vektor der fortschreitenden Bewegung und r denjenigen der zirkularen bedeutet. Als Nulllinie zur Winkelberechnung soll fortan die Richtung der translatorischen Bewegung, der „erste Durchmesser“, gewählt werden, dann bezeichnet ψ (Fig. 5 B, pg. 33) den Ablenkungswinkel des resultierenden Vektors v von demjenigen der translatorischen Bewegung (t), und φ den Winkel zwischen der Richtung der translatorischen und zirkularen Bewegung für den gegebenen Punkt.

Die Intensität von v finden wir mit:

$$(8) \quad v = \sqrt{t^2 + r^2 + 2tr \cos\varphi}.$$

Zur Bestimmung von ψ bilden wir: $r^2 = t^2 + v^2 - 2tr \cos\psi,$

lösen diese Gleichung mit Hilfe von (8) auf und erhaltenen

$$(9) \quad \cos^2 \psi = \frac{t + r \cos \varphi}{\sqrt{t^2 + r^2 + 2tr \cos \varphi}}$$

Beim Bestimmen des Vorzeichens der Winkel φ und ψ soll als positive Richtung diejenige gegen den Uhrzeiger, entsprechend der allgemein-mathematischen Bezeichnungsweise, gewählt werden, während entsprechend ein negativer Winkel nach rechts vom Vektor t gerechnet werden soll. Eine zyklonale Drehung auf der nördlichen Halbkugel werden wir hierbei somit als positiv bezeichnen.

Die Formeln (8) und (9) sind in Bezug auf die Richtung der fortschreitenden Bewegung symmetrisch, und eine positiv zirkulierende Trombe wird als Spiegelbild eine negativ zirkulierende ergeben, deren Vorkommen auf der nördlichen Halbkugel wenn auch seltener, so doch nicht ausgeschlossen ist.

Ein weiteres Element, das in (8) und (9) nicht enthalten ist, und das in Bezug auf den Verlauf der Stromlinien innerhalb des Normalschnittes eine grosse Bedeutung hat, ist der Ablenkungswinkel a des Windes von der Richtung des Druckgradienten (Fig. 5).

Unmittelbar muss die Lage des Punktes mit $\varphi = 0^\circ$, d.h. desjenigen, in welchem die Richtung von t mit derjenigen von r zusammenfällt, auf jedem Individualkreis von der Grösse dieses Winkels abhängig sein. Wenn wir im allgemeinen Fall des Azimut A (Fig. 5) dieses Punktes suchen und es uns in der angenommenen positiven Richtung wachsend denken, finden wir, wenn $t \parallel v$ ist, durch eine geometrische Überlegung:

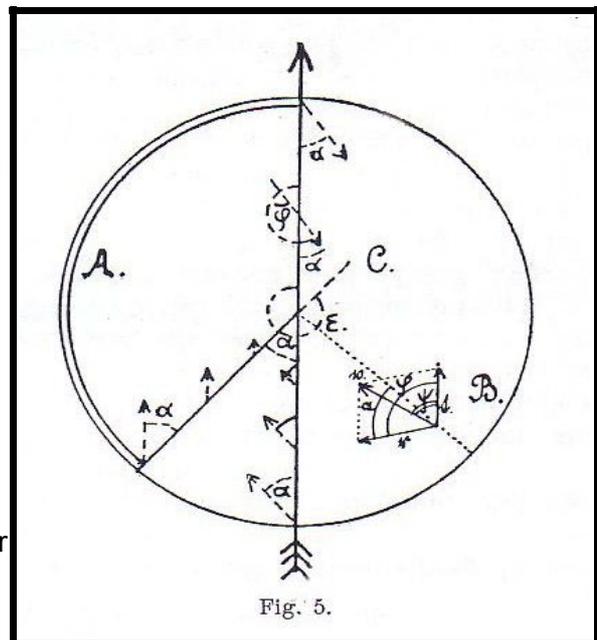
$$A = 180 - a^\circ.$$

Hierbei muss aber das Vorzeichen von a mit berücksichtigt werden. (Es sei hier um Missverständnissen vorzubeugen, dass der Ablenkungswinkel α des Windes vom Gradienten auf der nördlichen Halbkugel ein negativer, auf der südlichen ein positiver ist. Das Vorzeichen des Ablenkungswinkels, von 0° bis $\pm 180^\circ$ gerechnet, stimmt mit dem Vorzeichen der Zirkulation nach Kelvin [siehe Bjerknes (3) II, 112] überein.)

Bei unveränderter Translationsrichtung bewirkt somit eine Veränderung der im nichttranslatorischen Fall radialen Isogone $\varphi = 0^\circ$ und eine Verschiebung ihres Schnittpunktes mit dem Individualkreis vom rückseitigen Endpunkt des ersten Durchmessers aus gerechnet in umgekehrter Richtung im Vergleich zur Veränderung von a^1).

Die Lage des Punktes mit $\varphi = 0^\circ$ bei $\alpha = \pm 90^\circ$

würde somit dem Fall einer Bewegung der Massenteilchen im Wirbel auf konzentrischen Kreisbahnen entsprechen, während bei einem Azimut von 180° ein radiales Einströmen, bei $A = 0^\circ$ ein radiales Ausströmen in Bezug auf den Mittelpunkt eintreten muss. Die Zwischenlagen ergeben Stromlinien von der Gestalt logarithmischer Spiralen. Wir hätten somit für das Azimut des Punktes $\varphi = 0^\circ$ folgende Lagen:



(10)	$A=0^\circ$	$a=180^\circ$	rad. Ausströmen
	$0^\circ < A < 90^\circ$	$90^\circ < a < 180^\circ$	neg. Divergenz v. Z. (Nordantizyklone)
	$A=90^\circ$	$a=90^\circ$	neg. Rotation
	$90^\circ < A < 180^\circ$	$0^\circ < a < 90^\circ$	neg. Konvergenz (Südzyklone)
	$A=180^\circ$	$a=0^\circ$	rad. Einströmen
	$180^\circ < A < 270^\circ$	$270^\circ < a < 360^\circ$	pos. Konvergenz (Nordzyklone)
	$A=270^\circ$	$a=270^\circ$	pos. Rotation
	$270^\circ < A < 360^\circ$	$180^\circ < a < 270^\circ$	pos. Divergenz (Südantizyklone).

Die Konstruktion der XY-Projektion des Bewegungsfeldes eines Wirbels mit Hilfe von Individualkreisen gestattet es uns alle möglichen Übergänge und Unstetigkeiten des Ablenkungswinkels darzustellen. Als weiterer Vorteil ergibt es sich, dass bei einer gleichen Veränderung des Ablenkungswinkels in der ganzen Trombe keine Änderung der Isogonendiagramme notwendig wird, sondern nur der Vektor t um denselben Betrag gedreht werden muss.

Bei der Anwendung der Formel (8) und (9) zur Berechnung der Intensität und Richtung von v haben sich folgende Tabellen als nützlich erwiesen, welche die in der Praxis am häufigsten vorkommenden Geschwindigkeitsverhältnisse (G) berücksichtigen und die Werte von

v und ψ für Stufen von 30 zu 30° angeben.

Hilfstabelle I
zur Bestimmung von v
innerhalb einer fortschreitenden Windhose oder Zyklone.

$G =$	$\varphi = 0^\circ$	$\pm 30^\circ$	$\pm 60^\circ$	$\pm 90^\circ$	$\pm 120^\circ$	$\pm 150^\circ$	$\pm 180^\circ$
0.25	1.25	1.22	1.15	1.03	0.90	0.79	0.75
0.50	1.50	1.45	1.32	1.12	0.87	0.62	0.50
0.75	1.75	1.69	1.52	1.25	0.90	0.513	0.25
1.00	2.00	1.93	1.73	1.41	1.00	0.518	0.00
1.50	2.50	2.42	2.18	1.80	1.33	0.81	0.50
2.00	3.00	2.91	2.64	2.24	1.73	1.24	1.00
2.50	3.50	3.40	3.12	2.70	2.18	1.70	1.50
3.00	4.00	3.90	3.61	3.16	2.65	2.19	2.00
3.50	4.50	4.39	4.09	3.64	3.12	2.68	2.50
4.00	5.00	4.87	4.58	4.12	3.61	3.17	3.00
4.50	5.50	5.39	5.07	4.61	4.09	3.68	3.50
5.00	6.00	5.89	5.57	5.10	4.58	4.16	4.00
5.50	6.50	6.39	6.06	5.61	5.07	4.66	4.50
6.00	7.00	6.88	6.58	6.08	5.57	5.16	5.00

Hülfstabelle II
zur Bestimmung des Winkels ψ
innerhalb einer fortschreitenden Windhose oder Zyklone.

$\frac{G}{t}$ \ φ	0°	30°	60°	90°	120°	150°	180°	210°	240°	270°	300°	330°	360°
0.25	0°	4°30'	12°0'	13°45'	13°30'	8°40'	0°	351°20'	346°30'	346°15'	348°0'	355°30'	360°
0.50	0°	9°0'	18°45'	26°45'	30°30'	24°5'	0°	335°55'	329°30'	333°15'	341°15'	351°0'	360°
0.75	0°	12°30'	25°15'	36°45'	46°0'	46°50'	0°	313°10'	314°0'	323°15'	334°45'	347°30'	360°
1.00	0°	14°45'	30°0'	45°0'	60°0'	75°0'	Unbest.	285°0'	300°0'	315°0'	330°0'	345°15'	360°
1.50	0°	18°15'	36°30'	56°15'	79°15'	111°45'	180°	248°15'	280°45'	303°45'	323°30'	341°45'	360°
2.00	0°	20°10'	40°45'	63°30'	90°0'	126°15'	180°	233°45'	270°0'	296°30'	319°15'	339°50'	360°
2.50	0°	21°50'	43°30'	68°10'	96°10'	133°15'	180°	226°45'	263°50'	291°50'	316°30'	338°10'	360°
3.00	0°	22°45'	46°0'	71°30'	101°0'	137°0'	180°	223°0'	259°0'	288°30'	314°0'	337°15'	360°
3.50	0°	23°50'	47°45'	73°50'	103°50'	139°15'	180°	220°45'	256°10'	286°10'	312°15'	336°10'	360°
4.00	0°	24°30'	49°0'	76°0'	106°0'	141°5'	180°	218°55'	254°0'	284°0'	311°0'	335°30'	360°
4.50	0°	25°0'	50°10'	77°30'	107°50'	142°20'	180°	217°40'	252°10'	282°30'	309°50'	335°0'	360°
5.00	0°	25°15'	51°0'	78°45'	109°10'	143°15'	180°	216°45'	250°50'	281°15'	309°0'	336°45'	360°
5.50	0°	25°30'	51°45'	79°50'	110°10'	143°55'	180°	216°5'	249°50'	280°10'	308°15'	334°30'	360°
6.00	0°	25°45'	52°30'	80°30'	111°5'	144°30'	180°	215°30'	248°55'	279°30'	307°30'	334°15'	360°

In Anbetracht der stark verschiedenen Grösse von t , in einzelnen Tromben sind die Zahlen dieser Tabelle unter der Voraussetzung $t = 1$ berechnet und ergeben die Geschwindigkeit in m s^{-1} an der gesuchten Stelle nach einer Multiplikation mit der jeweiligen fortschreitenden Geschwindigkeit.

Die Winkel dieser Tabelle, wie auch nach I berechneten Windgeschwindigkeiten, gelten für den gewählten Punkt auf einem gegebenen Kreise, wenn G auf dem ganzen Kreise als konstant betrachtet werden kann, unabhängig von der Art der Geschwindigkeitsveränderung beim Übergang vom Zentrum zur Peripherie. (Die Werte der Tabelle I sind bis auf die erste Dezimalstelle, diejenigen der Tabelle II bis auf 30' genau bestimmt. Der Genauigkeitsgrad der Isogonen-Diagramme wird jedoch ein geringerer sein, da der durchschnittliche Ungenauigkeitsgrad einer Winkelkonstruktion kaum unter 1° herabgesetzt werden kann.)

Der Höchstwert des Fallwinkels ψ der Bäume.

Die Formeln (8) und (9) gestatten es uns der Frage danach näher zu treten, wie gross die Fallwinkel der Bäume innerhalb einer ziehenden Trombe werden können. Es ist schon mehrfach nach der Lagerung der Bäume in einer Trombenspur die irrümliche Auffassung vertreten worden, es handle sich gar nicht um eine Windhose, sondern um eine schmale Bö, weil die gebrochenen Bäume mit nur geringen Abweichungen nach rechts oder links in der Zugrichtung lagen. Seitdem Hinrichs [(35) pg. 306] in Amerikas Tornados von Derechos, d.h. schmalen gradlinig fortschreitenden Böen, unterschied, sind derartige Unterscheidungsversuche auch in Europa gemacht worden. So beschrieb R. Assmann den fraglos als Windhose anzusprechenden Orkan von Osterburg, Arneburg und Nauen [58] als einen blossen „Lokalsturm“, obgleich während seines Vorüberziehens auf der Elbe ausgesprochene „Wasserfüsse“ sichtbar waren. Hess untersucht im Jahre 1913 die Trombenspur von Schönebaumgarten [56] und schliesst aus der Fallrichtung der

Bäume darauf, dass in der Trombe keine Rotation vorhanden gewesen sein könne, während Pouillet bei der Beschreibung des „Meteors von Malauny“ (Pouillet, Note sur le météore de Malauny, Comptes rendus 21, 545 – 560, 1845.) trotz vorliegender Beobachtungen der kegelförmigen Trombenwolke und ausgesprochener Lagerung der Bäume die Trombe als rotationslos bezeichnet [cf. A. Wegener (1) pg. 160].

Die Formel (9) gestattet es uns die jeweilige Maximalgrösse des Fallwinkels ψ einer Trombe zu berechnen. Sie gibt uns $cs\psi$, somit auch ψ bei konstanten r und t als Funktion nur von φ . Um den grösstmöglichen Wert dieser Funktion zu finden, setzen wir als Bedingung eines Extremums

$$(11) \quad \frac{dcs\psi}{d\varphi} = - \frac{r^2 \sin\varphi (tcs\varphi + r)}{\sqrt{(t^2 + r^2 + 2trcs\varphi)^3}} = 0$$

oder, weil der Nenner nicht $= \infty$ werden kann:

$$- r^2 \sin\varphi (tcs\varphi + r) = 0.$$

Hieraus folgen 2 Bedingungen eines Extremums:

$$(12) \quad \begin{array}{l} 1. \quad cs\varphi = -\frac{r}{t} \\ 2. \quad \sin\varphi = 0^0. \end{array}$$

Um festzustellen, um welches Extremum es sich in jedem der angeführten Fälle handelt, bilden wir die zweite Ableitung nach φ :

$$(13) \quad \frac{d^2cs\psi}{cs\varphi^2} = \frac{tr^2 \sin^2\varphi}{\sqrt{(t^2 + r^2 + 2trcs\varphi)^3}} - \frac{r^2 cs\varphi (tcs\varphi + r)}{\sqrt{(t^2 + r^2 + 2trcs\varphi)^3}} - \frac{3 \cdot tr^3 \sin^2\varphi (tcs\varphi + r)}{\sqrt{(t^2 + r^2 + 2trcs\varphi)^5}}$$

Im Falle der ersten Bedingung von (12) verschwinden beide letzten Glieder von (13), und wir erhalten den Ausdruck

$$\frac{d^2cs\psi}{d\varphi^2} = \pm \frac{tr^2(1 - cs^2\varphi)}{\sqrt{t^2 + r^2 + 2trcs\varphi^3}}$$

welcher nach der Einführung von $cs\varphi = -\frac{b}{a}$ die Form annimmt:

$$(14) \quad \frac{d^2cs\psi}{d\varphi^2} = \pm \frac{r^2}{t \sqrt{t^2 - r^2}}$$

Im allgemeinen Fall kann dieser Ausdruck sowohl grösser, als auch kleiner als 0 sein.

Da die Formel (9) in Bezug auf die positive und negative Zirkulation symmetrisch ist, ist der gefundene Extremwert entsprechend diesen beiden Fällen im allgemeinen Fall zugleich ein Maximum und ein Minimum, je nachdem ob es sich um eine positiv oder negativ zirkulierende Trombe handelt, wenn

$$(15) \quad t > r,$$

d.h. wenn die Geschwindigkeit der fortschreitenden Bewegung grösser ist, als diejenige der zirkularen.

Ist dagegen

$$r > t,$$

so wird (14) imaginär, und wir erhalten weder ein Maximum noch ein Minimum, da ψ sowohl im positiven, wie negativen Fall einen beliebigen Wert von $\pm 0^\circ$ bis 360° annehmen kann.

Wenn wir das positive Vorzeichen in (14) wählen, erhalten wir für die positive Zirkulation ein Min. des $\cos\psi$, folglich ein Max. von ψ , das nach (9) gefunden werden kann als:

$$(16) \quad \cos\psi_{\max} = \pm \frac{\sqrt{t^2 - r^2}}{t}.$$

Das doppelte Vorzeichen deutet hier an, dass der Fallwinkel (ψ) der Räume im Falle einer positiven Zirkulation sowohl auf der rechten, als auch auf der linken Seite der Zugrichtung denselben Wert haben kann.

Im Falle der zweiten Bedingung (12), d.h. $\sin\varphi = 0^\circ$ verschwinden in (13) die Glieder mit $\sin\varphi$ als Faktor, und da hier $\cos\varphi = \pm 1$ ist, erhalten wir:

$$\frac{d^2\cos\psi}{d\varphi^2} = -\frac{r^2(t \pm r)}{(t \pm r)^3}, \text{ resp. } \frac{d^2\cos\psi}{d\varphi^2} = -\frac{r^2}{(r \pm t)^2},$$

wenn wir im übrigbleibenden Gliede die Wurzel als positiv betrachten, da sie die Grösse von v angibt. Weil diese beiden Ausdrücke immer < 0 sind, haben wir es mit zwei Max. von $\cos\psi$, d.h. mit zwei Min. von ψ zu tun.

Substituiert man in (9) den Wert $\cos\varphi = \pm 1$, so erhält man $\cos\psi = \pm 1$, d.h. $\psi = 0$ oder 180° .

Es fallen somit im zweiten Fall t und r der Richtung nach zusammen. oder sind diametral entgegengesetzt gerichtet. Der Fallwinkel erreicht bei $\varphi = 0$ und $\varphi = \pm 180^\circ$ sein Minimum sowohl für eine positive, als auch negative Zirkulation, was zu erwarten war.

Die Formel (16) können wir dazu verwenden, einige Werte des grösstmöglichen Winkels für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse zu berechnen.

$G = \frac{r}{t}$	1	0.67	0.50	0.38	0.25	0.20	0.17
ψ_{\max}	90°	$41^\circ 49'$	$30^\circ 0'$	$18^\circ 42'$	$14^\circ 31'$	$11^\circ 33'$	$9^\circ 36'$

Wir sehen aus dieser Tabelle, dass bei einer schwachen Zirkulation – im Verhältnis zur fortschreitenden Bewegung – etwa bei 4 oder mehr mal grösserem t als r die Spur der Trombe von denjenigen einer gradlinigen Bö ohne genaue Messungen schwer zu unterscheiden sein werden, besonders da innerhalb einer vorausgesetzten schmalen Böenspur durch äussere Umstände grössere oder kleinere Abweichungen von der Zugrichtung ebenfalls vorkommen können. (Wenn wir $t = 30 \text{ msc}^{-1}$ annehmen, wie das bei der Windhose von Wiener Neustadt der Fall war, kann r immerhin noch bis 7.5 msc^{-1} erreichen, wenn die Fallrichtung der Bäume zwischen schwanke $\pm 15^\circ$)

Die Windstille innerhalb einer fortschreitenden Trombe.

In den Trombenberichten findet man häufig Angaben darüber, dass in der nächsten Nähe einer Windhose eine volle Stille geherrscht habe, und schliesst daraus, der Beobachter habe sich ausserhalb der Trombe befunden, deren Wirbel scharf begrenzt war. Die Tatsache der beobachteten Windstille wird unter den von A. Wegener [(1) pg. 117] bearbeiteten Fällen europäischer Windhosen 23 mal erwähnt, so heisst es da in einem Fall: „...indess, was äusserst merkwürdig ist, dass ausserhalb dieser Breite (von 60 Schritten) eine Windstille herrsche. Man denke sich das Erstaunen einer Bauersfrau in Dittersdorf, welche durch das Fenster in der Wohnstube ihres Hauses die Scheune neben demselben (gesperrt von A. W.) mit dem grössten Geprassel einstürzen sieht, indem sie sich an ihrem Beobachtungsort ganz ruhig und ohne Erschütterungen befindet“. (Lampadius, Systematischer Grundriss der Atmosphärologie, Freyberg 1806, pg. 167. Die Windhose war am 23. April 1800, 4-5 p. bei Hainichen unweit Freiberg in Sachsen entstanden.)

In einem zweiten Fall heisst es [(26) pg. 449] vom Beobachter einer nur 6 m im Durchmesser haltenden Trombe, dass er sie bis auf 5 m an sich herankommen liess, um dann, als er den Wind zu spüren begann, das Weite zu suchen.

Es ist sehr wahrscheinlich, dass der Beobachter in diesem und einer Reihe weiterer Fälle sich innerhalb der Windhose selbst befand, weil hier Gebiete mit schwachen Winden und singuläre Punkte mit völliger Windstille auftreten können, auch wenn in der Luft ausserhalb des Wirbels eine Geschwindigkeit, entsprechend seiner fortschreitenden Bewegung herrscht.

Innerhalb einer fortschreitenden Trombe wird die Windstärke ihren grössten Wert in denjenigen Punkten eines jeden konzentrischen Kreises besitzen, für welche die translatorische und die zirkulatorische Bewegung der Richtung nach zusammenfallen, d.h. auf der Isogone $\varphi = 0^\circ$.

Diese Isogone kann im allgemeinen Fall jede beliebige Lage innerhalb der Trombe einnehmen und wird hierin, wie oben erörtert, von der Grösse des Ablenkungswinkels abhängen. Wenn dieser Winkel negativ ist, liegt das Gebiet mit der grössten Windstärke rechts, im entgegengesetzten Fall links vom ersten Durchmesser. Nur im Falle eines radialen Ein- oder Ausströmens fällt die Isogone mit dem ersten Durchmesser zusammen. Der absolut grösste Wert von v wird sich auf dieser Isogone $\varphi = 0^\circ$ näher oder weiter vom Mittelpunkt entfernt vorfinden, und zwar im Falle des Altersstadiums zwischen dem Mittelpunkt und dem Umfang, während er bei emporgehobenem Kern und einer blossen Mantelwirkung in der Nähe des Erdbodens sich dem Mittelpunkte bis auf eine gewisse minimale Entfernung nähern muss.

Die Bedingung einer Windstille erhalten wir aus (8) für die Isogone φ

$$\overline{cs\varphi} = -\frac{t^2 + r^2}{2tr}$$

Wir sehen, dass bei $t \neq r$ eine Windstille ausgeschlossen ist, weil in diesem Fall

$$\frac{t^2 + r^2}{2tr} > 1$$

wird. Somit können wir windstille Punkte nur auf den konzentrischen Individualkreisen mit $G = 1$ erwarten.

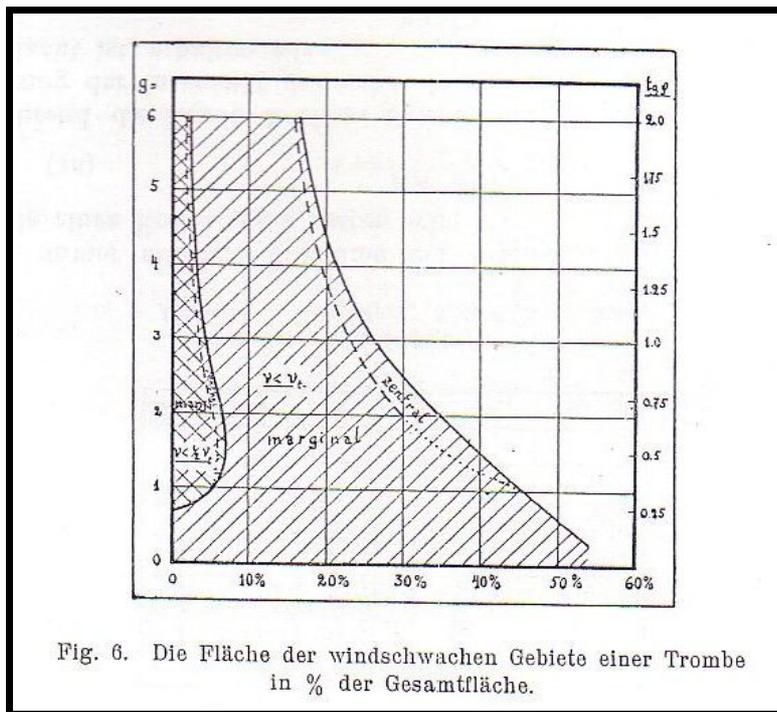
Im Falle $t = r$ erhalten wir $\overline{cs\varphi} = -1$, d.h.: $v = 0$ liegt auf der Isogone $\varphi = 180^\circ$, was zu erwarten war, und zwar in ihrem Schnittpunkt mit dem konzentrischen Kreise $G = 1$. Im Falle einer Zu- und Abnahme von r müssen 2 solche Punkte auftreten, im Fall einer Doppelröhre kann ihre Anzahl 4 erreichen usw.

Nach der Lage der Isogone $\varphi = 180^\circ$, wird das windstille Gebiet bei positivem Ablenkungswinkel, - d.h. auf der nördlichen Halbkugel im Fall einer Antizyklone – auf der rechten, bei negativem Winkel – im Fall einer Zyklone – links vom ersten Durchmesser liegen.

Somit sollen innerhalb einer fortschreitenden Windhose 2 Gebiete mit abgeschwächten Winden unterschieden werden: das marginale und zentrale – wenn wir die letztere Bezeichnung nicht streng geometrisch brauchen -, wie sie sich auch in den tropischen Zyklonen in der zentralen Kalme und der fahrbaren (maniable) Hälfte andeuten. (Es liegt nahe in einer tropischen Zyklone unter gewissen Bedingungen ebenfalls ein marginales Kalmengebiet zu erwarten. In den bisherigen Beobachtungen scheint man diesem wenig auffallenden Umstand nicht die gebührende Aufmerksamkeit geschenkt zu haben.)

In den weiter unten (Kap. III) wiedergegebenen Querschnitten durch den Fuss eines Windhosenwirbels sehen wir, wie beträchtlich die Ausdehnung des windschwachen Marginal-Gebietes, wenn wir darunter das Gebiet mit $v < t$ verstehen, sein kann, nimmt es doch bei $G_{max} = 1.0$ (Fig. 18) 45.6% der gesamten Fläche des Trombenquerschnittes ein, so dass wir bloss nach dem Asgardswegen eine im allgemeinen unzutreffende Vorstellung vom Durchmesser der rotierenden Wolkensäule erhalten werden. Bei $G_{max} = 6$ schrumpft das marginale Gebiet allerdings bis auf 15.5 % der Gesamtfläche zusammen. (Fig. 20)

Das windschwache Gebiet ist schon bei ganz geringen Zirkulationsgeschwindigkeiten vorhanden. Es vertieft sich mit wachsendem G_{max} , bis bei $G_{max} = 1$ ein Punkt mit völliger Windstille auftritt. Bei $G_{max} > 1$ tritt eine Spaltung des Punktes in 2 ein, wobei auch das gesamte windschwache Gebiet anfängt eine Einschnürung zu zeigen (Vgl. Fig. 17, 18, 19, 20) Erst bei $G_{max} = 1.5$ ist im Gebiet mit $v < \frac{1}{2} t$ eine Abschnürung des zentralen Teiles vom marginalen vollzogen, für das Gebiet mit $v < t$ jedoch erst bei $G = 2$.



In der Fig. 6 ist die Grösse beider windschwachen Gebiete im Verhältnis zum gesamten Trombenquerschnitt graphisch dargestellt. Hier sei durch die ausgezogene Linie die Fläche des ganzen windschwachen Gebiets angegeben, während die Abszissendifferenz der ausgezogenen und der gestrichelten die Fläche des zentralen Gebietes darstellt. Der Teil der gestrichelten Kurven zwischen dem Auftreten und der Vollendung der Abschnürung der windschwachen Gebiete ist in der Figur extrapoliert und deshalb punktiert gezeichnet. Nach der Spaltung des windstillen Punktes strebt der zentrale mit wachsendem G_{max} der Mitte zu, während der marginale sich dem Rande nähert. Der erstere (Z) bildet den Fusspunkt der Achse des aufsteigenden

Luftstromes [Fall 11] nach Dietzius, cf. pg. 30], (Aus dem Angeführten folgt in Bezug auf die tropische Zyklone, dass in ihr die Kalme genau genommen mit Unrecht die Bezeichnung „zentrale“ führt.) während der letztere einen singulären Punkt (M) mit hyperbelähnlichen Luftbahnen in der Nähe des Bodens ohne eine aufsteigende Komponente vorstellt [Fall 9], nach Dietzius, vgl. pg. 30].

Die grösste Fläche nimmt das zentrale windschwache Gebiet im Modell einer „linearen Trombe“ mit $a = const.$ bei $G = 2.0$ mit 6.3 % der Gesamtfläche ein.

Ein Vergleich der genannten Isogonen-Diagramme mit denjenigen, deren Winkel a nicht konstant ist (Fig. 22 – 27), zeigt, wie unwesentlich die Beeinflussung der Grösse dieser Gebiete durch Veränderung des Ablenkungswinkels ist, während die Geschwindigkeitsverteilung eine ausschlaggebende Rolle spielt.

Im Falle einer „alten“ Trombe, d.h. wenn der Geschwindigkeitsabfall im Mantel durch eine Hyperbel dargestellt werden kann (Fig. 11), wird dieses Gebiet unendlich gross, während ein entsprechender linearer Mantel ($G_{max.} = 4$, hier nicht reproduziert) es auf 29.7 % verkleinert.

Im allgemeinen Fall ist die Kurve der Geschwindigkeitszunahme im Kern von derjenigen im Mantel unabhängig und ändert sich mit dem Abstand der Zone stärkster Winde vom Zentrum, daher hat man im allgemeinen keine Möglichkeit vom beobachteten Zentralgebiet auf ein Vorhandensein oder die Grösse des dazugehörigen marginalen zu schliessen, und umgekehrt.

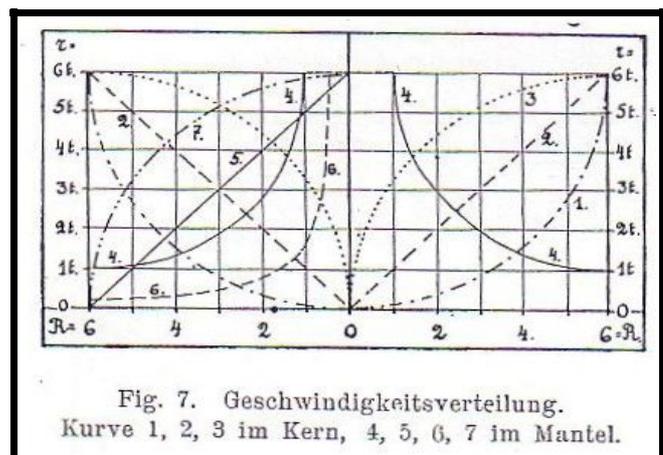
Die Lage des zentralen Stillenpunktes kann nach der angeführten Formel (20) berechnet werden. Er liegt immer auf der Isogone $\varphi = 180^\circ$, resp. 180° im Übergangspunkte der einen in die andere, wenn $t \rightarrow 0$, wird er dem Mittelpunkt unseres kreisförmigen Trombenfeldes zustreben.

Drittes Kapitel

- Das Bewegungsfeld im translatorischen Fall. -

Zur Erläuterung der Diagramme dieses Kapitels haben wir in Fig. 7 diejenigen Geschwindigkeitsverteilungen zusammengestellt, welche innerhalb eines stillstehenden Trombenwirbels anzunehmen uns die in Kap. I angeführten Beobachtungen und Überlegungen berechtigen, wenn wir fürs erste vom Einfluss einer Abnahme der Luftdichte im Kern absehen, d.h. atmosphärische Wirbel mit relativ geringer Zirkulationsgeschwindigkeiten, oder von grösserer Ausdehnung betrachten.

Der Kern. In Fig. 7 ist als Abszisse der Abstand von der Achse (R), als Ordinate die Intensität der zirkularen Geschwindigkeit (r), ausgedrückt durch G und t, abgetragen. Es beziehen sich die Kurven 1, 2, 3 auf den Kern. Von ihnen entspricht 2 einer linearen Geschwindigkeitszunahme nach der Formen $r = Rc$ (pg. 8), wobei der ganze Kern wie ein starrer Körper rotiert. Der Geschwindigkeitsaszendenz nach V. Bjerknes (Der Aszendenz drückt die Zunahme eines Skalars auf einer Längeneinheit aus [(3) I pg. 17] ist konstant:



$$(17) \quad A = \frac{dr}{dR} = c.$$

Im Falle eines veränderlichen Aszendenten veranschaulicht Kurve 1 eine erst langsame, dann gegen den Rand des Kernes hin immer stärkere Zunahme der Intensität des Vektors. Im Falle eines Kreisbogens hätten wir:

$$(18) \quad A = \frac{\sqrt{r(2-r)}}{1-r},$$

während die Kurve 3 einen Fall mit entgegengesetzter Veränderung der Intensität darstellt. Wenn die Kurve als Kreisbogen gedacht ist, erhalten wir:

$$(19) \quad A = \frac{\sqrt{1-r^2}}{r}$$

Ausser dem Grenzfalle, dass die Kurve aus 2 Abschnitten von Geraden besteht, deren einer mit einer Achse zusammenfällt, der andere der zweiten Achse parallel verläuft, können alle möglichen stetigen Kurven zwischen den gegebenen 2 Endpunkten als aus Teilen zusammengesetzt betrachtet werden, welche zu einem dieser 3 Typen gehören. (Vorausgesetzt wird hier, dass es sich nur um eine Zunahme der Intensität vom Mittelpunkt zum Rande hin handelt, was wir für jeden Kern annehmen.)

- ♦ I. Für den translatorischen Fall ist eine graphische Darstellung des Bewegungsfeldes im Kern mit Hilfe der nach Formel (8) und (9) berechneten Werte für eine Reihe von Individualkreisen konstruiert und ergab als Isogonen-Diagramm die Fig. 8, welche für $a = \text{const.}$ und den Fall einer linearen Geschwindigkeitszunahme (Fig. 7, Kurve 2) entworfen ist. Die punktierten Linien stellen Isogonen, die ausgezogenen – die Kurven gleicher Intensität dar und zwar für Intervalle von je 1 t. Wir finden die Verlagerung des singulären Zentralpunktes bei kreisförmigem Verlauf der Intensitätskurven und gradlinigen Isogonen, wie das nach den analytischen Ausführungen von Hesselberg [11] zu erwarten war. Das Bewegungsfeld stellt sich nicht als kongruent mit demjenigen des nichttranslatorischen Falles (punktierte Kreise) heraus, was für den $0^\circ - 180^\circ$ Durchmesser durch eine einfache Berechnung nachgewiesen werden kann.

Der Punkt der Zentralen Stille liegt, wie oben ausgeführt, immer auf dieser $0^\circ - 180^\circ$ Isogone als Grenzpunkt zwischen beiden Abschnitten. Der Wert von ψ ist in ihm unbestimmt.

Aus der Tabelle II (pg. 35) wissen wir, dass der zentrale Stillenpunkt immer an der Stelle liegt, wo die Individualkreise $r = t$ des nicht translatorischen Falles diese Hauptisogone schneidet.

Um danach die Grösse der Verlagerung R_1 zu bestimmen, müssen wir somit im allgemeinen Fall das Integral

$$(20) \quad \int_0^t f(r) dr = \int_0^t \frac{1}{A} dr$$

bestimmen, in welchem $f(r) = \frac{1}{A}$ ist.

Für den Fall, dass der Kern wie ein starrer Körper rotiert, erhalten wir aus (17)

$$(21) \quad R_1 = \frac{t}{c}$$

Einen Ausdruck, der vor dem pg. 31 als (6) angeführten den Vorzug der grösseren Einfachheit hat, und den Wert der Verlagerung des zentralen Stillenpunktes sowohl für den Fall eines radialen Einströmens, als den mit geschlossenen kreisförmigen Stromlinien, oder solchen von der Form logarithmischer Spiralen gilt, weil wir alle diese Stromlinien durch die pg. 33 dargelegte Berücksichtigung des Ablenkungswinkels a aus demselben Isogonen-Diagramm nach der Sandström'schen Methode erhalten können.

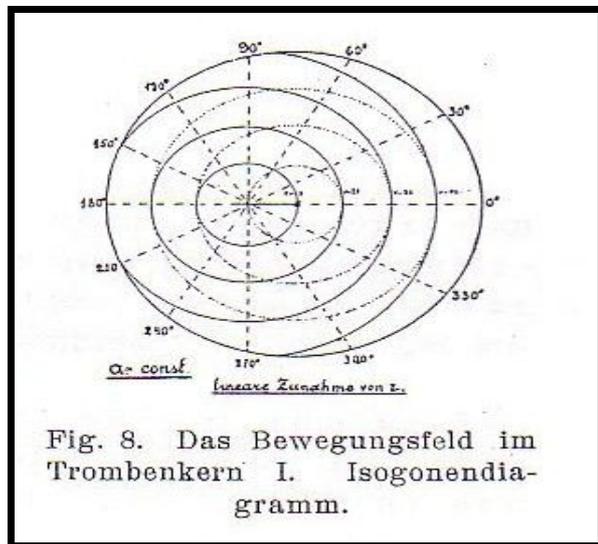


Fig. 8. Das Bewegungsfeld im Trombenkern I. Isogonendiagramm.

Nach den Kurven 1 und 3 der Fig. 7 lässt sich beispielsweise die Grösse der Verlagerung R_1 aus den Formeln (18) und (19) nach (20) berechnen als:

$$(22) \quad a) R_1 = R(\sqrt{2t-t^2}), \quad b) R_1 = R(1-\sqrt{1-t^2}).$$

Hier ist $t = \frac{1}{G_{max}}$, d.h. in Bruchteilen der maximalen Zirkulationsgeschwindigkeit zu berechnen.

Um die Richtung zu bestimmen, in welcher eine Verlagerung des Punktes der zentralen Stille im eben besprochenen Falle des translatorischen Bewegungsfeldes erfolgen wird, können wir aus der Fig. 5, pg. 33 unmittelbar durch eine geometrische Betrachtung entnehmen, dass wenn das Azimut A der Isogone $\varphi = 0^\circ$ des nichttranslatorischen Falles, auf welchen sich die erwähnte Figur bezieht, durch

$$(23) \quad A = 180^\circ - \alpha$$

gegeben ist, wir die Formel für den gesuchten Winkel ε ausdrücken können:

$$\varepsilon = \pi - A.$$

Dabei müssen wir Folgendes im Auge behalten:

Auf der Hauptisogone müssen in allen Fällen sowohl der Maximal- als auch der Minimalwert der Intensität, und zwar auf verschiedenen Seiten des ursprünglichen Zentrums, vorkommen. Der Maximalpunkt liegt naturgemäss immer irgendwo auf der Isogone $\varphi = 0^\circ$, deren Azimut die Formel (23) angibt. Der ihm diametral entgegengesetzte Stillenpunkt C, Fig. 5, hat somit das Azimut ε .

Wenn wir dagegen den Winkel $\bar{\varphi}$ (Fig. 5) zwischen der Richtung der Translationsbewegung und der durch den Isogonenwinkel auf dem ersten Radius bestimmten Richtung benutzen, erhalten wir, wie nicht schwer einzusehen,

$$\text{oder} \quad \alpha = \bar{\varphi} - \pi$$

$$(24) \quad \varepsilon = \pi - \bar{\varphi},$$

welche Beziehung Hesselberg [(12) pg. 186] auf anderem Wege findet. (In der Abhandlung von Hesselberg ist der Ausdruck für ε in der obigen Form abgeleitet, seine Auswertung und Berechnung dagegen führt pg. 188 sowohl im Falle einer Zyklone als Antizyklone zu einer nichtzutreffenden Darstellung. Vgl. Fig. 8b und 8d mit Fig. 7 und 8 bei Hesselberg.)

Die Stromlinien im translatorischen Fall des linearen Kernes I sind nach Fig. 8 in Fig. 8 a, b, c, d für den Fall $\alpha = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ$ und 315° , d.h. für eine südliche Zyklone, nördliche Antizyklone, südliche Antizyklone und nördliche Zyklone ausgeführt. Wir finden dort eine Verlagerung des Stillenpunktes auf der nördlichen Halbkugel

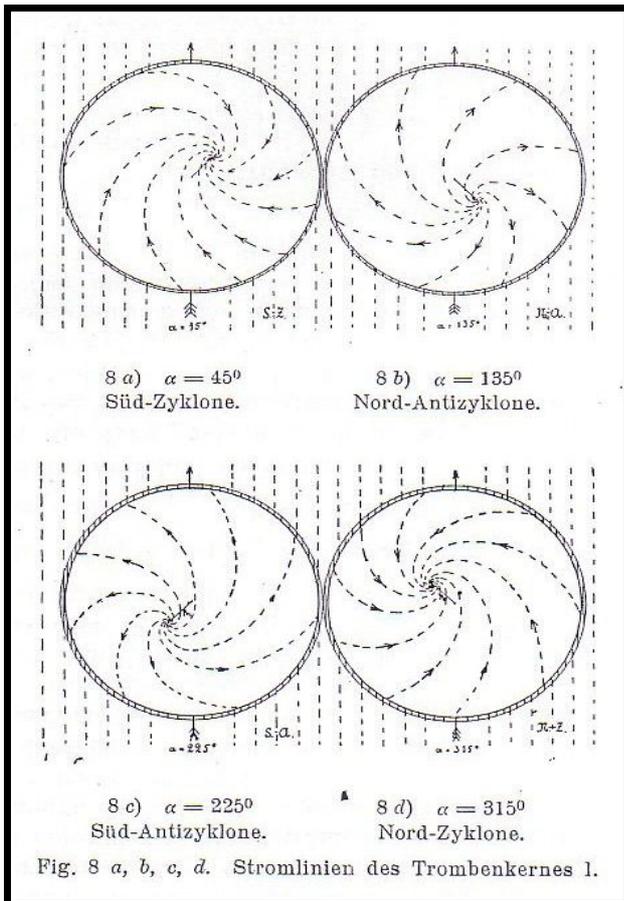
im zyklonalen Fall nach vorne und links

im antizyklonalen nach hinten und rechts

vom Mittelpunkt, wenn wir in der Zugrichtung schauen.

Die Stromlinien bei $a = 0$ und 180° (nicht reproduziert) sind den Isogonen in Fig. 8, diejenigen bei $a = 90^\circ$ und 270° dagegen Intensitätskurven kongruent. Der zentrale Stillenpunkt behält seine konstante Verlagerung R_1 , er muss nur durch eine entsprechende Drehung verschoben werden, wenn wir die Diagramme der Fälle 8 a, b, c, d oder solche nach beliebigen Zwischenwerten von a finden wollen.

Wenn die genannten Figuren Trombenwirbel darstellen sollen, müssen sie von einer Unstetigkeitsschicht der Geschwindigkeit – einem Gleitwirbel – umgeben sein. Dann würde Fig. 8 mit den Nebendiagrammen eine Trombe im Jugendstadium nach Wegener (pg. 8) darstellen.



Da wir die umstehende Fig. 8 nach der Kurve 2 (Fig. 7) gewonnen haben, sei hier noch erwähnt, dass in Fällen einer geringeren Neigung dieser Geraden die Diagramme denjenigen der Fig. 8 geometrisch ähnlich waren, und bloss bis zum gewählten Einheitsdurchmesser vergrösserte Ausschnitte aus diesen Figuren darstellten.

Bei grösserem Neigungswinkel wurden innerhalb des Feldes Teile der Kurven sichtbar, die in Fig. 8 ausserhalb des gewählten Umfanges lagen.

- ♦ II. Wenn wir zur weiteren Untersuchung derjenigen Fälle eines Wirbelkernes übergehen, in denen der Geschwindigkeitsgradient nicht konstant ist, so haben wir die Möglichkeit mit Hilfe der Methode der Individualkreise die Stromlinien für jede beliebige, gleichmässige oder ungleichmässige Zunahme der Windgeschwindigkeiten mit R zu finden. Da in einem dem barotropen ähnlichen Wirbel diese Zunahme in der Nähe der Achse langsamer erfolgen dürfte, als in der Nähe der Grenzflächen zwischen Kern und Mantel, wählen wir als

zweites Beispiel den Fall, dass die Kurve der Geschwindigkeitsverteilung (Fig. 7, No. 1) einen Viertelkreis bildet, d.h. im Zentrum die Abszisse, am Rande die Ordinate berührt. In diesem Fall gilt die Beziehung (18) bei der Berechnung des Aszendenten.

Da der Kreisbogen als zusammengesetzt aus unendlich vielen Geradenabschnitten von unendlich geringer Länge und wechselndem Steigerungsmass betrachtet werden kann, wäre hier im allgemeinen derselbe Typus der Stromlinien zu erwarten, wie in Fig. 8, wenngleich es sich auch nicht mehr um logarithmische Spiralen handeln kann.

Fig. 9 gibt uns die Isogonen und Intensitätskurven dieses Falles, während Fig. 9a die Stromlinien darstellt. Der Winkel δ der Stillenverlagerung ist hier mit demjenigen von Fig. 8 gleich gross, während der Betrag der Verlagerung grösser ist. Die Kurven gleicher Intensität umschliessen den Stillenpunkt, sind aber im Bereich der Isogone von $\varphi = 180^\circ$, zusammengedrängt. Die Isogonen sind nicht mehr Gerade, die Stromlinien eine Art Spiralen.

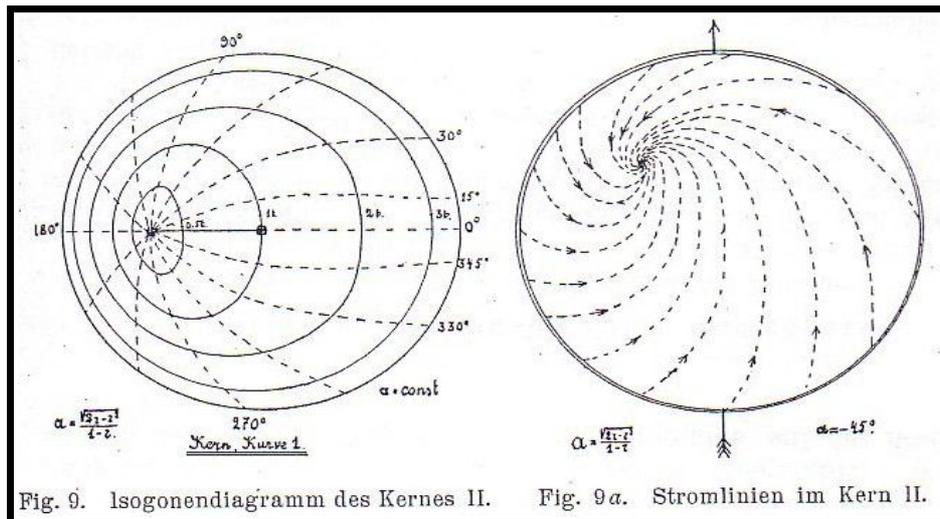


Fig. 9. Isogonendiagramm des Kernes II. Fig. 9a. Stromlinien im Kern II.

- ◆ III. Um auch den entgegengesetzten Fall zu berücksichtigen, wurde ferner das Bewegungsfeld des translatorischen Falles im Wirbelkern bei einer Geschwindigkeitsverteilung untersucht, wie sie Fig. 7, Kurve 3 darstellt, deren Steigungswinkel sich im entgegengesetzten Sinne im Vergleich zu Kurve 1 ändert.

Die hier nicht wiedergegebenen Diagramme zeigten bei geraden Isogonen nur eine geringe Verschiebung des Stillpunktes. Die Stromlinien waren ebenfalls eine Art Spiralen, wenn auch von schwächerer Krümmung, als in Fig. 8. Die Kurven gleicher Intensität umschlossen das Zentrum und zeigten insofern eine dem letzten Falle entgegengesetzte Verteilung, als sie sich im Bereich der Isogone $\varphi = 180^\circ$, nur in der Nähe des Zentrums stärker zusammendrängten.

Es ist nach Fig. 7 nicht schwer auch in beiden letzten Fällen den Betrag der Verlagerung des Stillpunktes graphisch festzustellen, wenn die Kurve der Geschwindigkeitsverteilung gegeben ist. Er ist gleich der Abszisse desjenigen Punktes der Kurve, welcher die Ordinate $r = t$ hat.

Wenn wir den analytischen Ausdruck der Geschwindigkeitsverteilung kennen, gibt uns die Formel (20) denselben Wert.

Auch im Falle einer unregelmässigen Geschwindigkeitsverteilung, wenn mehrere Stillpunkte im fortschreitenden Wirbel auftreten, kann deren Abstand vom Mittelpunkt durch ein Feststellen aller Abszissen, denen Ordinaten $r = t$ im nichttranslatorischen Fall entsprechen, gefunden werden.

Für den Fall eines konstanten Ablenkungswinkels hätten wir somit für jede stetige Geschwindigkeitsverteilung bei einmaliger Zunahme im Kern, - ausser wenn die Kurven mit den Koordinatenachsen zusammenfallen, - Bewegungsfelder von einem ähnlichen Typus zu erwarten: und zwar müssen alle Kurven gleicher Intensität den Stillpunkt umschliessen, die Isogonen laufen als gerade oder gekrümmte Linien in einem singulären Punkt zusammen, während die Stromlinien entweder radial verlaufen, Kreise, oder in den Übergangsfällen Spiralen verschiedener Art bilden werden, die alle, genau genommen, den Mittelpunkt unendlich oft umwinden müssen.

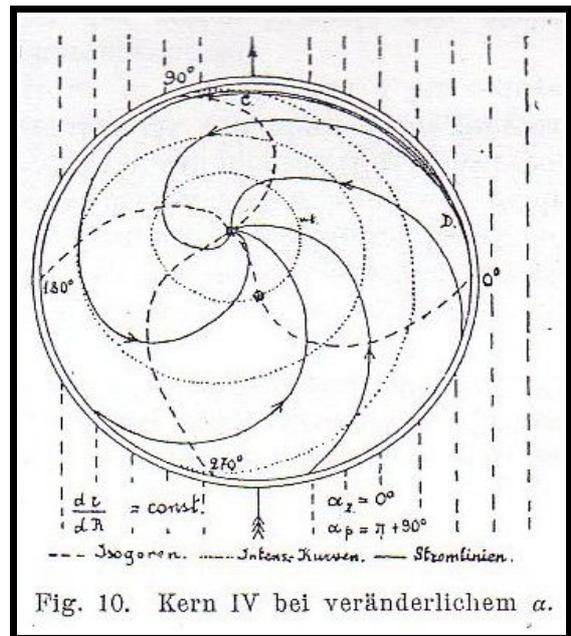
Nach pg. 33 haben wir die Möglichkeit mit Hilfe der Methode der Individualkreise die Bewegungsfelder innerhalb einer fortschreitenden Zyklone oder Windhose auch dann darzustellen, wenn der Ablenkungswinkel des Windes vom Gradienten sich beim Übergang von einem Individualkreis zum anderen beliebig ändert.

Das Auftreten einer solchen Änderung von α wird in der Trombe neben anderen Umständen in hohem Grade von der Geschwindigkeitsverteilung und der mit ihr ab- oder zunehmenden Normalbeschleunigung im nichttranslatorischen Fall abhängen. Wenn bei einströmender Bewegung die Zirkulationsgeschwindigkeit zunimmt, oder der Krümmungsradius der Luftbahn abnimmt, darf eine Vergrößerung des Ablenkungswinkels erwartet werden.

Ausser Guldberg und Mohn [34] haben neuerdings Hesselberg und Friedmann [13] nachgewiesen, dass selbst für eine Zyklone das Beschleunigungsglied der Bewegungsgleichung im allgemeinen Fall nicht fortgelassen werden darf, weil es dieselbe Grössenordnung besitzen kann, wie die übrigen Glieder. In einer Windhose muss diese Veränderung von α um so stärker und häufiger eintreten, je kleiner der Trombendurchmesser, und je grösser die Geschwindigkeit der zirkularen Bewegungskomponente sein kann.

Im allgemeinen muss der grösste Wert des Winkels α auf die Zone der grössten Zirkulationsgeschwindigkeit, d.h. auf den Aussenrand des Kernes fallen, wo wir eine Zunahme seiner Grösse bis $|\alpha| = 90^\circ$ zulassen wollen. Hier kann dadurch am Rande des Kernes eine singuläre Linie mit einem einseitigen Ein- oder Ausströmen der Luft vom Mittelpunkte aus oder zu ihm hin entstehen.

- ♦ **IV.** Wenn wir uns dem Fall zuwenden, dass bei linearer Geschwindigkeitszunahme (entspr. Fig. 8) auch α gleichmässig vom Werte 0° im Zentrum bis -90° an der Peripherie des Trombenkernes zunimmt, so erhalten wir das Isogonendiagramm Fig. 10. Hier zeigen die Isogonen in ihrem Verlauf einige Änderung gegenüber den bisherigen Fällen: sie erinnern an die Figur des Hakenkreuzes, während sowohl die Stromlinien, als auch die Kurven gleicher Intensität mit geringen Abweichungen das frühere Bild zeigen. Nur hart am Vorderrande der Trombe ist eine Divergenzlinie angedeutet, die später in weiteren Diagrammen deutlich hervortreten soll.



Hier nicht wiedergegebene Diagramme des Kernes II und III bei wechselndem Ablenkungswinkel zeigen Abweichungen ähnlicher Art, wie Fig. 10 von 8.

Der Mantel. Wie oben ausgeführt, kann unter gewissen Bedingungen der Normalschnitt durch das Windsystem einer Trombe nur eine Wirkung des Mantels zeigen, ohne dass eine Kernwirkung aufzutreten braucht. Dieser Fall wird z.B. dann eintreten, wenn der Kern in einiger Höhe über der Erde schwebt, während die Windwirkung bis zum Boden reicht. Das berechtigt uns zu einer getrennten Behandlung des Trombenmantels in Bezug auf sein Bewegungsfeld.

Über die Geschwindigkeitsverteilung im Mantel lassen sich die oben besprochenen Annahmen machen, wobei als Idealfall, besonders bei einer längeren Zeit stillstehenden Windhose, eine Bewegung der Luftpartikel nach der Art einer zyklischen Potentialbewegung rotationslos erfolgen dürfte.

Die Geschwindigkeitsverteilung folgt dabei dem Gesetz

$$rR = c.$$

Ein Mantel mit einer derartigen Geschwindigkeitsverteilung (Fig. 7, Kurve 4 und 6) soll als „hyperbolisches“ Modell weiter behandelt werden; die Kurve der Geschwindigkeitsverteilung ist eine Hyperbel.

Als zweiter Fall soll eine lineare Abnahme der Geschwindigkeit im Mantel behandelt werden, die uns das lineare Modell liefert (Fig. 7, Kurve 5), während die Kurve 7 dieser Figur eine erst langsame, dann schnellere Abnahme darstellen soll. In Fig. 7 ist als Kurve ein Viertelkreis gewählt, für welchen

$$A = \frac{dr}{dR} = -\frac{R}{r}$$

ist.

Wie bei der Behandlung des Kernes, können wir uns jede einfache Geschwindigkeitsabnahme im Mantel durch eine Kurve vom Typus der drei angeführten oder durch eine Kombination mehrerer von ihnen dargestellt denken und die Grenzfälle ausser Acht lassen. Analog unseren Ausführungen für den Kern könnte auch hier die Lage des marginalen Stillenpunktes berechnet werden nach

$$(25) \quad R_2 = \int_0^t \frac{1}{A} dr,$$

wenn R_2 den Abstand dieses Punktes vom Rande des Wirbels bedeutet.

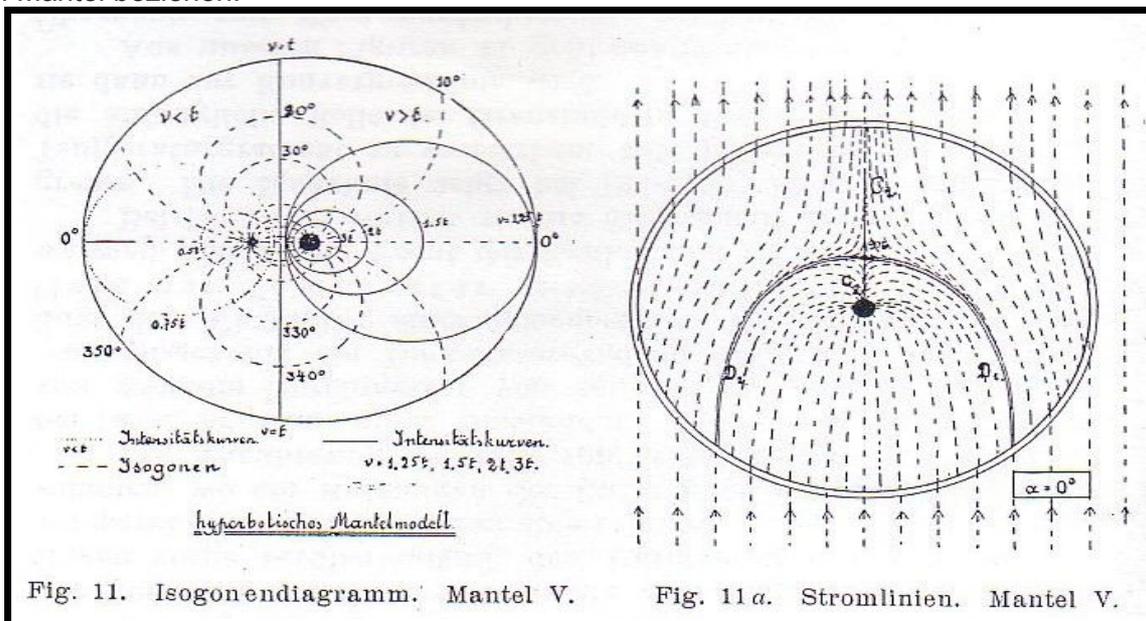
Der Abstand vom Mittelpunkte kann berechnet werden als

$$(26) \quad R_3 = R - \int_0^t \frac{1}{A} dr.$$

- ♦ **V.** Den Fall eines **hyperbolischen Mantels** stellt das Isogonendiagramm Fig. 11, die dazugehörigen Stromlinien für eine Reihe typischer Werte des konstanten Ablenkungswinkels α die Figuren 11 a bis e dar.

Alle diese Diagramme können das ganze Bewegungsfeld des Mantels nicht fassen, weil $r = 0$ erst im Unendlichen erreicht wird, deshalb ist Fig. 11 und nach ihr die übrigen, derart entworfen, dass im nichttranslatorischen Fall der Rand des Feldes mit der Intensitätskurve $r = 0.25 t$ zusammenfiel (Fig. 7, Kurve 6). Die hierdurch bedingte Diskontinuität mit dem Bewegungszustande der umgebenden Luft ist in den Figuren a bis e durch einen doppelten Aussenkreis hervorgehoben.

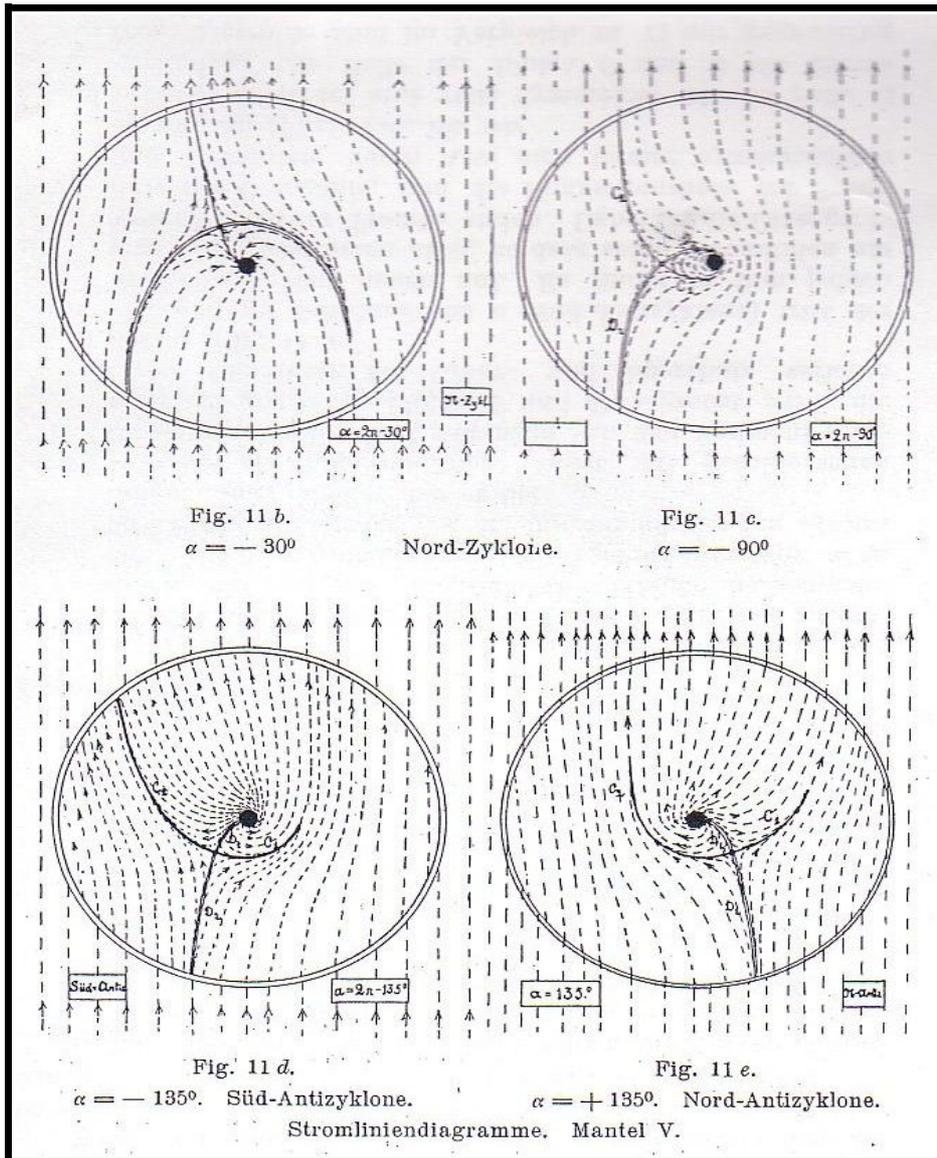
Eine weitere Abweichung des realen Wirbels von diesem theoretischen Fall müssen wir in der Gegend des Mittelpunktes erwarten, weil der Zunahme von r beim Übergang zum Zentrum in der Natur ebenfalls eine obere Grenze gezogen sein wird. Das Gebiet mit $r > 5 t$ im translatorischen Fall ist deshalb in Fig. 11 schwarz gedeckt, wodurch angedeutet werden soll, dass innerhalb dieses Gebietes irgend eine andere, uns unbekannte Geschwindigkeitsverteilung herrschen wird, so dass sich unsere Betrachtungen in diesem Fall eigentlich nur auf einen rotationslosen Kreisring – den Mantel beziehen.



In Fig. 11 ist das ganze Wirbelfeld durch eine gerade Intensitäts-Linie in 2 Teile zerlegt, von denen der rechte, Werte von $v \geq t$ aufweist, während auf der linken Seite geringe Intensitäten mit einem

Stillenpunkt vorkommen. Der singuläre Punkt ist hier jedoch ein neutraler und demjenigen der Fig. 8 – 10 nicht analog. Es handelt sich hier um den nahe an den Mittelpunkt herangerückten Kreise. Diejenige von $\varphi = 180^\circ$ schneidet alle Kurven gleicher Intensität, somit hätten wir im Falle eines hyperbolischen Mantels in der Spur immer Bäume zu erwarten, die gegen die Richtung der fortschreitenden Bewegung umgebrochen sind. (Fig. 41)

Die Stromliniendiagramme der Fig. 11 a bis e zeigen das Strömungsfeld, wenn wir a die Werte von $0, -30^\circ, -90, -135,$ und $+135^\circ$ geben, was den Verhältnissen einer Nord-Zyklone, Süd-Antizyklone, sowie Nord-Antizyklone entspricht, und finden dabei im Felde einige charakteristische singuläre Linien. Fig. 11 a zeigt uns die Stromlinien eines fortschreitenden Trombenmantels, wenn er ohne die Translation ein radiales Einströmen, oder, bei einer Drehung des Diagramms um $180^\circ,$ - ein radiales Ausströmen aufzuweisen hat.



Wie in jedem der weiter folgenden Integraldiagramme, finden wir hier je ein Paar Konvergenz- und ein Paar Divergenzlinien, von denen die Teile eines jeden Paares eine entgegengesetzte Divergenz haben. Morphologisch können wir diese beiden, jede aus den genannten paarweisen Bestandteilen zusammengesetzten Linien als Trennungslinie und Grenzlinie auseinanderhalten.

Die Grenzlinie verläuft immer von der Mitte des Feldes in der Form eines Kurvenastes zu einem Punkt des Umfanges, wobei der äusserste Kurvenabschnitt immer das Bestreben zeigt die Richtung der translatorischen Bewegung anzunehmen. Sie bildet in Fig. 11 a bis an den Rand des Feldes die Grenze zwischen den Stromlinien, die rechts und links vom ersten Durchmesser in das Feld eingetreten sind und vorne getrennt das Feld verlassen. Die Grenzlinie wird im singulären Punkt der marginalen Stille (Punkt M) in 2 Teile mit entgegengesetzter Konvergenz zerlegt.

Die Sperrlinie umfasst dagegen die Minderzahl der von der Rückseite ins Feld eintretenden Stromlinien, denen sie, im Bogen vorne vorüberlaufend, den Durchgang zum Vorderrande versperrt. Alle diese Stromlinien laufen in einem Punkt zusammen, wo ein Aufsteigen der Luftmassen erfolgen muss.

Die Annäherung der Luft von beiden Seiten zur Grenzlinie bei $|a| < 90^\circ$ kann unter Umständen, - wenn in einem Wirbel von grossem Durchmesser von seiner rechten zur linken Seite oder umgekehrt ein Temperaturgradient besteht, - der Grenzlinie den Charakter einer ausgeprägten Diskontinuitätslinie der Temperatur verleihen, wie wir sie z.B. in der warmen und kalten Front der Zyklonen kennen.

Bei $|a| > 90^\circ$ verliert sie die Eigenschaft einer Temperaturgrenze. Die Sperrlinie zeigt bei $|a| < 90^\circ$ keine Neigung den Temperaturgradienten zu verstärken, tritt jedoch bei $|a| > 90^\circ$ in die anfängliche Rolle der Grenzlinie in dieser Hinsicht ein, weil sie dann zur Konvergenzlinie wird.

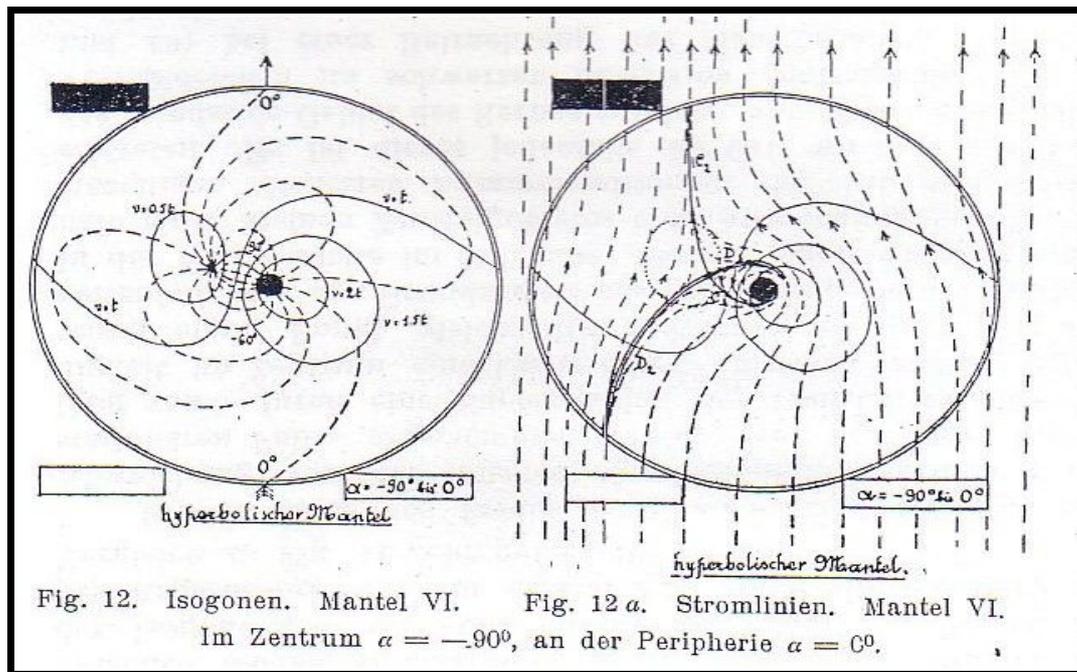
Aus unseren Figuren 11 geht unmittelbar hervor, dass beim Übergang von einer nordzyklonalen zur süd-antizyklonalen Zirkulation die Konvergenzlinie im ersten Fall morphologisch als Grenzlinie, im zweiten als zur Tromben-Rückseite konvexe Sperrlinie auftritt, um bei weiterer Zunahme des Ablenkungswinkels eine analoge Rückentwicklung zur Grenzlinie durchzumachen, dabei jedoch auf die rechte Seite der Windhose gespiegelt liegt. Die Divergenzlinie macht eine analoge Entwicklung von der Sperrlinie zur Grenzlinie und zurück durch.

Wir bezeichnen diejenigen Teile der Konvergenzlinie, die in der Richtung einer positiven Drehung konvergieren oder divergieren, als C_1 oder D_1 , und die mit einem entgegengesetzten Verhalten durch C_2 resp. D_2 .

Wenn wir nun in den Fig. 11 a – e die Veränderungen im Stromfelde bei wechselnder Grösse von a näher ins Auge fassen, können wir folgenden Entwicklungsgang feststellen:

- 1) Bei einem radialen Einströmen bilden die Kurven C_1 und C_2 eine Gerade, parallel der Translationsrichtung, während D_1 und D_2 zu ihr symmetrisch gelegen und gleich gut entwickelt sind. (Fig. 11 a)
- 2) Im Falle dass a im IV. Quadranten liegt, d.h. bei nordzyklonalem Einströmen, finden wir die Kurve C mit wachsendem a immer stärker mit der konvexen Seite nach links gebogen (Fig. 11 b), während die Kurven D_1 und D_2 unsymmetrisch werden: D_1 nimmt an Länge ab, D_2 – zu. Zwischen C_1 und D_1 bildet sich dabei ein Stromliniensystem aus, welches an den von Schmidt [16] beim Einströmen von kalter Luft unter warme beobachteten „Böenkopf“ erinnert, und das wir, morphologisch betrachtet, als Wirbelkopf bezeichnen wollen. In ihn mündet eine grössere oder kleinere Anzahl von Stromlinien, die von der Rückseite der Trombe herkommen, ein. Mit der Annäherung des Absolutwertes von a an 90° wird die Anzahl der in ihn einmündenden Stromlinien immer kleiner, bis er bei
- 3) $a = 90^\circ$ ein abgesondertes Gebiet mit geschlossenen Stromlinien bildet und jederseits von den nunmehr symmetrisch gelegenen Linien C und D begrenzt wird, die ihren Charakter als Grenz- und Sperrlinie verloren haben. (Fig. 11 c)
- 4) Bei weiterer Zunahme von a (Süd-Antizyklone) tritt der Wirbelkopf von neuem auf. Es findet in ihm jedoch jetzt ein Ausströmen statt, so dass seine Stromlinien am Vorderrande der Trombe enden. Dabei ist die Divergenzlinie zur Grenzlinie, und die Konvergenzlinie zur Sperrlinie geworden, deren Äste sich immer symmetrischer entwickeln (Fig. 11 d), bis wir

- 5) bei $\alpha = \pi$ wieder eine volle Symmetrie wie im Falle 1) vorfinden. Die Rolle der Linien C und D als Grenz- resp. Sperrlinie sind im Vergleich zu 1) nur gegenseitig vertauscht: die Sperrlinie zeigt eine Konvergenz und ist nach vorne gerichtet, die Grenzlinie weist eine Divergenz auf und liegt auf der Rückseite des Wirbels.
- 6) Im Falle eines Winkels $\alpha > \pi$ zeigt und Fig. 14 e das Strömungsfeld einer nordzyklonal rotierenden Trombe, das nun eine Krümmung der Grenzlinie mit der konvexen Seite zum rechten Rande hin und eine stärkere Ausbildung von C2 im Vergleich zu C1 aufweist. Der Wirbelkopf tritt von der linken Seite an das Zentrum heran. Wir haben das Spiegelbild des Falles Fig. 11 d.



- ◆ **VI. Hyperbolischer Mantel mit veränderlichem α .** Analog der Fig. 10 sei ferner der Einfluss eines veränderlichen Winkels α auf das eben dargestellte Modell untersucht. Wir nehmen dabei an, das Einstromen erfolge am Rande der Windhose ohne jede Ablenkung ($\alpha = 0^\circ$), im Zentrum dagegen erfolge die Bewegung im nichttranslatorischen Fall in Kreisbahnen, der Ablenkungswinkel sei hier -90° .

Das Isogonen-Diagramm Fig. 12 zeigt bei S-förmig gebogener Hauptisogone eine entsprechende Verschiebung der rechten und linken Hälfte der Fig. 11, wobei das Integraldiagramm der Bewegung, Fig. 12 a, gegenüber Fig. 11 b nur geringe Abweichungen aufweist.

- ◆ **VII. Linearer Mantel.** Er ist analog dem Fall I des Kernes nach Kurve 5 (Fig. 7) ausgeführt und soll uns zeigen, in welchen Beziehungen dieser, später häufiger benutzte Typus eines Mantels vom hyperbolischen abweicht. Sein Bewegungsfeld ist in Fig. 13 als Isogonendiagramm dargestellt, während Fig. 13 a, b, c die Stromlinien bei $\alpha = 0, -90^\circ$ und -45° wiedergeben.

Die Fig. 13 zeigt ähnliche Verhältnisse wie Fig. 11, insofern als alle Isogonen in geschwungenen Kurven durch die beiden singulären Punkte verlaufen, während die Intensitätskurven wie im ersten Fall geschlossene Kurven um den einen oder anderen dieser Punkte bilden. Das ganze Bild zeigt Fig. 11 gegenüber in der Gegend der Mitte eine Dehnung, bei einer Zusammenschiebung am Rande. Es tritt hier ein Umstand deutlich hervor, dass die Isogone $\psi = 180^\circ$ einen Teil der Geraden $\psi = 0^\circ$ bildet und zwischen beiden singulären Punkten liegt. Das Vorherrschen der Isogone $\psi = 180^\circ$ mit ihren oben erwähnten Folgen für den Asgardsweg wird in diesem Fall

Der ganze Wirbel.

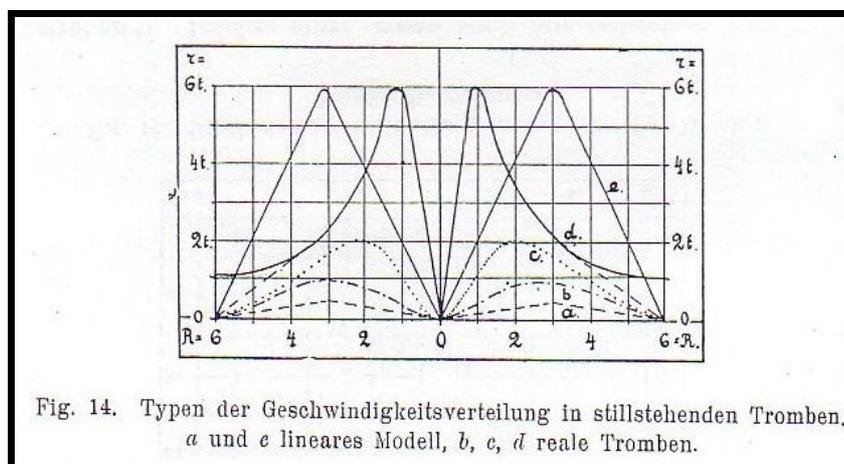
Aus beiden Bestandteilen: dem Kern und Mantel setzt sich eine voll ausgebildete Trombe zusammen. Dieses kann auf verschiedene Art je nach der Kombination der auf S. 44 behandelten Geschwindigkeitskurven des Kernes und Mantels erfolgen, wodurch wir mehrere „Trombenmodelle“ erhalten können.

Wenn wir den Übergang des Skalarwertes der Intensität an der Grenze zwischen Kern und Mantel, dem realen Fall entsprechend, als allmählich betrachten, so werden sich in dieser Grenzzone im allgemeinen Fall Abweichungen vom Verlauf beider Kurven ergeben, auf deren Charakter und dynamische Bedingtheit hier nicht eingegangen werden soll, da sie, wie aus den weiter angeführten Diagrammen ersichtlich, sowohl die Isogonendiagramme, als auch die Strömungsfelder nur unwesentlich beeinflussen.

Fig. 14 zeigt uns die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb einer Windhose im nichttranslatorischen Fall, wie wir sie auf Grund der bisherigen Betrachtungen, als im Bereich der Möglichkeit liegend, einer Anwendung unserer graphischen Methode zu Grunde legen wollen.

Die Kurven a und e entsprechen dem „linearen Modell“, in welchem sowohl im Kern, als im Mantel eine lineare Geschwindigkeitsverteilung herrscht. Der Kern rotiert wie ein starrer Körper. Eine lineare Kurve kann im Mantel zum mindesten als nichtstationäres Übergangsstadium auftreten und als solches sich immerhin in der Trombenspur äussern.

Ihm gegenüber steht das „hyperbolische Modell“, Kurve d, wie es A. Wegener (pg. 9) als für eine Trombe charakteristisch betrachtet, das aus einer linearen Zunahme von r im Kern und einer hyperbolischen Abnahme im Mantel besteht. (Eine analoge Geschwindigkeitsverteilung in einem Wirbel ergibt sich ebenfalls nach Prandtl aus dem Gesetz von Oseen über die Erweiterung des Kerndurchmessers unter dem Einfluss der inneren Reibung bei gleichzeitiger Abnahme der Wirbelgeschwindigkeit. Siehe „Berichte und Abhandlungen der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Luftschiffahrt“ 1921, IV. [In der Diskussion zum Vortrag von A. v. Parseval])



Im realen Fall dürften sich jedoch auch von diesem Typus Abweichungen ergeben, weil der Trombendurchmesser einen endlichen Wert besitzt. Deshalb dürfte die Kurve d den realen Verhältnissen einer Windhose am meisten entsprechen, wenn wir uns ihr äusseres Ende linear zum o-Punkt verlaufend denken (gestrichelter Abschnitt in Kurve d).

Die Kurve c weist keine lineare Zunahme von r im Kern auf, sondern zeigt dort eine erst langsamere, dann stärkere Zunahme der Geschwindigkeit, wie das im Falle einer starken Abnahme der Luftdichte oder eines breiteren Kompensationsstromes eintreten kann. Sie kann als Verteilungskurve von r innerhalb einer realen Trombe mit kleinerem G_{\max} betrachtet werden.

Die Kurven a und b weisen ein geringes Geschwindigkeitsverhältnis ($G_{\max} = 0.5$ resp. 1.0) auf und gehören mit Kurve e zusammen zu einer Gruppe, deren r_{\max} auf die Hälfte des Radius entfällt.

Wenn wir weiter mit dem Auftreten von konzentrischen singulären Linien innerhalb der stillstehenden Trombe in der Gegend des Maximums von r eine Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit zulassen, können die Geschwindigkeitskurven der Fig. 15 die realen Verhältnisse wiedergeben. Neben Kurve 1, die ein geringes sekundäres Minimum aufweist, finden wir in Kurve 2 in der Mitte des Halbmessers den Wert $r = 0$, während die Kurven 3 und 4 zwei Fälle mit ungleich entwickelten Maxima wiedergeben.

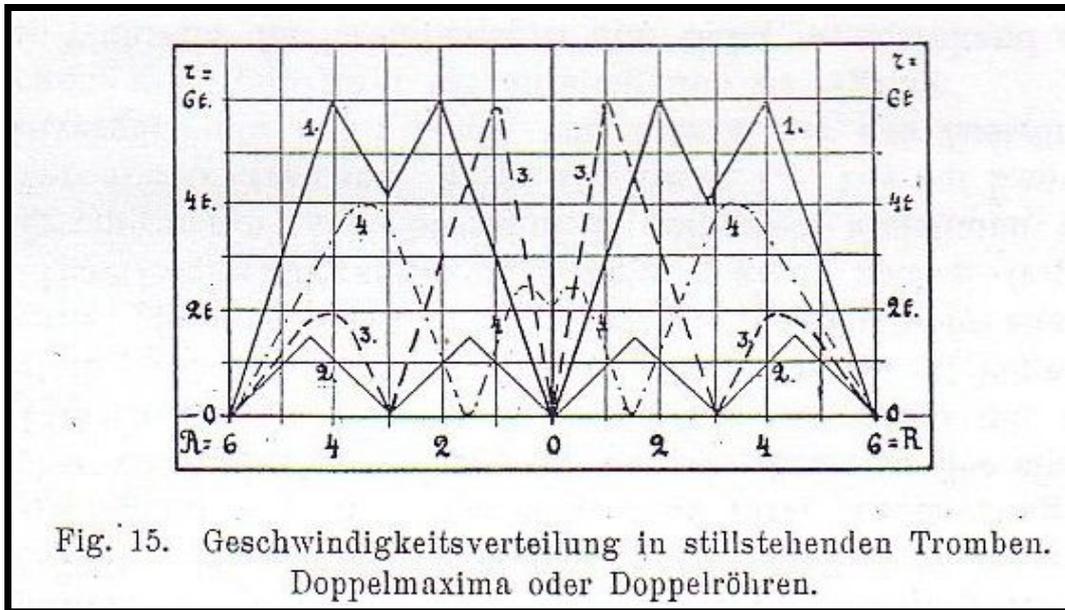


Fig. 15. Geschwindigkeitsverteilung in stillstehenden Tromben.
Doppelmaxima oder Doppelröhren.

Beim Zustandekommen einer Doppelrohrtrombe müssen wenigstens 3 singuläre Linien und 1 singulärer Punkt vorhanden sein, wie aus den oben pg. 21 angeführten Beispielen ersichtlich ist. Deshalb muss in diesem Fall ausser der hier wiedergegebenen Geschwindigkeitsverteilung noch eine mehrfache Zu- und Abnahme des Ablenkungswinkels vorhanden sein. Wenn dagegen eine einfach Zu- und Abnahme dieses Winkels auftritt, muss trotz des Doppelmaximums ein einfaches Trombenrohr vorhanden sein, wie das weiter unten für den Fall eines echten und unechten Kernes genauer behandelt werden soll.

Um die Bedeutung der einzelnen unten folgenden Trombendiagramme und ihre Beziehungen unter einander deutlicher auseinanderzuhalten, seien im Folgenden kurz die Entwicklungsphasen einer Trombe zusammengestellt, wie wir sie auf Grund der bisherigen Beobachtungen und Schlüsse als wahrscheinlich betrachten können. Die Geschwindigkeitskurven der einzelnen Phasen im nicht-translatorischen Fall sind in Fig. 16 zusammengestellt.

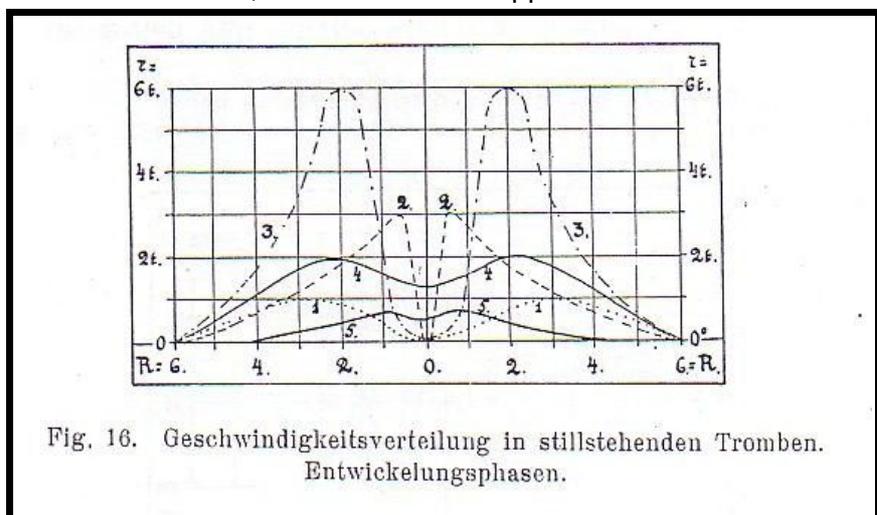


Fig. 16. Geschwindigkeitsverteilung in stillstehenden Tromben.
Entwicklungsphasen.

1) Der reale Trombenkern schwebt über dem Boden und übt eine Saugwirkung auf die darunterliegende, schon auf einem grösseren oder kleineren Gebiet in langsame Rotation geratene Luftmassen aus, welche dem Mittelpunkt in spiralförmigen Bahnen zustreben. (Ein blosses Zuströmen zur Achse wird unter dem Einfluss der Erdrotation das gleiche Ergebnis liefern. Der Ablenkungswinkel kann anfangs als klein und auf der ganzen Radiallänge in erster Annäherung als konstant angenommen werden.) Infolge einer, wenn auch nur teilweisen Erhaltung des Rotationsmoments muss ihre Geschwindigkeit hierbei zunehmen, bis in einer bestimmten Entfernung von der Achse die Verkleinerung des Radius zugleich mit dem Anwachsen der Geschwindigkeit das Auftreten einer merklichen Normalbeschleunigung verursacht. Hierdurch muss der Winkel α unter Umständen bis $\pm 90^\circ$ anwachsen, ohne dass sich anfangs die im Zentrum und an der Peripherie vorhandenen kleinen Absolutwerte dieses Winkels ändern.

Somit tritt bei spiralförmigem Einströmen eine Geschwindigkeitsverteilung, wie Fig. 16, Kurve 1, sie darstellt, auf: das Maximum von r findet sich in einer gewissen Entfernung von der Achse vor, womit schon die Einteilung des Feldes in ein Mittel- und ein Randgebiet gegeben ist. (Nur das Randgebiet kann als echter „Mantel“ angesprochen werden, während das Mittelgebiet als eine Art „unechter Kern“ bezeichnet werden muss.) Ein Aufsteigen der Luft über der Zone mit r_{\max} findet nicht statt, wodurch eine Zweiteilung des Maximums vermieden wird. Dieses erste Stadium der Trombenentwicklung ähnelt dem Fall einer Zyklone höherer Breiten, wie sie von Kassner [17] und Polis [18] nachgewiesen ist.

Bei stärkerer Zunahme der Geschwindigkeit muss eine Zunahme des Ablenkungswinkels bis 90° das Auftreten einer singulären Konvergenz-Divergenzlinie in einer Entfernung verursachen, die mit der Zone maximaler Geschwindigkeit zusammenfällt. Da die Massenpartikeln der Luft ihre grössere Geschwindigkeit in dieser Linie eben bloss ihrer Annäherung an die Achse zu verdanken haben, können sie diese, in der singulären Linie laufend, bald einbüssen und dann wieder mit verkleinertem Ablenkungswinkel allmählich in eine aufsteigende Bewegung geratend, dem Ort des stärksten Aufsteigens zustreben. Die Geschwindigkeitskomponente r kann hierbei fraglos von der singulären Linie bis zum Mittelpunkte abnehmen und den Wert $r = 0$ erreichen. (Fig. 16, Kurve 1) Bis zur Konvergenz-Divergenzlinie kann somit von aussen her das Zuströmen vorwiegen, innerhalb ihrer die aufsteigende Bewegung.

2) Während der Trombenkern nun tiefer herabsinkend sich der Erde nähert, ohne sie vorab noch zu berühren, wird die Saugwirkung zur Achse hin verstärkt bei gleichzeitigem Auftreten grösserer Zirkulationsgeschwindigkeiten in der Nähe des Kernes. (Fig. 16, Kurve 2)

Die Stelle, wo die Zentrifugalkraft jetzt der Zentripetalkraft die Wage hält, wird wiederum $\alpha = 90^\circ$, sowie das Geschwindigkeitsmaximum aufweisen und könnte sich der stärkeren Saugwirkung entsprechend dem Mittelpunkte genähert haben, jedoch so, dass der Wert von r an der bisherigen Stelle der Maximalgeschwindigkeit (Phase 1) nicht wesentlich geringer geworden zu sein braucht. Die Konvergenz-Divergenzlinie kann sich hierbei allmählich zum Mittelpunkte hin zusammenziehen, weil mit herabsinkender Kernspitze das Gebiet mit dem intensivsten Aufstieg ebenfalls einen geringeren Durchmesser erhalten dürfte.

3) Eingehender experimenteller Untersuchungen bedarf noch die Frage nach dem Übergang der Phase 1 in die weiter unten folgende Phase 4, welche durch eine echte zweiseitige Konvergenzlinie charakterisiert werden kann, wie wir das oben in Übereinstimmung mit Sandström annahmen. Soviel wir die Sachlage eben übersehen, kann ausser der in 2) erwähnten Zusammenziehung der Konvergenz-Divergenzlinie der Phase 1 hier noch eine zweite Möglichkeit vorliegen, wenn wir vor allem die Stetigkeit des Überganges im Auge behalten.

Im ersten, sub 2) erwähnten Fall einer Verkleinerung des Durchmessers der K.-Div.-Linie muss sich in eine zweiseitige Konvergenzlinie verwandeln, - ganz gleichgültig ob wir ein Vordringen des Kernes durch das Vordringen seines Zirkulationssystems von oben, oder ob wir dank der Abnahme des Krümmungsradius der Luftbahnen mit abnehmendem Durchmesser der K.-D.-Linie, ein derartig starkes Anwachsen der Winkelgeschwindigkeit in der Nähe des Zentrums annehmen, dass das Aufsteigen der Luft für einen Augenblick durch die Zentrifugalkraft ganz verhindert wird, und im nächsten auf die Weise weitergeht, dass die Luftmassen aus dem zentralen Raum erst

herab- und dann emporgezogen werden, weil die Zentrifugalkraft ein Herantreten der Luftteilchen von aussen in die Mitte des aufsteigenden Stromes verhindert.

In diesem letzten Fall hätten wir es mit einer Entstehung des Trombenkernes am Ort zu tun, der dann einen Anschluss an die Spitze des oberhalb schwebenden Kernes als dessen Verlängerung finden wird. Für die Möglichkeit dieses Vorganges spricht jedenfalls das schnelle Herab- und Heraufsteigen des Kernes während seiner hüpfenden Bewegung, sowie die Bildung des Trombenkernes ohne einen Anschluss an ein analoges Bewegungs-System in der Höhe bei den Versuchen von Exner [9].

In anderen möglichen Fällen erscheint es nicht ausgeschlossen, dass die K.-D.-Linie in einer gewissen Entfernung von der Achse verharrt, während das Aufsteigen über dem Mittelpunkt immer schwächer wird, wodurch bei abnehmendem Einströmen zur Achse der Ablenkungswinkel α im Zentralraum immer grössere Werte annehmen muss, bis er innerhalb der singulären Linie überall den Wert $\alpha = \pm 90^\circ$ aufweist. Mit dem Auftreten des Kompensationsstromes muss sein Wert weiter über $\alpha = \pm 90^\circ$ wachsen, und zwar zuerst in der Nähe der Achse, welcher Vorgang sich nachher bis zur singulären Linie ausbreitet, und sie dadurch in eine zweiseitige Konvergenzlinie verwandelt wird.

In beiden Fällen geht die Entwicklung über 3 singuläre Punkte in der Achse: einen mit konvergierenden, einen neutralen und einen mit divergierenden Stromlinien. Eine andere Möglichkeit scheint nicht vorzuliegen.

4) Im nächsten Augenblick, wenn der Kern den Boden berührt hat, tritt der Anschluss an das horizontale Zirkulationssystem des Kernes ein, es findet eine direkte Kraftübertragung aus der Kraftquelle in den Wolken statt, die Geschwindigkeit r nimmt stark zu, wodurch am Boden eine Divergenz der herabsteigenden Luftmassen mit einer ausgesprochenen Konvergenzlinie (Die Entstehung eines Wirbelkernes über dem Zentrum einer rotierenden Scheibe ist neuerdings von F. W. Exner beim Darstellen künstlicher Tromben beobachtet worden [9], während J. W. Sandström das Ausscheiden einer Konvergenzlinie auf Grund seiner Untersuchungen sowohl für eine Trombe, als für eine tropische Zyklone für charakteristisch hält.) als Grenze zwischen den von einander gesonderten Gebieten des Kernes und Mantels auftreten muss. Zusammen mit dieser singulären Linie entfernt sich nun das Gebiet des stärksten Aufsteigens immer mehr von der Achse. Vom Moment des Auftretens der Konvergenzlinie an rechnen wir die Entstehung des eigentlichen Wirbelkernes im Normalschnitt durch das Bewegungsfeld einer Windhose.

Je nach der zur Verfügung stehenden Energie kann der Durchmesser des Kernes auf dem Höhepunkt der Windhosenentwicklung grösser (Fig. 16, Kurve 3) oder kleiner werden. (Ausser Acht gelassen worden ist hier in Kurve 3 der Übersichtlichkeit wegen der Umstand, dass in der Konvergenzlinie selbst eine sekundäre Abnahme der Geschwindigkeit im XY-Schnitt eintreten muss, wobei eine Zerteilung der Zone mit grösster Geschwindigkeit im Normalschnitt bedingt wird.)

5) Bei einer Geschwindigkeitsabnahme im Stadium des Verfalles einer Trombe müssen wir als Folge der Reibung am Boden eine der Ordinatenhöhe proportionale Abnahme der Geschwindigkeit [(8), (10)] erwarten, wengleich auch in diesem Stadium durch eine Verkleinerung des Ablenkungswinkels als Folge derselben Reibung eine lokale Geschwindigkeitszunahme noch für kurze Zeit zur Bildung einer Art unechten Kernes führen kann (Fig. 16, 4 und 5). Nach Oseen muss die innere Reibung der Luft eine Vergrösserung des Kerndurchmessers in einem erlöschenden Wirbel hervorrufen.

Bevor wir nun zur Betrachtung der Diagramme nach den angeführten Kurven der Geschwindigkeitsverteilung im translatorischen Fall übergehen, sollen die beiden Möglichkeiten, und zwar diejenige eines „unechten Kernes“, dessen Aussenrand durch eine Konvergenz-Divergenzlinie gebildet wird, von derjenigen eines „echten Kernes“ unterschieden werden, welcher letzterer von einer geschlossenen Konvergenzlinie umfasst werden soll.

Der oben (Phase 3) behandelte Übergang des einen in den anderen lässt sich in der Natur schwer verfolgen, da er sehr plötzlich vor sich geht, daher können wir in der weiteren Untersuchung von ihm völlig absehen und nur das vorausgehende und nachfolgende Stadium im Auge behalten. (Daher betrachten wir unsere Ausführungen hierüber als eine wenn auch sehr wahrscheinliche Extrapolation, während die Fälle des echten und unechten Kernes in beliebigen Entwicklungsstadien graphisch dargestellt und untersucht werden können.)

Diagramme.

A. Der Ablenkungswinkel ist konstant.

Wenden wir uns zuerst der Betrachtung des theoretischen Falles zu, dass wir es mit einem Wirbel in einer nicht kompensiblen Flüssigkeit zu tun haben. Nehmen wir ferner an, der Ablenkungswinkel sei auf dem ganzen Wirbelhalbmesser gleich gross, wobei die Geschwindigkeitsverteilung im Kern und Mantel als linear angenommen wird. Dann erhalten wir ein „lineares Windhosenmodell“ (Fig. 14 a und e), dessen Abweichungen von den übrigen untersuchten Verteilungsarten von r sowohl im Kern, als im Mantel wir schon oben kennen gelernt haben.

Ein derartiges Modell hat vor den übrigen den Vorzug der Einfachheit und dürfte keinem stationären, sondern einem der Übergangszustände entsprechen.

Die Ähnlichkeit aller Diagramme der Isogonen- und Intensitätslinien (Fig. 17 – 21) unter einander zeigt die geringe Abhängigkeit dieser Linien von den Änderungen des Geschwindigkeitsverhältnisses (G_{max}), während die entsprechenden Strömungsfelder hierbei wesentliche Unterschiede aufweisen.

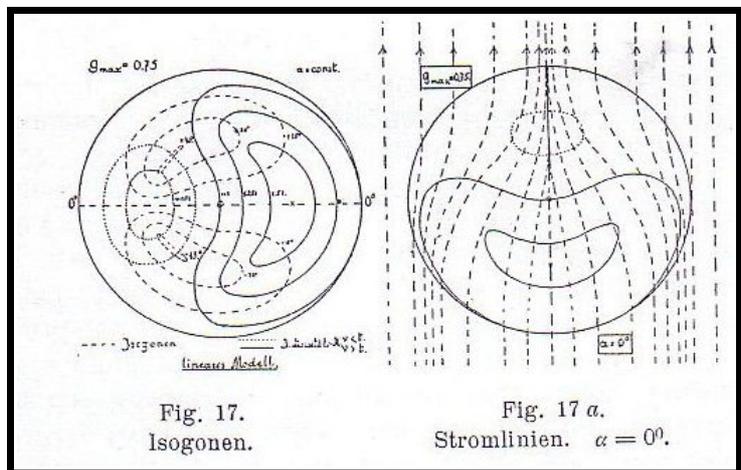


Fig. 17.
Isogonen.

Fig. 17 a.
Stromlinien. $\alpha = 0^\circ$.

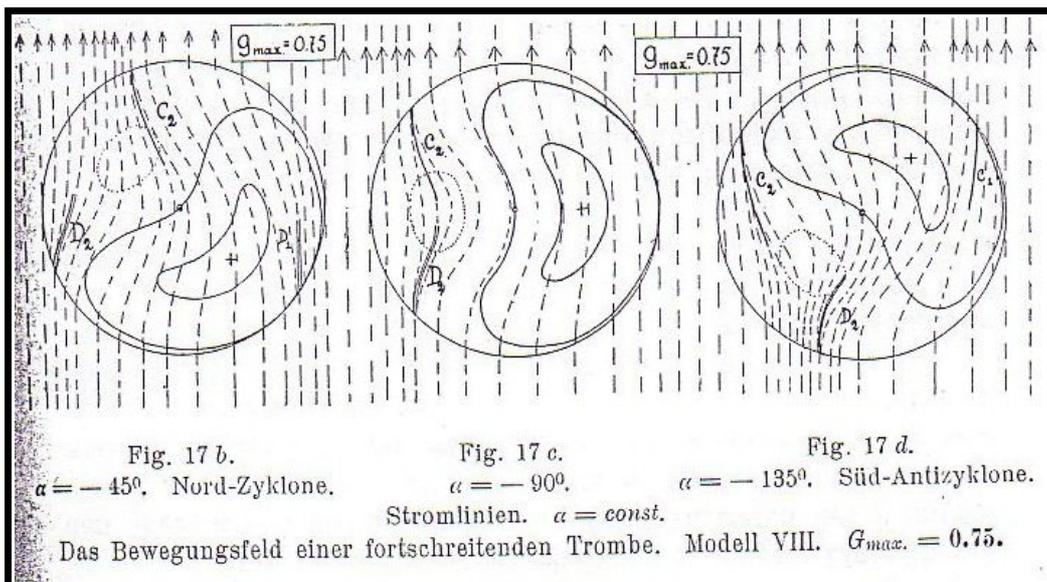


Fig. 17 b.
 $\alpha = -45^\circ$. Nord-Zyklone.

Fig. 17 c.
 $\alpha = -90^\circ$.
Stromlinien. $\alpha = const.$

Fig. 17 d.
 $\alpha = -135^\circ$. Süd-Antizyklone.

Das Bewegungsfeld einer fortschreitenden Trombe. Modell VIII. $G_{max} = 0.75$.

VIII. Lineares Modell. Unter den genannten Voraussetzungen stellt Fig. 17 die Isogonen und Linien gleicher Intensität dieses Modelles dar, wenn wir $G_{max.} = 0,75$ annehmen. Der Wert des Winkels ψ übertrifft $\pm 47^\circ$ nicht. Die Isogonen sind geschlossene Kurven, denen die $\psi = 0^\circ$

Isogone als Symmetrieachse dient. Die Linien gleicher Intensität sind ebenfalls zur genannten Isogone symmetrisch gelegene, geschlossene Kurven von abgestumpft-sichelförmiger Gestalt. Die ausgezogenen bezeichnen $v > t$, die punktierten $v < t$. Innerhalb der letzteren tritt keine volle Windstille, sondern als Minimum $v = 0,25 t$ auf. Dieser Wert, wie das Maximum von $1,75 t$ liegen, wie oben ausgeführt, auf der Hauptisogone.

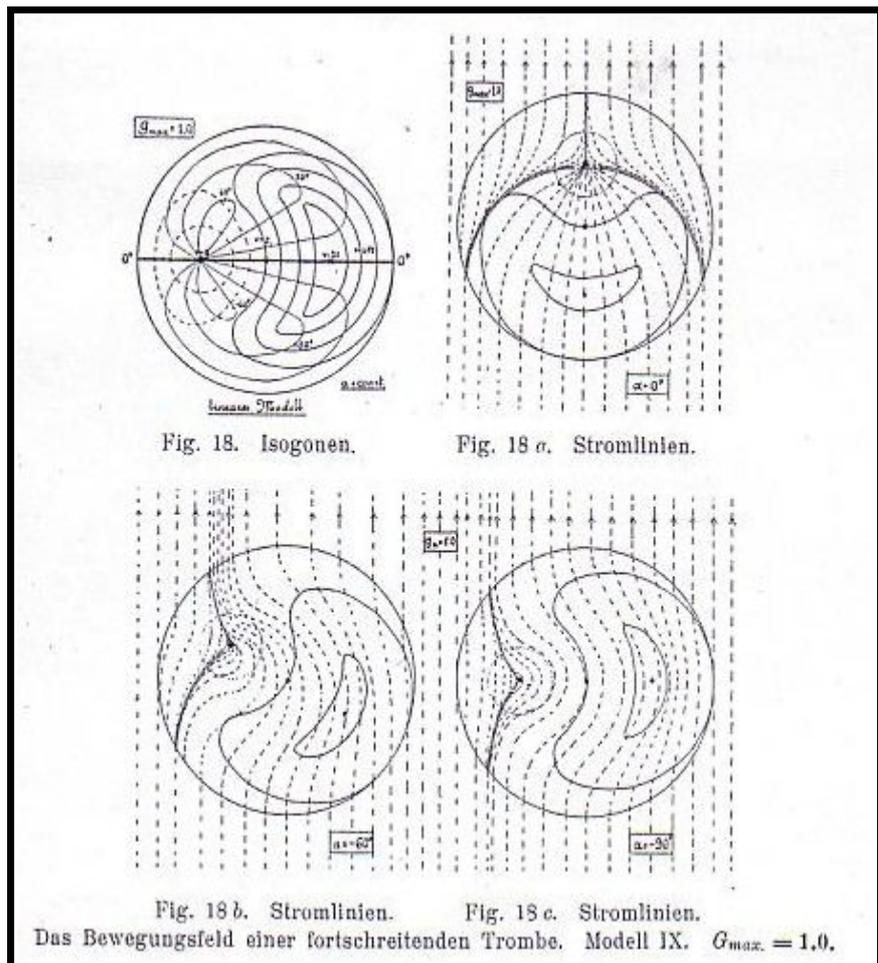
Die Stromlinien, bei radialem Einströmen innerhalb einer stillstehenden Trombe (Fig. 17 a), zeigen eine radial verlaufende Konvergenzlinie (C_2) im windschwachen Teil, sowie die Andeutung zweier Divergenzgebiete an beiden Seiten.

In Fig. 17 b finden wir $a = -45^\circ$, d.h. der Fall würde einer Luftbewegung nach der Art der Nord-Zyklonen entsprechen. Neben einer Verlagerung der Intensitätskurven findet sich ausser der nunmehr gebogenen Konvergenzlinie (C_2) eine Divergenzlinie (D_2) in der Nähe des Gebietes mit schwächerer Luftbewegung angedeutet. Eine Andeutung von D_1 findet sich am rechten Rande des Feldes.

In Fig. 17 c liegen bei $a = -90^\circ$ die singulären Linien symmetrisch zur 0° -Isogone im windschwachen Teil des Trombenmodelles, während sie bei weiter anwachsendem $|a|$ im Fall einer Süd-Antizyklone (Fig. 17 d) ihre Rollen vertauschen, bis bei radialem Ausströmen nur eine zentral angeordnete Divergenzlinie übrigbleibt. (Fig. 17 a, um 180° gedreht)

In den weiteren Fällen einer Nord-Antizyklone und Süd-Zyklone wiederholen sich die Verlagerungen der Linien bei gespiegelter Anordnung in Bezug auf die betrachteten Fälle. (Die Zeichnungen sind hier nicht reproduziert)

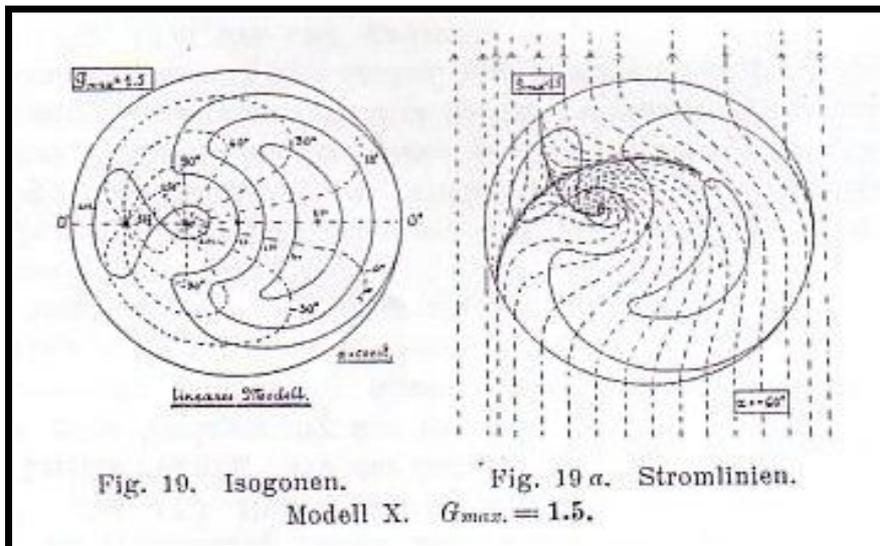
IX. Lineares Modell. Bei $G_{max.} = 1$ (Fig. 18) schneiden sich alle Isogonen in einem Punkt der Symmetrieachse, in welchem die Intensität den Wert 0 erreicht. Der Maximalwert der Intensität erreicht hier $v = 2 t$, der Maximalwert des Winkels Die Diagramme der Stromlinien (Fig. 18 a, b, c) weichen bei $a = 0$ von denjenigen des Falles $G_{max.} = 0,75$ (Fig. 17) insofern ab, als hier von vornherein beide Zweige der Divergenzlinie (D_2 und D_1) vorhanden sind, von denen aber einer bei der geringsten Zunahme von a verschwindet, so dass die Zwischenstufen denjenigen des vorigen Falles ähnlich werden.



Die singuläre Linie C_2 ist gut ausgeprägt, während C_1 noch immer fehlt. In C_2 münden bei $a = 0^\circ$ zahlreiche Stromlinien (im 0-Punkt der Intensität) ein, während bei

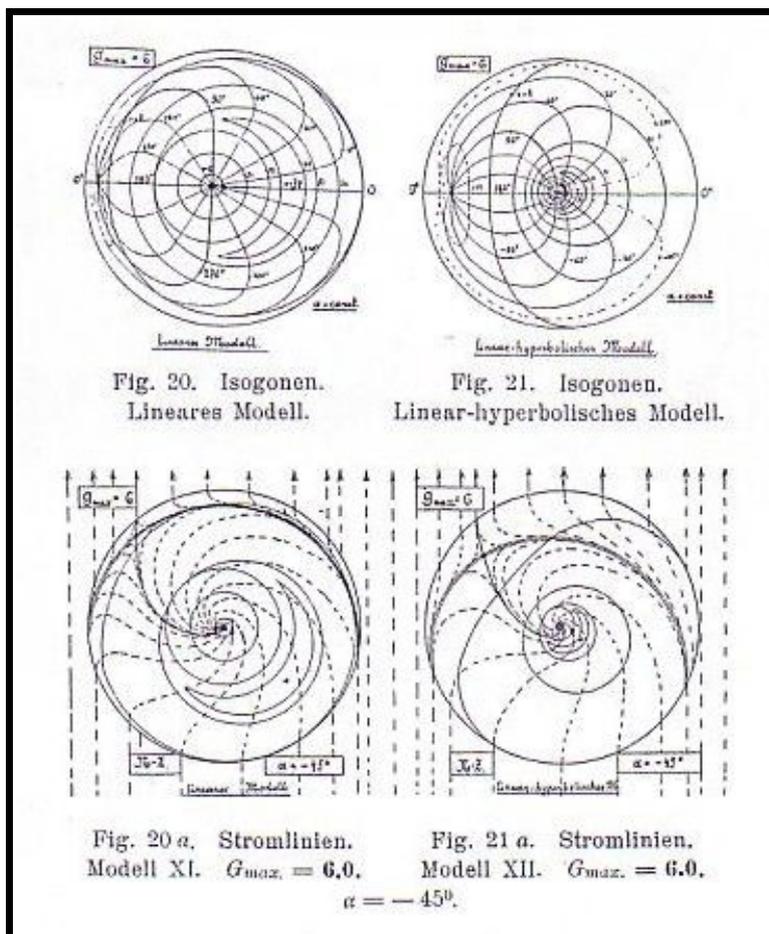
$|a| = 90^\circ$ eine starke Ausbuchtung der Stromlinien die Stelle bezeichnet, an welcher später der Mittelpunkt der Spiralwindungen liegen wird.

Alle singulären Linien liegen im windschwachen Gebiet, im Gebiet $v > t$ findet sich nur eine mehr oder weniger gleichmässige Konvergenz oder Krümmung vor.



X. Lineares Modell. Sobald G_{max} den Wert 1,0 überschreitet, findet eine Spaltung des singulären Punktes in 2 statt, die mit wachsendem G_{max} immer weiter auf der 0° -Isogone auseinanderrücken und den Anlass zur Ausbildung zweier Stillengebiete im Wirbel, des zentralen und marginalen, geben. Bei $G_{max} = 1.5$ (Fig. 19 und 19 a) sind diese Punkte schon soweit auseinandergetreten, dass sie in getrennten Gebieten mit $v < 0,5 t$ liegen, jedoch noch von einer gemeinsamen Intensitätskurve $v = t$ umgeben werden. Bei $G_{max} = 2.0$ sind diese windschwachen Gebiete

dagegen schon völlig von einander getrennt. $|\psi = 180^\circ$ Auftreten der Trennung der singulären Punkte tritt innerhalb des Wirbel-Modelles auch gleichzeitig der Winkel α auf, dessen Isogone immer zwischen beiden singulären Punkten gelegen ist. Das Strömungsfeld (Fig. 19 a) zeigt bei $G_{max} = 1.5$ schon Verhältnisse analog denen des Mantels (Fig. 11 und 12) mit 4 singulären Linien.



Die Konvergenzlinie C_1 tritt somit erst bei $G_{max} > 1.0$ auf, womit gleichzeitig bei a , das nicht dem Vielfachen eines rechten Winkels gleich ist, sich ausserdem der Wirbelkopf, wie in Fig. 11 b, zeigt.

XI. Lineares Modell. Bei stark anwachsendem G_{max} finden wir, dass die Linien C_2 und D_2 stark verkürzt werden können, während D_1 und C_1 an Ausdehnung immer weiter gewinnen. Fig. 20 und 21 zeigen die Verteilung der Isogonen und Intensitätskurven bei $G_{max} = 6.0$,

wobei in Fig. 20 der Höchstwert der Intensität auf die Hälfte des Trombenhalbmessers fällt.

XII. Linear-hyperbolisches Modell. In Fig. 21, deren Kern nach einer linearen, der Mantel nach einer hyperbolischen Geschwindigkeitskurve gezeichnet ist, ist diese Zone der Höchstwerte mit $v = 6 t$ in die Nähe des Mittelpunktes verlagert.

In beiden letzten Fällen sind die singulären Punkte weit auseinandergerückt, der zentrale liegt in der Nähe des Zentrums. Das windschwache Gebiet mit dem Punkt der marginalen Stille liegt hart am Aussenrande der Windhose und ist ganz schmal. Die Intensitätskurven gehören 2 Typen an: diejenigen, deren Wert um den Betrag bis zu 1 t geringer oder grösser ist, als $G_{max.}$, haben eine Sichelform, alle übrigen sind geschlossene Kurven um das Zentrum.

Fig. 20 a und 21 a zeigen die entsprechenden Strömungsfelder bei $\alpha = -45^\circ$. Aus ihnen sehen wir 1) wie geringfügig die Änderung im Strömungsfeld sind, wenn wir einen hyperbolischen Mantel durch einen linearen ersetzen, und 2) wie unbedeutend in Bezug auf dieses Feld der Einfluss einer Verlagerung der Zone maximaler Intensität zum Mittelpunkt hin ist.

B. Der Ablenkungswinkel α ist veränderlich

Entsprechend der Unterscheidung des „echten Kernes“ einer Windhose von einem „unechten“ (pg. 68) können wir in diesem Abschnitt 2 Arten der Zunahme des Winkels α beim Übergang vom Mittelpunkt der stationären Trombe zu ihrem Rande annehmen. Im ersten Falle, dem eines echten Kernes, müssen wir im Zentrum Werte von gegen 180° , in der Mitte des Halbmessers solche von $\pm 90^\circ$ und am Rande – von 0° annehmen. Im anderen Fall (ein unechter Kern) sind der zentrale und der periphere Wert $\alpha = 0^\circ$, in der Mitte des Halbmessers ist $\alpha = \pm 90^\circ$.

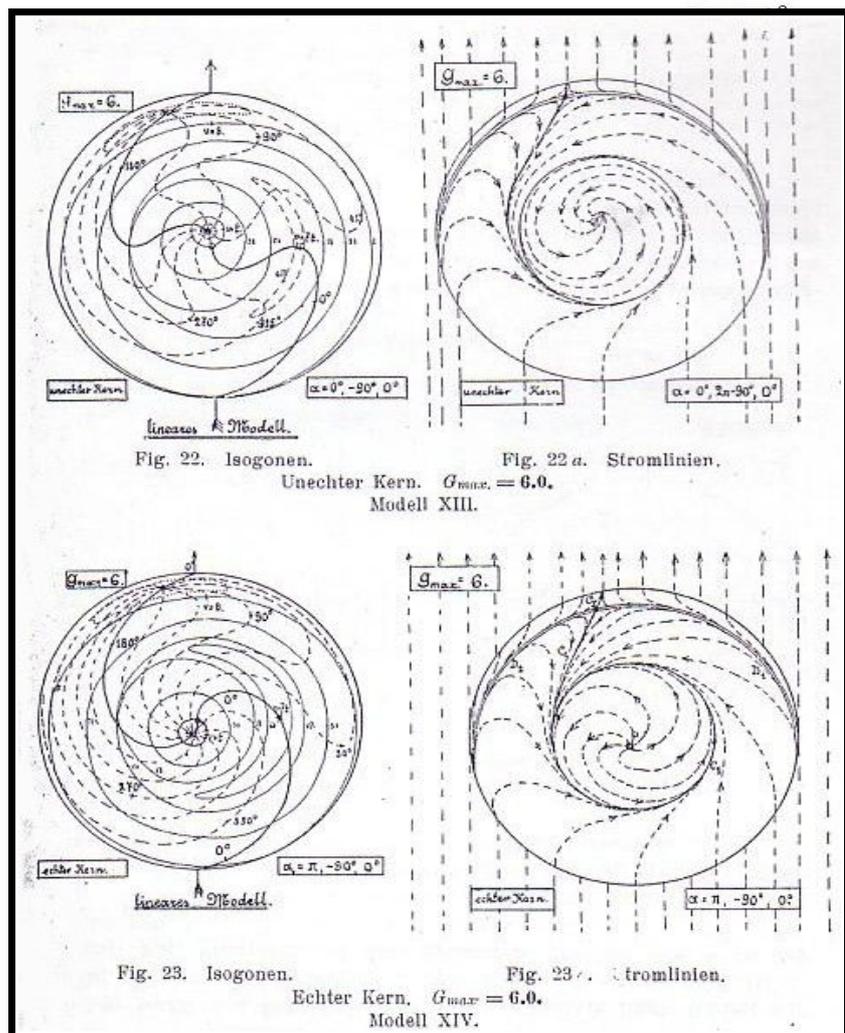
Wenn wir diese Verhältnisse nach der oben entwickelten Methode graphisch darstellen, erhalten wir im allgemeinen gekrümmte Isogonen,

wobei die Hauptisogone (diejenige von und 180°) zweierlei Krümmung aufweisen kann: im Falle des echten Kernes zeigt jeder Ast eine solche nur in einer Richtung. Beim unechten dagegen ist jeder doppelt gekrümmt.

Im translatorischen Fall erweist es sich, dass die singulären Linien des Kernes nicht gleichermassen deutlich bei grossen und kleinen Werten von $G_{max.}$ ausgeprägt sind, wobei sie bei den ersteren stark hervortreten, wenn auf die sing. Linie gleichzeitig das Maximum von r fällt.

XIII, XIV. Lineare Modelle.

Solche Fälle zeigen für $G_{max.} = 6$ Fig. 22 und 23, sowie deren Strömungsfelder Fig. 22 a und 23 a, von denen die erstere das Bewegungsfeld vor der Berührung des Bodens durch den Wirbelkern, d.h. eine blosse Mantelwirkung, die letztere dasjenige einer voll entwickelten Windhose darstellt. (of. pg. 65 ff.)



Die Zirkulation der ganzen erstenen kann als nordzyklonal bezeichnet werden, während in einer voll entwickelten Trombe innerhalb eines nordzyklonal zirkulierenden Mantels ein Kern mit südantizyklonaler Zirkulation steckt (Fig. 23 a). Die Gesamtzirkulation ist in beiden Fällen positiv.

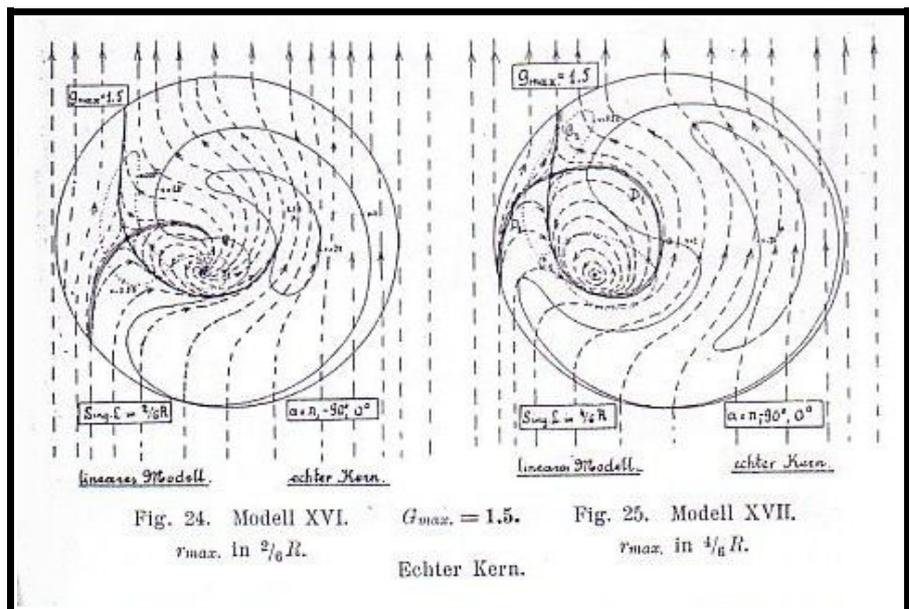
(Es sei hier hervorgehoben, dass ein Beobachter von aussen das Vorhandensein eines echten, und besonders eines unechten Kernes an einem Unterschiede des Zirkulationssinnes nicht wahrnehmen kann; auch die aufsteigende Bewegung fällt sowohl in den Mantel, als in den Kern, wemgleich ersterer den grösseren Teil davon umfasst.)

Ein analoges Diagramm (hier nicht wiedergegeben) für dieselben Verhältnisse von r , sowie für dasselbe $G_{max.} = 6$ wie Fig. 22, aber unter der Annahme, dass $|a|$ den Wert von 90° nicht erricht, zeigte, dass in diesem Fall eines unechten Kernes die Stromlinien in der Gegend der zu erwartenden singulären K.-D.-Linie bloss näher aneinander herantreten ohne sich zu berühren. Sie liegen am dichtesten am inneren Ende der Linie C_1 , welche sich bei weiterem Anwachsen von a zur geschlossenen singulären Linie zusammenrollt. Wenn die Zone der Maximalgeschwindigkeit und des grössten Wertes von a sich der Achse nähert, ändert sich im Stromlinienverlauf nur der Durchmesser des Kernes, der immer kleiner wird, um im Übergangsstadium zum echten Körper (pg. 66) in einen Punkt zusammenzuschumpfen.

Wenn wir auch weiter kleinere Werte von $G_{max.}$ untersuchen, zeigt es sich, dass der Stromlinienverlauf stark von diesen Maximalwerten von G abhängig ist, weil mit der Abnahme des letzteren der Einfluss der gradlinigen Translationsbewegung immer deutlicher modifiziert hervortritt.

XV. Lineares Modell. Bei $G_{max.} = 3.0$ zeigten die Diagramme (hier nicht wiedergegeben) z.B. den echten Kern der stillstehenden Windhose auch in einer wandernden gut ausgeprägt, während der unechte Kern des translatorischen Grund-Schemas sich im Auftreten von welligen Ausbuchtungen der Stromlinien äusserte, wodurch diese in der Zone der Kerngrenze einander nähergerückt waren. Der Charakter des Punktes der zentralen Stille (Z) als Konvergenz- resp. Divergenzpunkt änderte sich durch das Hinzutreten der translatorischen Bewegung nicht, während sowohl C_1 als auch D_1 in der Gegend der Höchstwerte von v endeten, wobei an die Stelle der zu erwartenden rückläufigen Umbiegung der ersteren die genannten welligen Ausbuchtungen der Stromlinien traten.

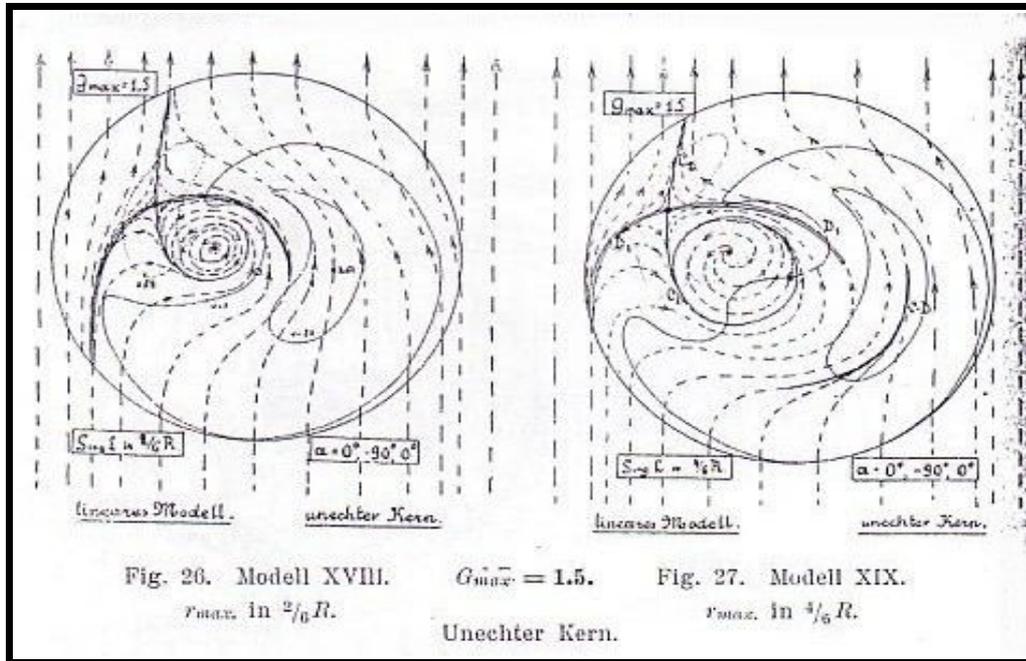
XVI, XVII. Lineare Modelle. Im vorstehenden Modellpaar sind die Verhältnisse innerhalb eines Wirbels dargestellt, wenn $G_{max.} = 1.5$ bei linearer Geschwindigkeitsverteilung im nichttranslatorischen Fall vorausgesetzt wird. In beiden ist ein echter Kern angenommen, dessen Konvergenzlinie in $\frac{1}{2} R$ liegt. Der Wert $r_{max.}$ findet sich in Fig. 24 um $\frac{2}{6} R$, in Fig. 25 um $\frac{4}{6} R$ vom Mittelpunkt entfernt. (Die punktiert gezeichneten Intensitätskurven entsprechen Werten von $v < t$, die ausgezogenen Werte von $v > t$. Links unten ist die Lage der singulären Linie im stationären Fall in Bruchteilen des Halbmessers, vom Mittelpunkte aus gerechnet, angegeben. Die Grösse von a bezieht



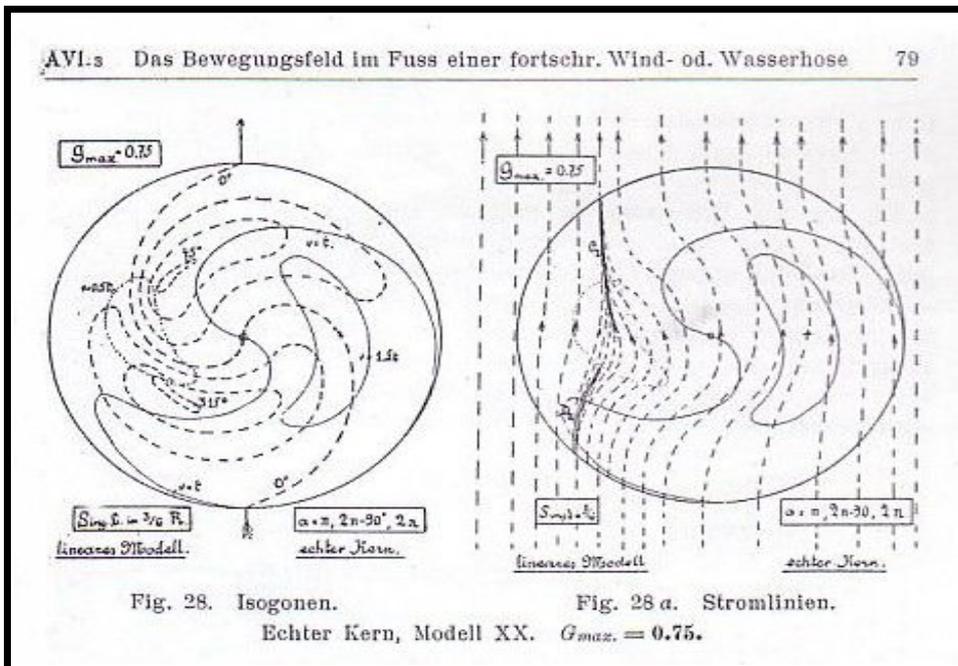
sich immer der Reihe nach auf das Zentrum, den mittleren Achsenabstand und den Rand des Feldes.)

Die Verschiedenheit der Strömungsfelder im translatorischen Fall (Fig. 24, 25) ist eine beträchtliche: wenn r_{max} , C1 und D1 sind verschieden stark entwickelt.

In Fig. 25 fällt r_{max} . ausserhalb der Konvergenzlinie, wobei die Stromlinien des Wirbelkopfes geschlossene Kurven bilden und an dessen Rückseite dichter gedrängt verlaufen.



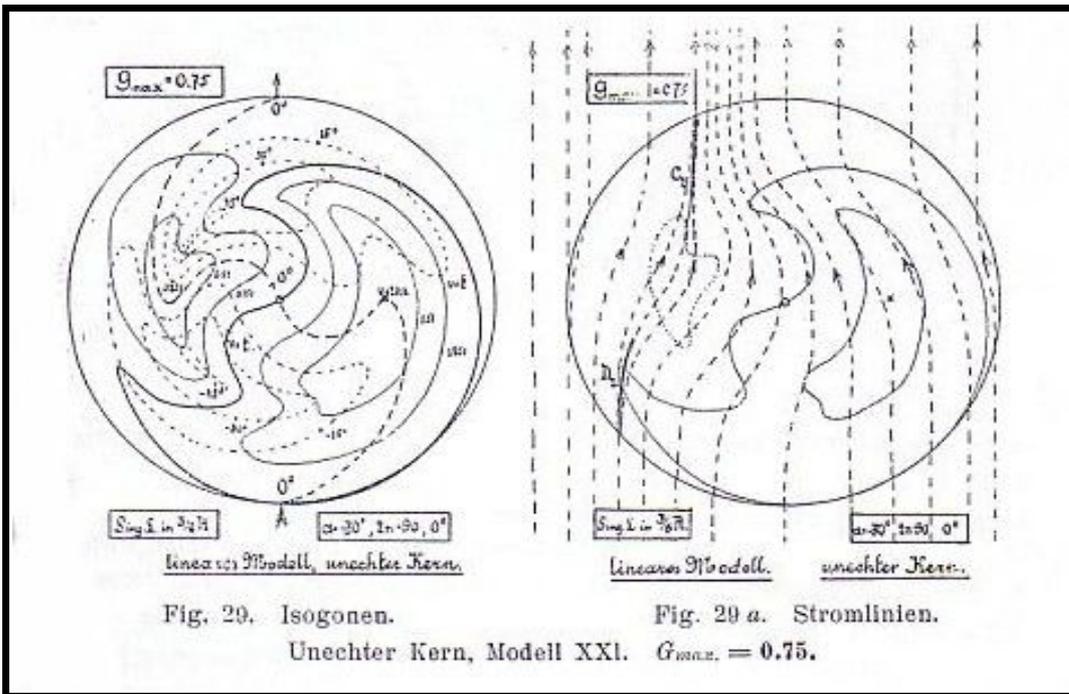
XVIII, XIX. Lineare Modelle. $G_{max} = 1.5$. Die Geschwindigkeitsverteilung im nichttranslatorischen Fall wie im vorigen Fall, der Kern ist ein unechter. Die Unterschiede im Strömungsfeld bei r_{max} in $\frac{2}{6}R$ (Fig. 26) und in $\frac{4}{6}R$ (Fig. 27) sind geringer. Beide zeigen einen deformierten Wirbelkopf mit einer Umbiegung von C1, innerhalb deren entweder geschlossene Stromlinien oder (Fig. 27) sogar eine Divergenz auftritt. Der unechte Kern zeigt hier, wie auch sonst, viel weniger charakteristische Verhältnisse, als ein echter. Der Z-Punkt zeigt keine Verlagerung nach C1 hin wie in Fig. 25; in Fig. 27 liegt er sogar näher zu D1.



geschlossene Stromlinien oder (Fig. 27) sogar eine Divergenz auftritt. Der unechte Kern zeigt hier, wie auch sonst, viel weniger charakteristische Verhältnisse, als ein echter. Der Z-Punkt zeigt keine Verlagerung nach C1 hin wie in Fig. 25; in Fig. 27 liegt er sogar näher zu D1.

XX, XXI. Lineares Modell. Im Falle, dass $G_{max} < 1$ zeigen sich ziemlich beträchtliche

Unterschiede im Verlauf sowohl der Isogonen als auch der Linien gleicher Intensität (Fig. 28 und 29). Die Stromlinienbilder (Fig. 28 a und 29 a) weichen dagegen relativ wenig von einander und vom entsprechenden Fall mit $\alpha = const.$ ab: wir finden dieselben 2 singulären Linien vor, wie im

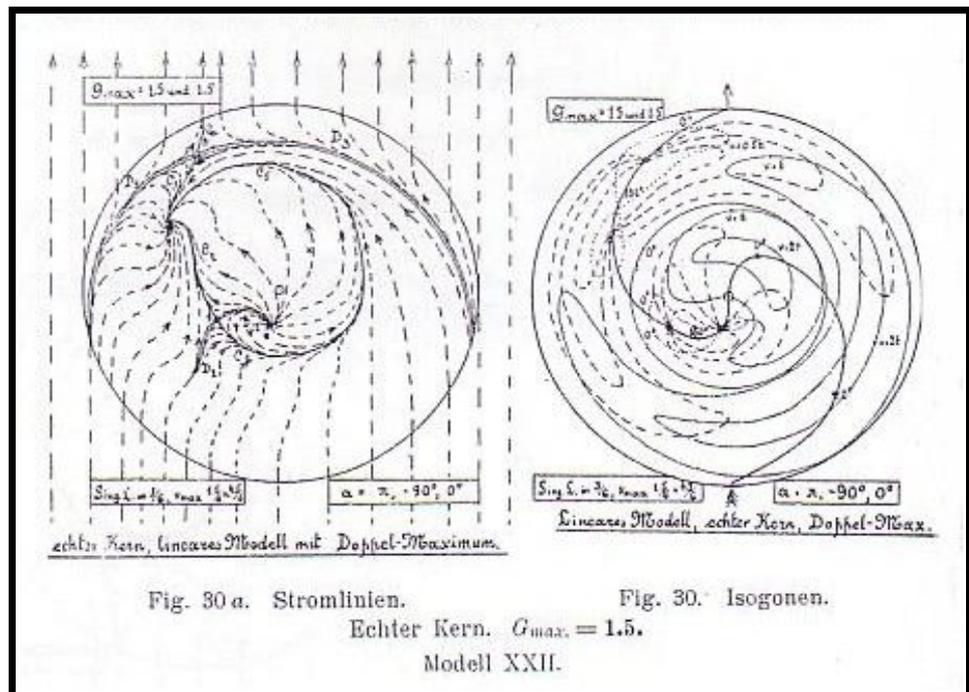


oben behandelten Fall (Fig. 17).

XXII. Doppelmaximum, lineares Modell. (Fig. 30) Wie pg. 63 ausgeführt wurde, liegt es nahe innerhalb einer realen Windhose eine derartige Verteilung der Geschwindigkeit r anzunehmen, dass in der Gegend des Maximums unter dem Einfluss der auftretenden Konvergenzlinie ein sekundäres Minimum die Zone des Höchstwertes von r in 2 Teile zerlegt. Wenn gleichzeitig keine entsprechende doppelte Zu- und Abnahme des Ablenkungswinkels vorhanden ist, haben wir es trotzdem nur mit einer Einrohrtrombe zu tun, weil das Kondensieren der Röhrenwand an das Vorhandensein einer aufsteigenden Komponente über einer Konvergenzlinie gebunden ist.

Im Modell XXII ist der lineare Geschwindigkeitsazendent gleich demjenigen des Falles mit $G_{max} = 3$ bei einfachem Maximum (Fig. 15, Kurve 2), die gleich grossen Höchstwerte der Rotationsgeschwindigkeit erreichen nur je 1.5 t, während zwischen ihnen im Minimum $r = 0$ liegt.

Diesem Grundschemata des nichttranslatorischen Falles entsprechen im translatorischen die Diagramme Fig. 30 und 30 a, in welchen sich je 4 singuläre Punkte – 2 vom Charakter eines zentralen, 2 von demjenigen eines marginalen Stillenpunktes – vorfinden. Im wesentlichen unterscheidet sich das Strömungsfeld Fig. 30 a vom analogen mit einem einfachen Maximum (etwa Fig. 23 a) nur in Bezug auf die Linie C, welche in 3 Abschnitte zerlegt erscheint. Neu hinzugekommen sind 2 singuläre Punkte

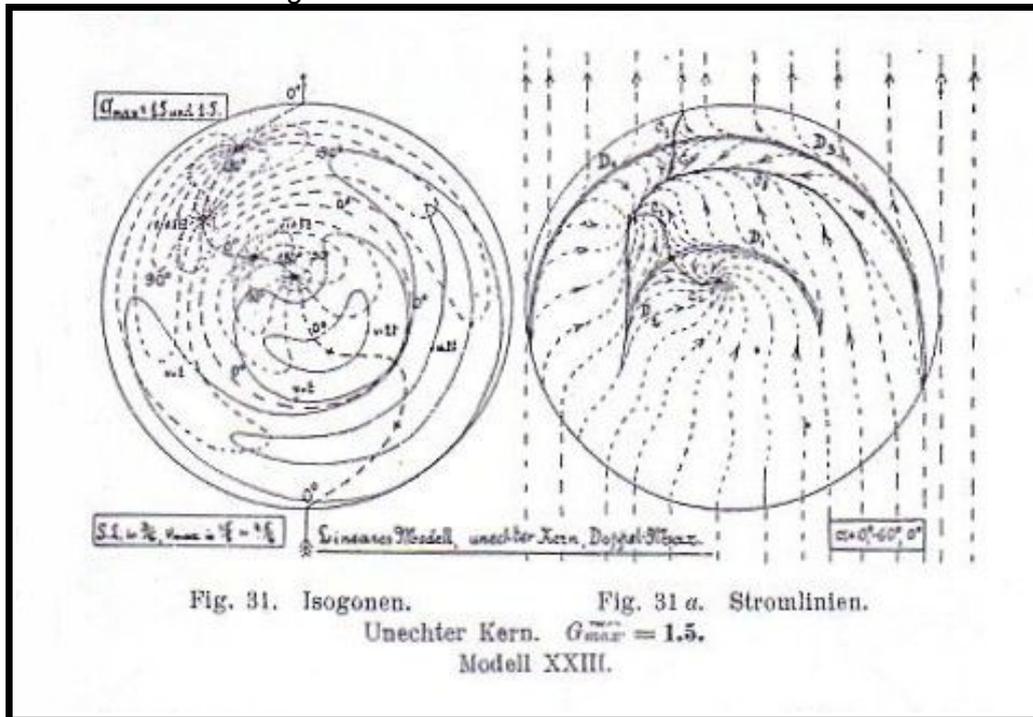


Neu hinzugekommen sind 2 singuläre Punkte

und 2 Divergenzlinien (D2 und D1, Fig. 30 a)

XXIII. Doppelmaximum. Zum Vergleich seien hier in Fig. 31 und 31 a die entsprechenden Diagramme wiedergegeben, in welchen das Vorhandensein eines unechten Kernes zugelassen wird. Das sekundäre Minimum kann hier nicht durch eine aufsteigende Bewegung verursacht sein, sondern muss irgendwelche andere Ursachen haben. Entsprechend Fig. 24 a ist der zentrale singuläre Punkt ein Konvergenzpunkt, und der Fall dem vorigen ähnlich bis auf das Auftreten der Linie C₅, welche in Fig. 30 a der Endabschnitt der umgebogenen Linie C₁ entspricht.

Wenn das sekundäre Minimum den Wert $r = t$ übertrifft, können wir es auch im Fall eines Doppelmaximums nur mit 2 singulären Punkten zu tun haben.

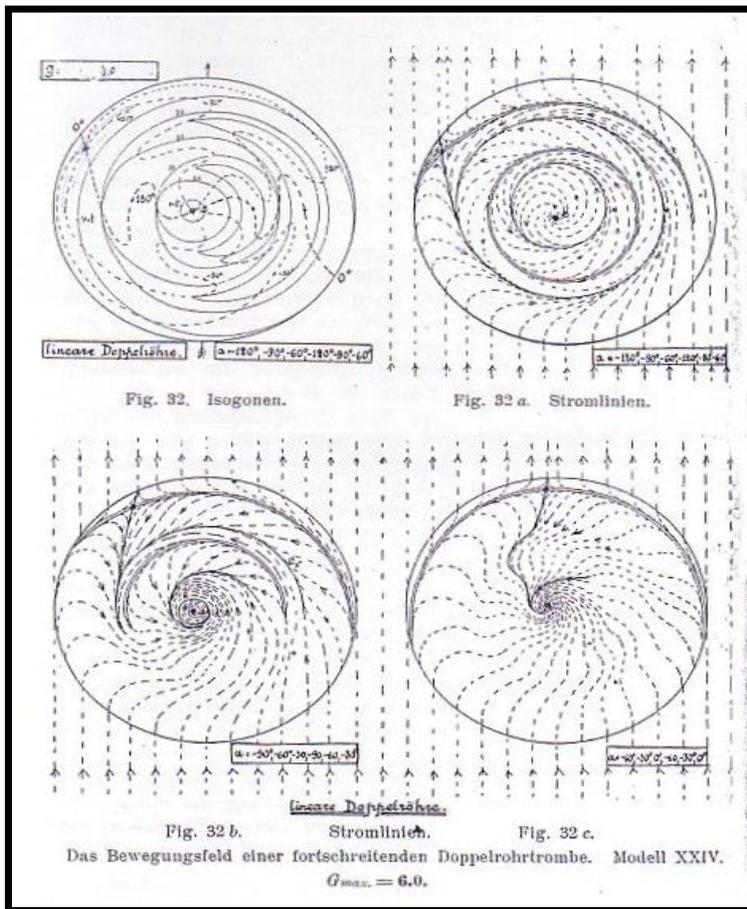


XXIV. Doppelröhre; lineares Modell. Wenden wir uns dem Fall einer Doppelröhre zu, wie er auf Seite 63 behandelt wurde, so finden wir in Fig. 32 das Isogonendiagramm mit den Intensitätskurven. Als Grundlage diente ein nichttranslatorisches Modell mit linearer Geschwindigkeitsverteilung, wobei die Kurve 2 Maxima von $r = 4 t$ und dazwischen ein sekundäres Minimum von $3 t$ aufwies (in der Art von Fig. 15, Kurve 1). Im Zentrum und an der Peripherie ist $r = 0$. Der Ablenkungswinkel ändert sich von $\alpha = -120^\circ$ im Zentrum bis $\alpha = -90^\circ$ im Gebiet jedes der 2 Intensitätsmaxima und hat -60° als Minimalwert und 120° als zweiten Maximalwert, wie das unter der Fig. 32 angegeben ist.

Das Isogonendiagramm zeigt denn auch eine Verdoppelung der wichtigsten Elemente eines einfachen Bewegungsfeldes, nur die singulären Punkte sind nicht verdoppelt.

Das Strömungsfeld, Fig. 32 a, b, c, zeigt ausser der zu erwartenden Verdoppelung der Singularitäten C₁, C₂, D₁, D₂ die Linie C₅ (Fig. 32 b), die in Fig. 32 a deutlich eine Fortsetzung der Linie C₁ bildet. Sie läuft in sich selbst zurück und umschliesst 2 weitere exzentrisch gelegene geschlossene singuläre Linien. Die Linie C₅ liegt zwischen 2 Divergenzlinien und muss als deren unmittelbares Korrelat angesprochen werden.

Die geschlossenen, einander umschliessenden Konvergenzlinien, besonders in Fig. 32 a, müssen als der Ort betrachtet werden, wo sich die Kondensationsprodukte des Wirbels ansammeln, und so das Bild einer doppelwandigen Röhre mit klaren Zwischenräumen im Inneren ergeben. Diese Wirkung muss durch eine heraufsteigende Bewegung in diesen Flächen und eine herabsteigende über den Divergenzlinien zwischen ihnen noch verstärkt werden. Die Zirkulationsrichtung ist in der ganzen Windhose unter den gemachten Voraussetzungen positiv.



Eine Änderung aller Werte von a um denselben Betrag führt, wenn die Änderung $a = -30^\circ$ beträgt, zur Fig. 32 b mit gut ausgeprägten halbkreisförmigen singulären Linien, und wenn sie -60° beträgt, - zu Fig. 32 c, welche letztere dem Fall eines radialen Einströmens der früheren Figuren entspricht und sich von ihnen nur durch stark gewellte Stromlinien, sowie einen Rest der singulären Linie C5 unterscheidet.

Viertes Kapitel

- Anwendung auf reale Verhältnisse. -

Wenn wir nun der Frage danach näher treten, inwiefern die nach der Methode der Individualkreise erhaltenen Isogonen- und Intensitätsdiagramme, sowie die Stromlinienbilder den wirklichen Tatsachen in unserer Atmosphäre entsprechen, so müssen wir in erster Linie den Fall einer Zyklone von demjenigen einer Windhose unterscheiden, weil die Druckverhältnisse in ihnen verschieden sein müssen. Der erstere soll hier nicht betrachtet werden.

Alle unsere bisherigen Untersuchungen galten für den Fall einer homogenen inkompressiblen Flüssigkeit. In einer solchen ist nach V. Bjerknes [(3) T. II, Kap. 3, pg. 26] der Transport des Bewegungsvektors aus einer gegebenen geschlossenen Fläche heraus im ganzen Felde = 0.

$$(27) \quad \int A_n d\sigma = 0$$

wenn $d\sigma$ ein Flächenelement, A_n die zu ihm normale Komponente des Bewegungssektors bedeutet.

Wenn ein Vektor der Bedingung (27) genügt, kann er als solenoidal bezeichnet werden, und wir haben nach V. Bjerknes die Möglichkeit aus dem zweidimensionalen Vektorfeld die Z-Komponente des Vektors zu berechnen.

Wenn im gegebenen Massenfelde jedes stationäre Volumen einen konstanten Masseninhalte besitzt, ist auch die Bewegungsgröße ein solenoidaler Vektor.

Unter der Annahme eines homogenen und inkompressiblen Mediums sind somit sowohl die Geschwindigkeit als auch die Bewegungsgröße solenoidal.

Wenn die Beziehung

$$V = vQ$$

gilt, d.h. wenn die spezifische Bewegungsgrösse als Produkt aus einer Geschwindigkeit in eine Dichte aufgefasst wird, können beide korrespondierenden Grössen durch einander gemessen werden. Sie unterscheiden sich in ihren geometrischen Zügen nicht von einander ([3] T. I, pg. 3)

Wie V. Bjerknes es weiter gezeigt hat, erfüllt in der Atmosphäre die spezifische Bewegungsgrösse nur soweit die Bedingung einer Solenoidalität, als die Felder der Temperatur und des Druckes keine wesentlichen Änderungen im Massengebiet hervorrufen. Dieses ist z.B. in der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre und einer Zyklone der aussertropischen Breiten der Fall. In einer Windrose und tropischen Zyklone jedoch, mit der auftretenden Möglichkeit einer starken Abnahme der Luftdichte im Kern, kann weder die Geschwindigkeit, noch die spezifische Bewegungsgrösse in allen Teilen des Wirbels als solenoidal angenommen werden, d.h., wir können nach dem zweidimensionalen Felde weder des einen, noch des anderen Vektors die Z-Komponente genau berechnen.

Bei einem trotzdem durchgeführten Versuch muss der Fehler um so grösser sein, je grösser der Gradient des Luftdruckes an der gegebenen Stelle im Kern der Windrose sein wird, wenn wir uns die Trombe fortschreitend denken.

Innerhalb einer Zyklone ist, - trotz ihrer erst zu- und dann abnehmenden Geschwindigkeit beim Übergang vom Zentrum zur Peripherie und der ebenfalls veränderlichen Grösse des Ablenkungswinkels -, der Fehler nach V. Bjerknes noch verhältnismässig gering ([3] pg. 29).

Für eine Windrose hat A. Wegener ([1] pg. 195) gezeigt, dass der Luftdruck in der Achse den Wert 0 erreichen müsste, wenn die maximale Zirkulationsgeschwindigkeit (r) innerhalb einer „jugendlichen“ Trombe 393 msc^{-1} erreicht. Innerhalb der von ihm behandelten „alten“ Tromben tritt dieser Zustand schon bei $r_{\text{max.}} = 280 \text{ msc}^{-1}$ ein. Wenn die erwähnten Geschwindigkeiten im realen Fall auch recht selten auftreten, so beträgt doch die Druckerniedrigung schon bei $r_{\text{max.}} = 100 \text{ msc}^{-1}$ für jugendliche Tromben 50 mm, für alte 100 mm Quecksilber, wodurch die Dichte der Luft in der Achse um resp. 6.6 % und 13.2 % abnehmen muss.

Die Abnahme des Luftdruckes im Mantel allein ist, wie aus den Diagrammen von A. Wegener [I. c. pg. 213] weiter hervorgeht, beträchtlich geringer, so dass wir für ihn den Vektor der spezifischen Bewegungsgrösse als in erster Annäherung solenoidal annehmen können. (Wenn die Maximalgeschwindigkeit der Zirkulation in 100 m von der Achse 80 msc^{-1} [für Europa der normale Wert] beträgt, ist die Druckerniedrigung an der Grenze zwischen Kern und Mantel 12 mm (1.6 %). Bei einer fortschreitenden Bewegung von 10 msc^{-1} Geschwindigkeit und einer Mantelweite von nur 100 m beträgt somit die Änderung der Luftdichte infolge der Druckabnahme 0,16 % in der Sekunde, woraus eine Änderung der Geschwindigkeit der Z-Komponente im Wolkenniveau um ca. 27 cmsc^{-1} resultiert, wenn wir einen Luftzylinder von 1000 m Höhe betrachten.)

In Bezug auf den Kern lässt sich das im allgemeinen nicht sagen. In seiner Achse dürfte der Fehler, den wir durch unsere Annahmen begehen könnten, für die spez. Bewegungsgrösse, wie oben erwähnt, etwa 10 – 15 % betragen; im Falle von Geschwindigkeiten $r > 114 \text{ msc}^{-1}$ kann er noch grösser sein.

Anhaltspunkte zu einer weiteren Beurteilung der auftretenden Abweichungen innerhalb unserer Diagramme können wir durch folgende Betrachtung gewinnen:

Da wir die vorliegenden Ausführungen nur auf den XY-Schnitt durch eine Windrose beziehen, können wir die möglichen Fehler einer Geschwindigkeit in der Richtung der Z-Komponente ausser Acht lassen. Ausser Acht lassen können wir ebenfalls den Einfluss, welchen eine Abnahme der Dichte auf die Verteilung der zirkularen Geschwindigkeitskomponente (r) im Kern ausüben muss.

Im Vergleich zum Fall einer homogenen Massenverteilung kann hierdurch in der Achsengegend des Kernes höchstens eine langsamere Zunahme von r eintreten, welcher an der Peripherie des Kernes ein stärkerer Aszendent entsprechen muss, wodurch an die Stelle der Kurve 2 die Kurve 1 (Fig. 7) treten wird, und an die Stelle des Diagrammes Fig. 8 – die Fig. 9.

Unsere oben gemachte Annahme einer zentralen Kompensationsströmung macht dagegen hier die Betrachtung der Rolle notwendig, welche im XY-Schnitt des Kernes die radiale Komponente der Bewegung spielen wird. In Bezug auf den XY-Schnitt wollen wir 2 Fälle ins Auge fassen.

I. Es möge in einer Windhose die Druckabnahme in der Achse eine merkliche Abnahme der Dichte verursachen, ohne dass der Wert 0 erreicht wird. Wenn hierbei ein stationärer Zustand und mit ihm die grösste Abnahme der Dichte eingetreten sein wird, muss im Kern ebensoviel Luft im Kompensationsstrom, oder auf irgend einem anderen Wege herabsteigen, wie an der Innenseite der Trennungsfläche wieder emporsteigt. Der Transport der spezifischen Bewegungsgrösse, in radialer Richtung

$$\int V_n d\sigma,$$

d.h. die Masse des Mediums, welche in einer Zeiteinheit durch eine konzentrische Kreiskurve des Querschnittes geht, muss unter diesen Voraussetzungen für jeden Abstand vom Mittelpunkte als konstant betrachtet werden. Die Geschwindigkeit muss jedoch im reziproken Verhältnis zum Halbmesser stehen, weil die Längenausdehnung eines beliebigen in Bogenmass gegebenen Abschnittes dieser Kreise sich im umgekehrten Verhältnis zu R ändert. Wenn wir ferner im Auge behalten wollen, dass mit abnehmender Luftdichte der gleiche Wert der spezifischen Bewegungsgrösse nur durch eine Zunahme der Geschwindigkeit im umgekehrten Verhältnis zur Dichte erhalten werden kann, müssen wir schliessen, dass im Kern des Trombenwirbels die radial gerichtete Geschwindigkeit der Luftbewegung von seinem Umfang aus zur Achse hin zunehmen muss.

Wir erhalten dann

$$(28) \quad v_{rad.} = \frac{\bar{v}_{rad.}}{R \cdot \rho}$$

Wo $v_{rad.}$ die radiale Komponente der Luftbewegung, R den Achsenabstand bis zum Punkte mit

$\bar{v}_{rad.}$, und ρ die Luftdichte bezeichnen. Die Grösse $\bar{v}_{rad.}$ erreicht die radiale Komponente dort, wo diese Bewegung der auf- und absteigenden Luftbahnen der XY-Ebene parallel verläuft.

Weil im realen Fall das Herabsteigen der Luft nicht nur auf die Achse allein beschränkt sein kann, wird von derjenigen Entfernung an, in welcher die erwähnten Luftbahnen parallel der XY-Ebene verlaufen, zur Achse hin sich eine beträchtliche Abnahme der radialen Komponente einstellen können.

Wenn wir die Lage der Zone mit grösster Gesamtgeschwindigkeit im Trombenquerschnitt suchen, finden wir sie, je nach dem Verhältnis der Intensität von $\bar{v}_{rad.}$ und $r_{max.}$, entweder an der Grenze zwischen Kern und Mantel, oder um einen grösseren oder kleineren Betrag in den Kern hinein verschoben vor.

Eine derartige Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten, d.h. der Zunahme der radialen und Abnahme der zirkularen beim Übergang vom Rande des Kernes zu dessen Mitte, muss aber auf den Verlauf der Stromlinien im Kern einigen Einfluss ausüben, indem sie bis zu einiger Entfernung von seinem Zentrum dem Ablenkungswinkel, entsprechend einem fast radialen Ausströmen von der Achse, einen Wert von $\alpha = 180^\circ$ gibt, worauf weiterhin nach Erreichen des Wertes $\bar{v}_{rad.}$ ein schnellerer Übergang zum Ablenkungswinkel $\alpha = \pm 90^\circ$ bei einer Annäherung an die singuläre Linie erfolgen wird.

Wenn wir bisher unter Annahme eines homogenen Massenfeldes von der Intensität des Vektors im allgemeinen sprachen, konnten wir darunter sowohl die Geschwindigkeit als auch die Bewegungsgrösse verstehen. Für den Kern mit geringer Luftdichte müssen wir sie getrennt behandeln.

Wenn die spezifische Bewegungsgrösse

$$V = v \cdot \rho$$

ist, so gilt für deren radiale Komponente, - ein Herabsteigen nur in der Achse angenommen -, nach einer Substitution von (28):

$$(29) \quad V_{rad.} = \frac{\bar{v}_{rad.}}{R},$$

d.h. die Zunahme der Bewegungsgrösse müsste in diesem Fall geringer sein, als diejenige der Geschwindigkeit, wenn wir uns dem Mittelpunkt nähern.

Wenn in Bezug auf den Ort der herabsteigenden Kompensationsströmung reale Verhältnisse angenommen werden, wird zur Achse hin von der Stelle an, in welcher die Z-Komponente auftritt, eine starke Abnahme der Bewegungsgrösse einsetzen.

Das Maximum dieses Gesamtvektors muss, wie im oben behandelten Falle der Gesamtgeschwindigkeit, ebenfalls entweder auf die Zone mit $r_{max.}$ (die Grenzzone) fallen, oder von ihr etwas zur Achse hin verlagert erscheinen.

Diese Verlagerung der Maximalzone der Bewegungsgrösse muss dabei etwas geringer sein, als diejenige der Geschwindigkeit.

Die Folgen für unsere Isogonendiagramme und Integraldiagramme des Bewegungsvektors einer fortschreitenden Trombe müssen nun darin bestehen, dass die Stromlinien durch diese eventuelle Verschiebung der Maximalzone der Bewegungsgrösse nicht verändert zu werden brauchen. Die Verlagerung des Intensitätsmaximums wird uns nur dazu führen, bei gegebener Verteilung von r , als Grundlage der graphischen Darstellung ein Modell mit etwas geringerem Kerndurchmesser zu wählen, die Ablenkungswinkel dagegen nach der anfangs gegebenen Verteilung von r zu richten.

Somit hätten wir für den Fall einer gewöhnlichen Abnahme der Dichte im Trombenkern keine wesentlichen Veränderung des Bewegungsfeldes in der XY-Ebene einer Windhose zu erwarten.

II. Als zweiten Fall wollen wir einen Wirbel berücksichtigen, in dessen Achsenraum die Luftdichte sehr gering wird.

Aus den Formeln (28) und (29) folgt, dass bei gleichem Durchmesser des Kernes im Fall II die Zunahme der radialen Geschwindigkeit im ganzen Kern – bis zur Achse mit ihrer herabsteigenden Luftbewegung – grösser sein muss, als im Falle I. Die radiale Bewegungsgrösse wird unverändert bleiben, weil (29) von ϱ unabhängig ist.

Im realen Fall liegen die Zonen des Maximalwertes der Gesamtgeschwindigkeit und -Bewegungsgrösse ähnlich, wie im Falle I.

Wenn die Luftdichte im zentralen Teil des Kernes = 0 wird, müssen hier beide Vektoren ebenfalls verschwinden, während die absteigende Bewegung in einiger Entfernung von der Achse stattfinden kann, wenn sie nicht ganz aufhört (cf. pg. 15 ff.).

In Bezug auf den Winkel α im zentralen Raum gilt das im Fall I ausgeführte, bis auf die unbestimmte Achsenumgebung mit ihrer verschwindend geringen Luftdichte.

Sowohl die Formel (28) als auch (29) führen im Zähler die Grösse $\bar{v}_{rad.}$. Alle behandelten Verlagerungen und Richtungsänderungen der Stromlinien im Kernraum sind von dieser Grösse abhängig. Wenn sie = 0 wird, haben wir keine Abweichungen von den Diagrammen unserer Trombenmodelle zu erwarten. Zur praktischen Feststellung der Grösse dieses Einflusses, - dessen Richtung wir im Obenstehenden behandelten -, fehlen uns eben noch die genaueren Daten.

Die zentripetale Bewegungskomponente im Mantel braucht hier nicht näher behandelt zu werden, da sie sich bei einer Annäherung an den Kern im entgegengesetzten Sinne ändert, wie die Geschwindigkeit r , und dabei meist nur eine Vergrösserung der resultierenden Geschwindigkeit verursachen wird. Die Zunahme des Ablenkungswinkels am Innenrande des Mantels kann durch sie nur etwas vergrössert werden.

Reale Strömungsfelder.

Wenn wir nun feststellen wollen, in wieweit die Bewegungsfelder unserer Diagramme durch Beobachtungen bestätigt werden, so fällt schon bei einer flüchtigen Betrachtung der Stromlinienkarten des Leipziger Geophysikalischen Instituts [14] die Häufigkeit ähnlicher Bildungen oder deren Bruchstücke in fortschreitenden Zyklonen auf.

Die Zusammenstellung eines Wirbelkopfes mit dem Marginalpunkt und den singulären Linie C_1 , C_2 , D_1 , D_2 , entsprechend unseren Strömungsfeldern bei $0 > |a| > 90^\circ$ und $90^\circ < |a| < 180^\circ$, findet sich fast auf jeder der genannten Karten vor, wenngleich in grösserer Entfernung vom Zyklonen-Zentrum lokale Abweichungen und Einflüsse der Nachbargebilde sowohl zyklonaler als antizyklonaler Natur den Verlauf der Stromlinien stellenweise stark ändern. (Vgl. z.B. den Fall einer Zyklone mit ausgebildetem Wirbelkopf auf den Karten vom 8. Mai, 8. - 13. August, 2. - 4. November 1910, 7. und 9. Juni 1911. Einen ähnlichen antizyklonalen Fall finden wir am 18., 19. und 20. Mai 1910. Unserer um 180° gedrehten Fig. 17 a mit $a = 180^\circ$ und radialem Ausströmen ähnelt die Antizyklone zwischen der Donau und Weichsel am 18. Mai 1910 um 7a, während Fälle eines Einströmens bei geringerem a ebenfalls gar nicht selten sind.

Der 6. Januar 1910 zeigt vom Kanal bis zum mittleren Rhein eine Zyklone mit einer geschlossenen singulären Linie, innerhalb welcher die Stromlinien ebenfalls geschlossene, stark nach einer Seite hin zusammengedrückte Kurven bilden, wie in unserer Fig. 25 bei $G_{max.} = 1.5$ und vom Rande zur Mitte hin zunehmenden Werten des Winkels a .

Ein unregelmässiges geschlossenes „Auge“ einer Antizyklone findet sich mit den dazugehörigen übrigen Elementen am 8. August 1910 über den Ostalpen u.s.f. Siehe auch den Atlas zu V. Bjerknes Dynamischer Meteorologie, Tafel LV, während auf der Tafel LIX in der Hauptisobarenschicht VIII über einer Zyklone Stromlinien in symmetrischer Verteilung, wie bei $a = 90^\circ$ (Fig. 11 c), auftreten. Im Zentrum findet sich hier allerdings zum Unterschiede von unserer Figur ein Konvergenzpunkt. - Da wir hier nur die Strömungsfelder untersuchen, mit denen die Druckfelder der Zyklonen nicht immer zusammenfallen, wird die hier gebrauchte Bezeichnung „Zyklonen“ mit ihrem gewöhnlichen Sinne nicht streng identisch sein.)

Die Stromlinien einer Windhose festzustellen dürfte in den meisten Fällen dagegen kaum möglich sein. Nur wenn bei stark „hüpfender Bewegung“ der Kern für ganz kurze Zeit den Boden berührt, kann die Windrichtung ein Stromlinienbild ergeben. Eine Gelegenheit dieses Bild zu erhalten bot sich dem Verfasser in der Spur der Windhose vom 22. Juli 1923 bei Trikaton in Lettland (Durch einen Zufall fand der Verfasser dieses Feld kurz vor der Ernte, während die übrige Spur dieser Windhose von Prof. Meyer in Riga untersucht und bearbeitet wird.), wo der Wirbel über einem Weizen- und Roggenfelde des Libeet-Gehöftes zur Erde herabgestiegen war. Wie aus Fig. 56 ersichtlich, fanden sich vor dem Beginn der regelrechten „Spur“ einzelne „Nester“ als Resultat der hüpfenden Bewegung vor, in welchen in kleinerem Umkreise (5 – 7 m Durchmesser) das Korn stark niedergeschlagen war.

In einem Fall fand sich ein etwas grösseres Gebiet (4 und 4 a in Fig. 56) vor, in welchem eine sehr deutlich sichtbare Divergenzlinie (D_1) und ein Teil einer Konvergenzlinie C vorhanden war (Fig. 33). Entsprechend der Lage des Gebietes mit grösseren Geschwindigkeitswerten, kann es sich hier nur um den rechten Rand handeln, während sowohl das zentrale, als auch das marginale windschwache Gebiet mit dem neutralen Punkt und den Linien C_1 , C_2 , D_2 nicht zur Geltung kommen konnte. (In der Figur 33 bedeuten die ausgezogenen Pfeile die Richtung der niedergedrückten Halme, die Doppellinie stellt die Divergenzlinie, die stark gezeichnete – die Konvergenzlinie vor. Alle gestrichelten Linien sind Ergänzungslinien, während die punktierten die Grenzen der Gebiete mit stark niedergedrücktem Korn bedeuten.

Die Figur selbst ist nach einer an 3 Tagen wiederholten zeichnerischen Aufnahme der betr. Stelle im Kornfelde entworfen, wobei der Verfasser die Möglichkeit hatte, dank dem Entgegenkommen des Besitzers, die Aufnahme im Felde selbst vorzunehmen.)

Den Bruchteil einer Konvergenzlinie in der Mitte der Figur 33 müssen wir mit der Linie C_5 (Fig. 30 a, 31 a, 32 b) identifizieren, d. h. als die umgebogene Spitze der Linie C_1 (Grenzlinie) auffassen, in welchem Sinn die Rekonstruktion der Figur vorgenommen ist.

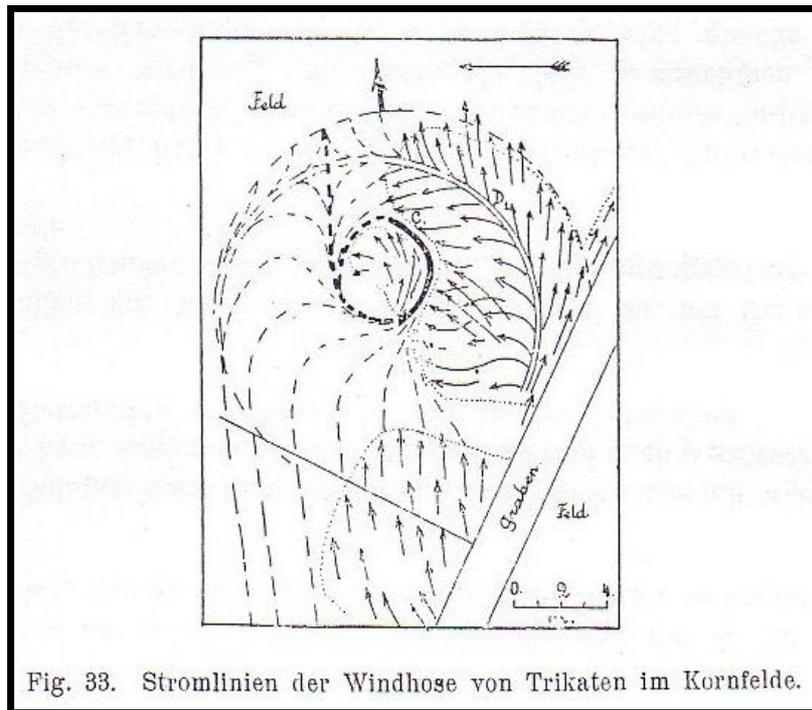


Fig. 33. Stromlinien der Windhose von Trikaton im Kornfelde.

In der Divergenzlinie D_1 erkennen wir hier fraglos eine Sperrlinie, so dass aus dieser Aufnahme jedenfalls einwandfrei die zyklonale Zirkulationsrichtung dieser Windhose bei $0 > \alpha > -90^\circ$ hervorgeht. Das Geschwindigkeitsverhältnis muss $G_{\max.} > 1.5$ betragen haben, während die absolute Geschwindigkeit für eine Windhose als relativ gering bezeichnet werden kann.

Fünftes Kapitel

- Der Asgardsweg. -

Als den zuverlässigsten und am leichtesten zugänglichen Weg zur Erlangung eines Aufschlusses über den Bau und die Kräfte eines Trombenwirbels müssen wir die Untersuchung der hinterlassenen Bruchspuren betrachten, wie wir solche besonders in grösseren Wäldern von homogenem Baumbestande als sog. Asgardswege nach dem Vorübergang einer Windhose vorfinden.

Wenn man von allgemeinen Beschreibungen früherer Autoren absieht, kann als erster wesentlicher Versuch aus der Fallrichtung der Bäume einen Schluss auf den Bau des Wirbels zu ziehen, diejenige von A. Wegener betrachtet werden.

A. Wegener leitet das Bild der Spur für den Fall eines radialen Einströmens graphisch ab und hat im allgemeinen den Einfluss des Wirbels mit spiralförmigen Stromlinien auf die Spur angegeben. ([1] pg. 167 – 169)

Mit Hülfe unserer Isogonen-Diagramme gewinnen wir die Möglichkeit dieses Problem eingehender zu behandeln und eine Reihe von Spurtypen aufzustellen, die sich fast alle in den schon vorhandenen Spur-Aufnahmen früherer Beobachter wiederfinden.

Im allgemeinen muss das Abbrechen eines zylindrischen Baumstammes, der mit dem Ende im Boden festwurzelt, dann erfolgen, wenn die auf ihn wirkende Kraft den Wert der Bruchfestigkeit P

$$(30) \quad P = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\bar{k} r^3}{l}$$

erreicht. Hier bedeutet l den Abstand von der Bruchstelle des Angriffspunktes der Resultierenden aller Kräfte, und r den Halbmesser des Baumes an dieser Stelle, während der Koeffizient \bar{k} durch:

$$\bar{k} = \frac{M \cdot r}{I}$$

als gleich dem Produkt des Kraftmoments (M) in den Halbmesser, dividiert durch das Trägheitsmoment des Baumes angenommen werden kann. (Cf. Grimsehl [15] pg. 189)

Je nach Grösse der Krone wird nun das Kraftmoment bei einer und derselben Windstärke eine starke Verschiedenheit aufweisen. Wenn hierzu, ferner, ein verschieden grosser Durchmesser der einzelnen Baumstämme kommt, mit dessen dritter Potenz die Bruchfestigkeit wächst (Formel 30), so sehen wir, wie verschieden die Kräfte sein können, denen bei gemischtem Bestande die einzelnen Bäume zum Opfer fallen werden. Mit dem Werte der Intensität ändert sich innerhalb einer Windhose aber auch der Fallwinkel der Bäume.

Wenn wir, ferner, die Impulsformel

$$I = mv$$

auf die dynamischen Vorgänge beim Abbrechen eines Baumes anwenden wollen, ist es von vornherein klar, dass nur ein Teil des Gesamtimpulses der vorüberstreichenden Luftmassen als Winddruck auf den Baum wirken kann. Setzen wir

$$\mu I = Kt,$$

worin μ als Koeffizient einen echten Bruch, und K die Kraft bedeutet, welche auf den gegebenen Baum wirkt, so ergibt sich:

$$Kt = \mu mv.$$

Entsprechend dem Verhalten des Winddruckes mit wachsendem v , kann angenommen werden, dass hierbei auch μ grösser wird. Betrachten wir ferner den Impuls pro Zeiteinheit

$$K = \mu m_1 v,$$

so haben wir, wenn m_1 die Masse der in 1 sec. am Baum vorüberstreichenden Luft bedeutet, in der Bewegungsgrösse (Da beim Zustandekommen von Waldbruch die spezifische Bewegungsgrösse, und nicht die Geschwindigkeit der Luft ausschlaggebend ist, soll von hier ab unter dem Vektor v unserer Vektorfelder nur die erstere verstanden werden, während er bisher sowohl die eine, als die andere Grösse ausdrücken konnte, wenn wir die Einschränkungen für das Kerngebiet im Auge behielten. Wie oben ausgeführt, spielt das Gebiet innerhalb der Zone maximaler Intensität beim Zustandekommen der Bruchspur jedoch keine Rolle und kann hier ausser Acht gelassen werden.) pro Sekunde

$$V_1 = m_1 v$$

ein Mass der Kraft $K = \mu V_1$, deren Moment das Abbrechen des Baumes verursacht. Mit der Fläche des Kronenquerschnittes bei gleichem v wird m_1 , und damit ebenfalls K zunehmen. Nur wenn die Kronenquerschnitte aller Bäume, eine gleiche Höhe vorausgesetzt, gleich gross und gleich dicht sein werden, können wir annehmen, dass alle Bäume einer gleichen Windgeschwindigkeit zum Opfer fallen müssen.

Im entgegengesetzten Fall kann der Spurtypus bloss angenähert festgestellt werden, was immer an zahlreichen stark gekreuzt liegenden Baumgruppen in unregelmässiger Verteilung zu erkennen sein wird. In gemischten Wäldern mit verschiedenen starken Bäumen finden sich daher häufig Spuren, aus denen das Bild des Asgardsweges nicht deutlich hervorgeht. Am besten eignen sich zum Ausführen dieser Untersuchungen gleichmässig gezogene, grössere Nadelholzwälder, wie sie in den nordischen Ländern Europas häufig anzutreffen sind, in denen sowohl die Gestalt der Bäume, als auch deren Stärke sehr gleichmässig sein kann. Hier finden sich aber häufig schöne Spurtypen vor. So kennen wir von mehreren schwedischen und ostbaltischen Fällen sehr schöne Spurbilder. Gute Spurbilder finden sich auch in Kornfeldern, wo die oben genannten Bedingungen ebenfalls erfüllt sind. (Vgl. Fig. 33, 55 und 56)

Im einzelnen werden somit Spuren an Kornfeldern, im Walde und diejenigen zerstörter Gebäude nicht unmittelbar mit einander vergleichbar sein, während es sich in der Praxis zeigt, dass bei geringen Unterschieden im Baumbestande eines Waldes oder Gartens häufig noch deutlich feststellbare Spurbilder zu erkennen sind, besonders wenn der Aufnehmende über einige Übung verfügt.

Das Verfahren der Ableitung des Spur-Bildes nach einem unserer Isogonendiagramme besteht darin, dass wir erst festzustellen suchen, welche der Linien gleicher Intensität kritischen Werten der Bewegungsgrösse entspricht. Wenn das nicht festgestellt ist, können für jede Trombe die einzelnen Intensitätskurven nach einander zum Ableiten der Spur verwandt werden, und nach den gewonnenen Spurbildern die entsprechende Intensität nachher gefunden werden. Die Spur selbst wird dadurch gewonnen, dass wir eine Intensitätskurve entlang gehend, die Punkte mit bestimmtem Ablenkungswinkel, - etwa die Schnittpunkte der Isogonen und Intensitätskurven -, auf eine Gerade, senkrecht zur Richtung der fortschreitenden Bewegung projizieren, worauf die Fallrichtung unter dem betreffenden Winkel eingezeichnet wird. Die Richtung der fortschreitenden Bewegung kann für jeden gewünschten Ablenkungswinkel α nach Figur 5 gefunden werden, was sich als besonders leicht bei $\alpha = \text{const.}$ erweist.

Die oben vermerkte Erfahrung, dass die Isogonendiagramme in weit höherem Masse vom Geschwindigkeitsverhältnis $G_{\text{max.}}$ abhängen, als von den verschiedenen Arten, wie wir die Zu- und Abnahme von r im Fall eines stillstehenden einfachen Wirbels annehmen, berechtigt uns dazu, zur vorstehenden Ableitung der Spurtypen unser lineares Windhosenmodell mit $\alpha = \text{const.}$ zu benutzen. Als besonderen Vorteil erreichen wir hierbei eine grösstmögliche Übersichtlichkeit, während an einzelnen Beispielen später die Unterschiede im Vergleich zu den Verhältnissen gezeigt werden sollen, wie wir sie in komplizierteren Fällen annehmen müssen.

Ferner muss hier der Einfluss berücksichtigt werden, den die uns nicht genügend bekannte Abnahme der Luftdichte innerhalb des Kernes auf das Zustandekommen des Spurtypus ausüben dürfte. Hierbei spricht jedoch für die Anwendbarkeit unserer Methode auch auf den Kern: erstens, wie im Kapitel IV ausgeführt, die geringe Verlagerung der Kurve maximaler Intensität durch das Hinzukommen des Einflusses der Kompensationsströmung oder der Dichteabnahme im Kern, und zweitens die in Fig. 8 d und 9 a festgestellte geringe Änderung des Stromlinienverlaufes, wenn wir im Kern an Stelle der linearen Geschwindigkeitsverteilung eine andere, z.B. die durch Fig. 7 Kurve 1 dargestellte, setzen.

Wenn wir, weiter, im Auge behalten, dass nach dem Vorübergang der höchsten Intensitätskurven in der Übergangszone vom Kern zum Mantel die nächsten Kurven mit geringerer Intensität im windschwachen Kerngebiet in der Spur nicht mehr zur Geltung kommen können, dürfen wir hierbei vom Einfluss des Kernes auf die Spur gänzlich absehen, so dass beim Ableiten der Spur nach den Isogonendiagrammen das mit einiger Unsicherheit behaftete Gebiet im Kern in den meisten Fällen herausfällt.

Ideale Normschnitte der Spur.

Unsere Figuren 34 bis 44 stellen die auf dem oben genannten Wege nach den Isogonendiagrammen des linearen Modelles gewonnenen Spurquerschnitte dar. Wir finden da Beispiele für verschiedene Werte von $G_{\text{max.}}$, angefangen mit $G_{\text{max.}} = 0.75$ bis 6.0, während die

Spuren für $G_{max.} = 3$ bis 5 weggelassen sind, weil sie denen von $G_{max.} = 2$ und 6 analog waren. Neben dem Falle eines radialen Einströmens bei $a = 0$ zeigt uns jede Figur bei $a = -30^\circ$ und -60° die Verhältnisse einer nordzyklonalen Zirkulation, bei -90° den Fall geschlossener kreisförmiger Stromlinien des nicht translatorischen Falles und bei $a < -90^\circ$ den Fall eines positiven Ausströmens im nord-antizyklonalen Fall vorkommen dürften.

Um die Möglichkeit offen zu halten, dass alle relativen Intensitätskurven den Wert der kritischen spez. Bewegungsgröße erhalten, sind für jeden Wert von a mehrere Spurbilder, nach einer Auswahl von Intensitätskurven gegeben. Der unterste Spurquerschnitt entspricht immer der höchsten Kurve, deren Wert nur um 0.5 bis 1.0 t geringer ist, als der Wert des dazugehörigen Maximalpunktes.

Die Spur für $v = 1$ t ist in denjenigen Fällen angeführt, wenn in der Zeichnung eine Intensitätskurve für v etwas grösser als 1.0 fehlte; sie soll diese ersetzen. Im allgemeinen ist angenommen, dass der Wert $v = 1$ t der spezif. Bewegungsgröße, die wir hier unter den oben gemachten Einschränkungen unter v verstehen wollen, den kritischen Wert nicht erreicht.

Alle Spurbilder zeigen bei $0^\circ < |a| < 90^\circ$ eine Reihe von ähnlichen Spurtypen, bei $|a| > 90^\circ$ dagegen ist das Bild in allen Fällen dasselbe.

Fig. 34 zeigt uns die Spurschnitte nach dem linearen Modell VIII mit konstantem Winkel a und $G_{max.} = 0.75$. Als kritische Intensitätskurven sind diejenigen mit $v = 1.25$ t, 1.5 t und 1.7 t zum Entwerfen der Spur benutzt worden. Die Figur entspricht einer schnellziehenden Windhose mit schwacher Zirkulation.

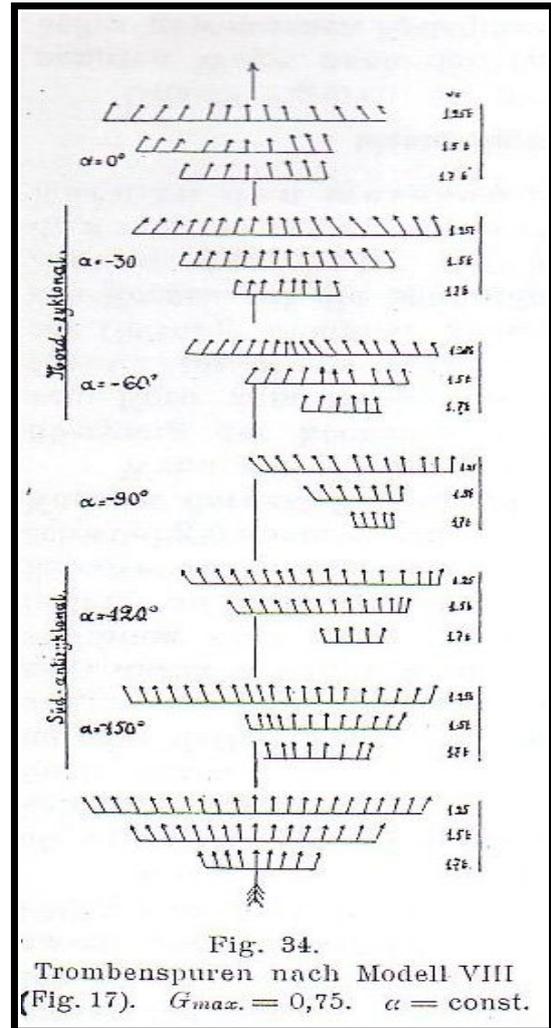


Fig. 34.
Trombenspuren nach Modell VIII
(Fig. 17). $G_{max.} = 0,75$. $\alpha = \text{const.}$

Wir erhalten bei radialem Einströmen des nichttranslatorischen Grundschemas ($a = 0^\circ$) ein leichtes Konvergieren der Bäume zur Mitte, wo sich der Baum mit $\psi = 0^\circ$ befindet. Mit zunehmendem a verschiebt sich der Asgardsweg nach rechts von der Spur des ersten Trombendurchmessers (vom langen Mittelpfeil der Figuren); auch der Baum von $\psi = 0^\circ$ folgt ihm, rückt dabei aber innerhalb des Asgardsweges nach links. Wenn $|a| > 90^\circ$ wird, tritt in der Spur eine Divergenz der Fallrichtung ein. Aus der mittleren Spuren-Gruppe sehen wir, wie schmal und wie stark verschoben der Asgardsweg im Vergleich zum Windhosendurchmesser sein kann, wenn wir eine der höheren Intensitätskurven dieses Modelles ($v = 1.7$ t) als kritisch betrachten. [Die Breite des Querschnittes der ersten Reihe in jeder ersten und letzten Gruppe der Spuren ($a = 0$ und 180°) ist immer fast der ganzen Breite des Luftwirbels gleich. In Fig. 36 stimmt sie mit ihr genau überein ($v = 1$ t).]

Bei einer süd-zyklonalen und nord-antizyklonalen Zirkulation müsste die Verschiebung nach links von der Spur des ersten Durchmessers erfolgen.

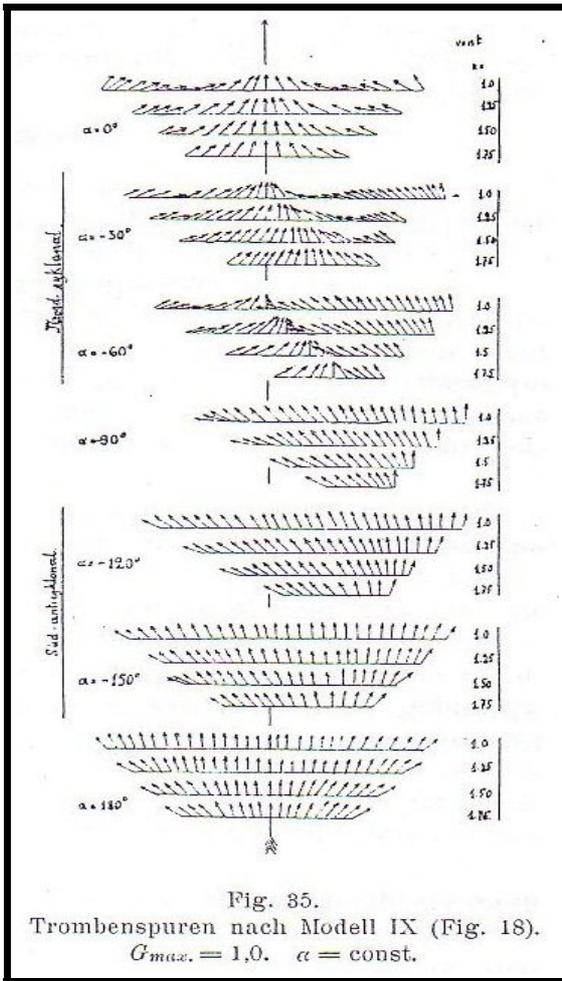


Fig. 35.
Trombenspuren nach Modell IX (Fig. 18).
 $G_{max.} = 1.0$. $\alpha = \text{const.}$

Fig. 35. Entworfen nach dem linearen Modell IX.
 $G_{max.} = 1.0$, $\alpha = \text{const.}$ Die Zirkulationsgeschwindigkeit ist etwas grösser, als im vorigen Fall.

Bei $\alpha = 0^\circ$ findet sich der grösste Wert von ψ in einem Abstand von der Zentrallinie vor, während in dieser Linie und am Rande die Fallwinkel kleinere Werte aufweisen.

Bei $\alpha = -30^\circ$ und -60° tritt in einem Punkte der Spur eine schnellere Veränderung der Grösse des Einfallswinkels auf, wodurch an dieser Stelle die Bäume gekreuzt liegen müssen.

Die hier an den wenig veränderten linken Rand des Asgardsweges von rechts her stossende Baumgruppe zeigt eine Zunahme des positiven Fallwinkels beim Übergang von rechts nach links und soll als „Gruppe mit wachsendem positiven Winkel“ weiterhin bezeichnet werden. Bei $\alpha = 90^\circ$ beherrscht sie den ganzen Asgardsweg.

Die Spuren bei $|\alpha| > 90^\circ$ unterscheiden sich wenig von denen der vorigen Figur.

Fig. 36. Entworfen nach dem linearen Modell X. $G_{max.} = 1.5$, $\alpha = \text{const.}$ Die in diesem Modell erfolgte Zweiteilung des Stillenpunktes äussert sich, wie zu erwarten war, in den Spurbildern nicht. Bis auf das

Auftreten von grösseren Werten von ψ (bis 90°) ähnelt die Spur der vorigen Figur.

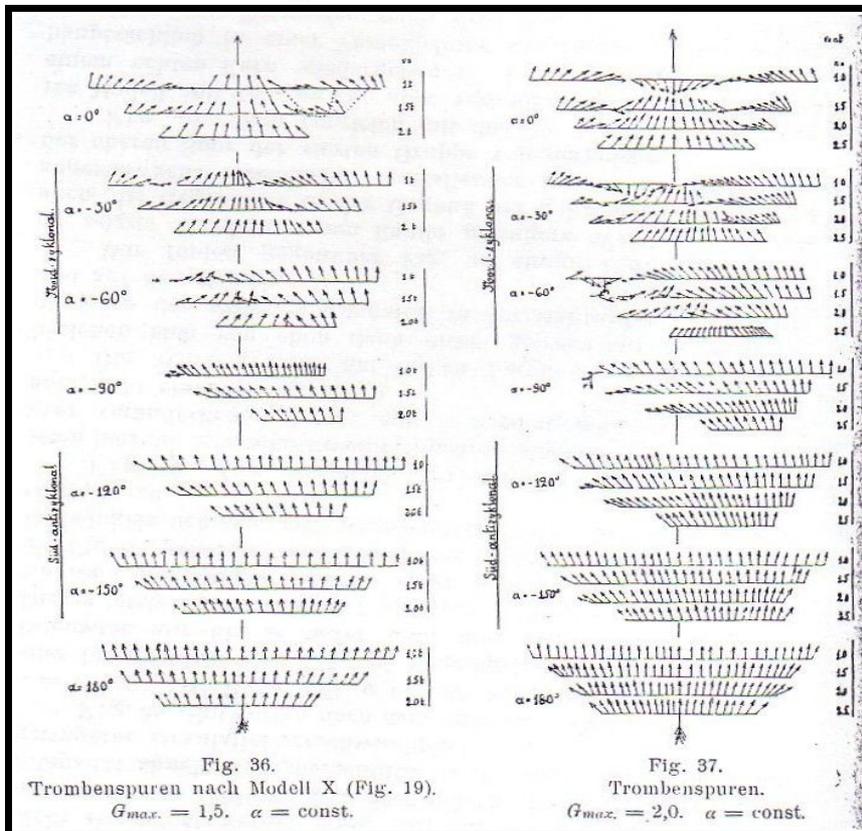


Fig. 36.
Trombenspuren nach Modell X (Fig. 19).
 $G_{max.} = 1.5$. $\alpha = \text{const.}$

Fig. 37.
Trombenspuren.
 $G_{max.} = 2.0$. $\alpha = \text{const.}$

Fig. 37. Entworfen nach einem linearen Modell mit $G_{\max.} = 2.0$ und $a = \text{const.}$, dessen Diagramme in dieser Schrift nicht abgebildet worden sind. Bis auf das Erscheinen des Baumes mit $\psi = 180^\circ$ in den Spurbildern der Kurven geringster Intensität ähneln die Querschnitte z.T. denen der Modelle mit geringerer Zirkulationsgeschwindigkeit.

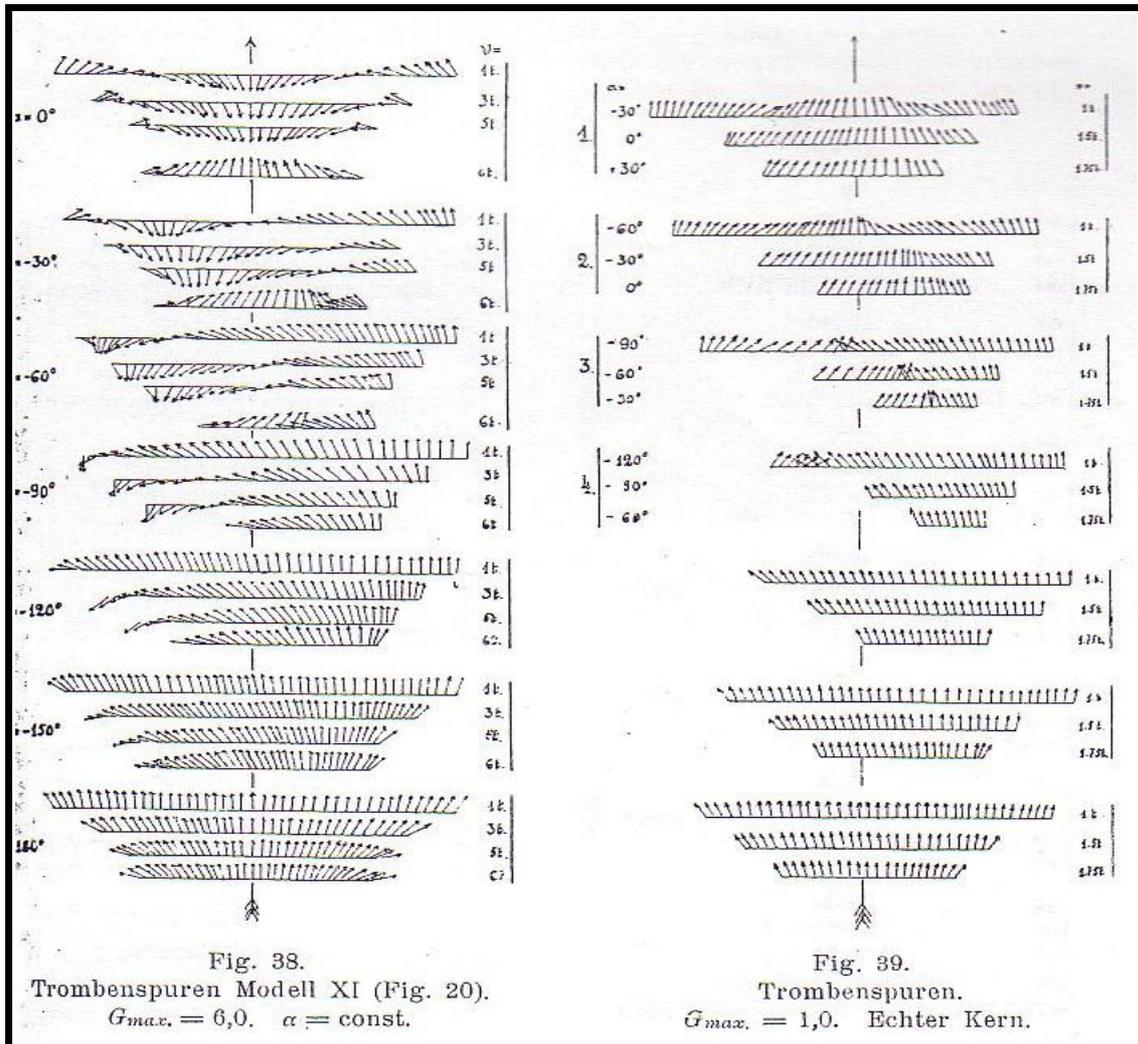


Fig. 38. Entworfen nach dem linearen Modell XI. $G_{\max.} = 6.0$, $a = \text{const.}$ Der Baum mit $\psi = 180^\circ$ findet sich in den Spuren aller Intensitätskurven bis auf diejenigen der höchsten, deren Intensität nur bis 2 t unter dem absoluten Maximum bleibt. Dieses letzte Spurbild behält die Züge derjenigen bei $G_{\max.} < 2.0$, während alle übrigen Spuren einer Gruppe zum neuen Typus der Fig. 37 gehören. Die Gegensätze in Bezug auf die Werte des Fallwinkels nehmen mit wachsendem Wert von $G_{\max.}$ in allen Gruppen zu.

Fig. 39. Zum Vergleich mit der Fig. 35 mit $a = \text{const.}$ seien hier die Spurschnitte eines linearen Modelles mit $G_{\max.} = 1.0$ m aber veränderlicher Grösse von a wiedergegeben. (Die Diagramme selbst sind in dieser Schrift nicht abgebildet) Der Fall entspricht einem echten Kern.

Die Winkelgrößen am linken Rande einer jeden Gruppe beziehen sich von oben nach unten gelesen auf das Zentrum, die Zone der grössten Intensität in der Hälfte des Halbmessers und auf den Rand. (Weil die letzten 3 Gruppen aller Figuren ganz unbedeutende Unterschiede gegen einander zeigen, sind hier diese Werte von a als bedeutungslos fortgelassen.)

Wir finden gegenüber Fig. 35 einige Unterschiede vor. So zeigen die Bäume am Rande geringere Werte von a , wie auch die Gegensätze in der Gegend der gekreuzten Linien etwas abgeschwächt erscheinen. Auffallender ist die Abweichung in der oberen Spur der vierten Gruppe von derjenigen der Fig. 35.

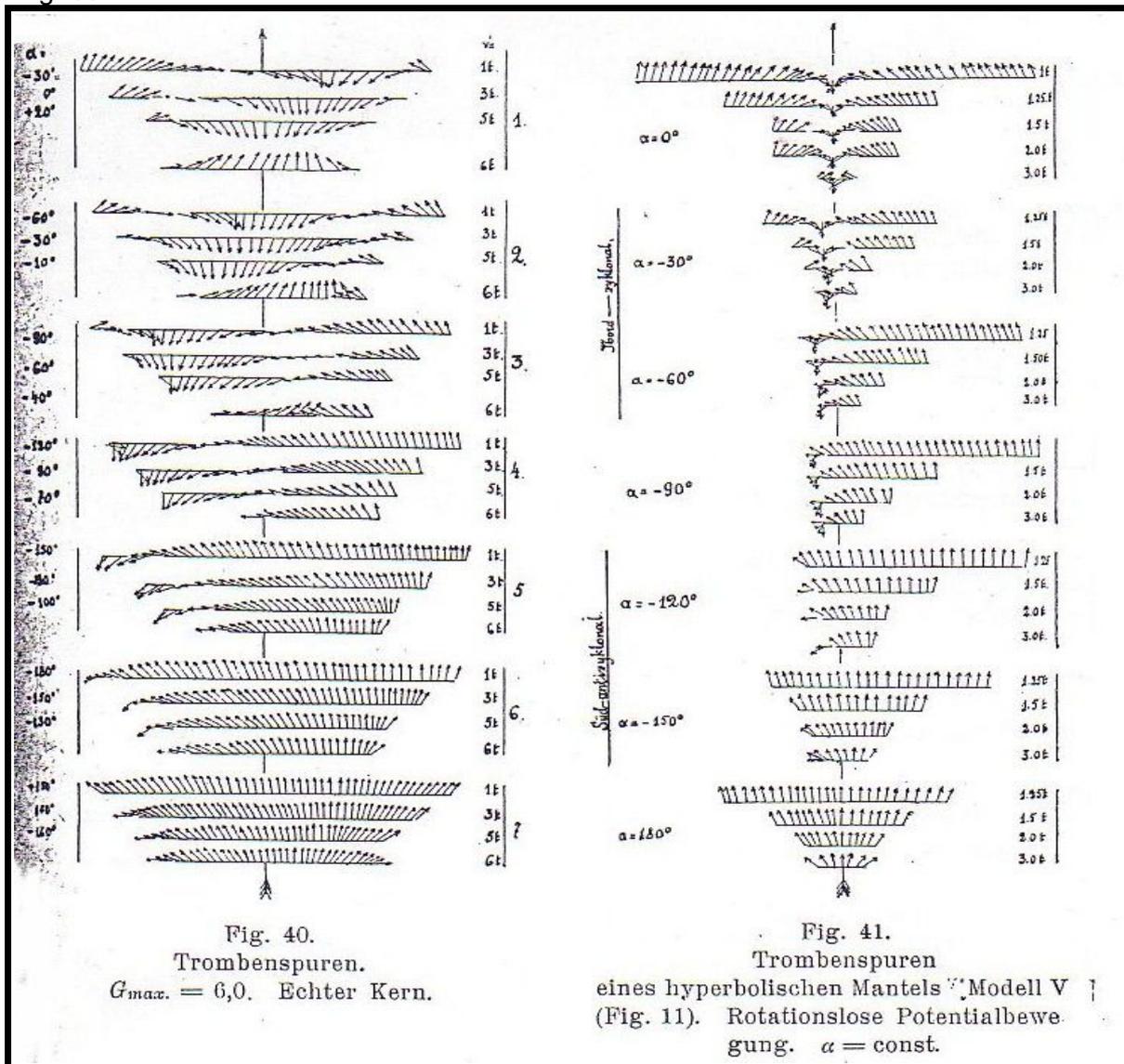


Fig. 40. Zum Vergleich mit der Fig. 38 ist hier ein lineares Modell mit $G_{max.} = 6,0$, aber veränderlichem a entsprechend einem echten Kern wiedergegeben. (Die Diagramme selbst sind in dieser Schrift nicht abgebildet.) Der Unterschied zeigt sich hauptsächlich in einer Verschiebung des Baumes mit $\psi = 180^\circ$.

Fig. 41. Entworfen nach dem Modell V eines hyperbolischen Mantels mit rotationsloser zyklischer Potentialbewegung.

Die Spuren zeichnen sich durch das Fehlen des Typus von Fig. 35 und 36 aus, während in allen Gruppen bis einschliesslich $a = 90^\circ$ der Baum mit $\psi = 180^\circ$ vorkommt.

Im Vergleich zu den vorigen Figuren zeigt die Gruppe der Bäume mit $|\psi| > 90^\circ$ eine geringe Breite. Dieser Umstand hängt davon ab, welche Intensität wir am Rande des nichttranslatorischen Grundschemas annehmen. Im vorliegenden Fall ist es $r = 0,25 t$ (Fig. 7. Kurve 6). Wenn r am Rand einen grösseren Wert erhält, kann sich die Baum-Gruppe mit $|\psi| > 90^\circ$ beliebig weit innerhalb der Spur ausdehnen, wie das die Spuren der höheren Intensitätskurven ($v = 3,0 t$) einer jeden Gruppe dieser Figur zeigen.

Das in Fig. 11 schwarzgedeckte Zentralgebiet mit unbekanntem Bewegungsverhältnissen fällt beim Ableiten der wiedergegebenen Spuren heraus.

Ein linear-hyperbolisches Trombenmodell (Modell XII, pg. 73) zeigte im Vergleich zum hyperbolischen Mantel nur eine Verbreiterung des Teiles der Spur mit $|\psi| > 90^\circ$, ohne alle wesentlicheren Änderungen. (Die Spuren sind hier nicht wiedergegeben.)

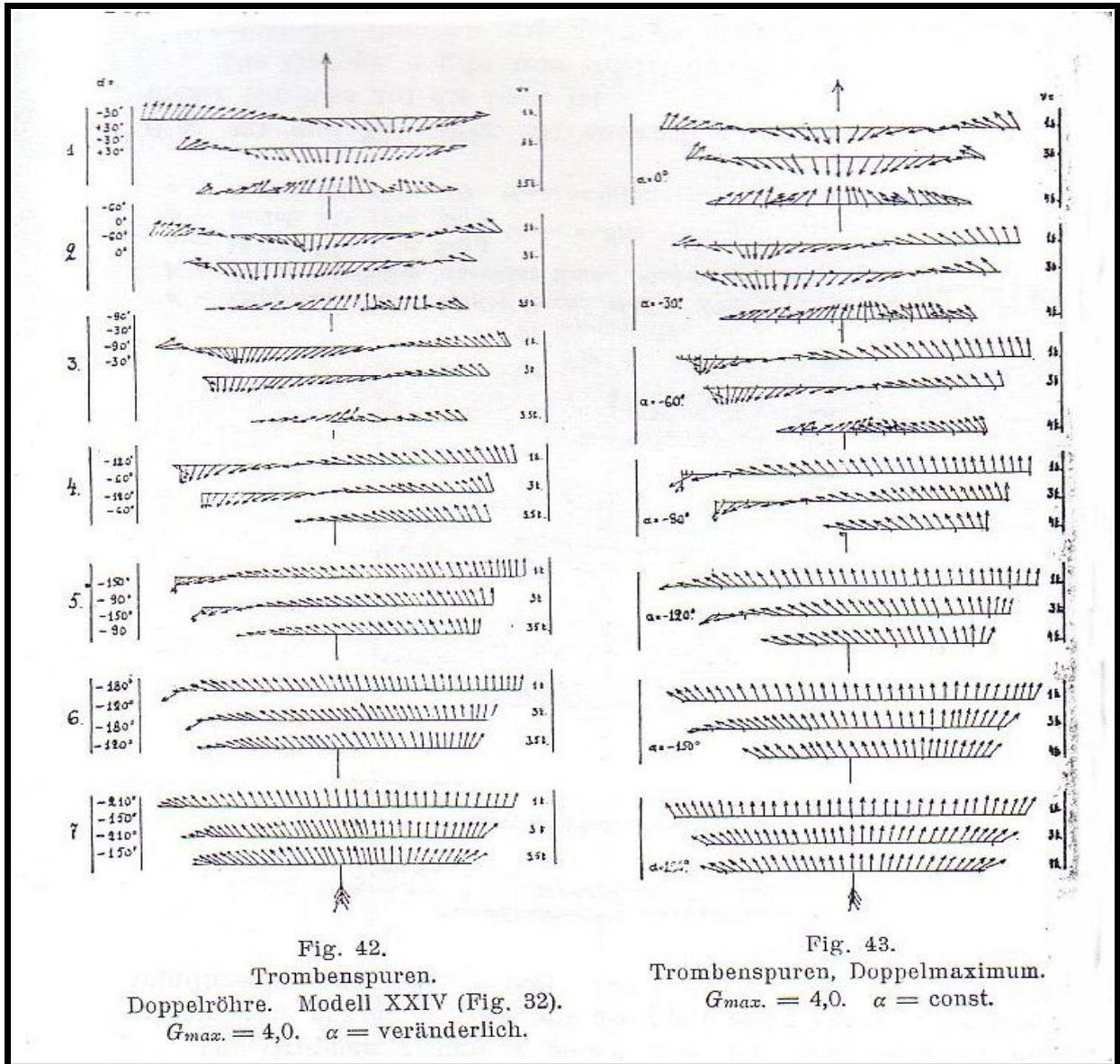


Fig. 42. Doppelrohrtrombe. Entworfen nach dem linearen Modell XXIV mit einem doppelten $G_{max.} = 4.0$ und dazwischen als sekundärem Minimum $r = 3.0$ t. Der Ablenkungswinkel erreicht den Wert $\alpha = -90^\circ$ dreimal: in beiden Konvergenzflächen mit aufsteigender Luft über den Zonen mit $r_{max.}$ und im Gebiet des sekundären Minimums dazwischen.

Die Spuren mit $\psi = 180^\circ$ zeigen keinerlei wesentliche Abweichungen von denjenigen einer Einrohrtrombe, während die höchsten Intensitätslinien $v = (G_{max.} + 1$ bis $G_{max.} - 1)$ t uns Spuren mit einer mehrfachen Zu- und Abnahme der Fallwinkel liefern. Somit dürfte es bei schwächeren Windhosen dieser Art möglich sein, nach der Spur das Vorhandensein einer doppelten Trombenröhre festzustellen, besonders wenn sie im Verhältnis zur Rotationsgeschwindigkeit langsam fortschreiten.

Fig. 43. Doppelmaximum. Entworfen nach einem Modell mit einer Geschwindigkeitsverteilung wie Fig. 42, d.h. mit einem Doppelmaximum von $G_{max.} = 4.0$, und dazwischen einem sekundären Minimum von r qualifiziert wird.

Die Ähnlichkeit mit der Spur einer Doppelrohrtrombe ist auffallend gross. Es muss hier jedoch im Auge behalten werden, dass die hier zugelassene Kombination eines Doppelmaximums mit $a = const.$ nur den Zweck hat, einen Vergleich mit Fig. 42 zu ermöglichen. (Vgl. auch die Behandlung des Modelles XXIII)

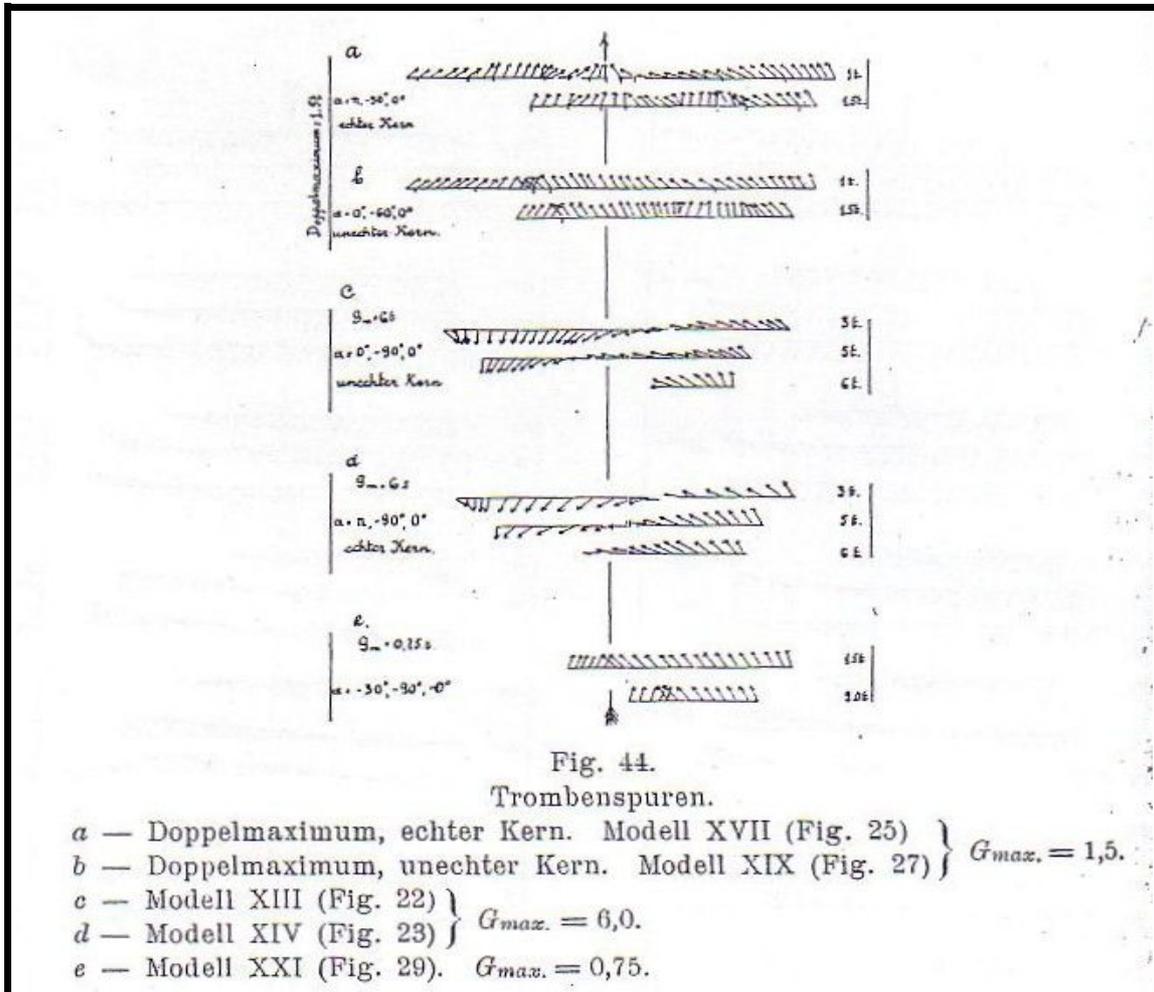


Fig. 44. In dieser Figur sind 5 Spurgruppen verschiedener Modelle zusammengestellt.

Gruppe a und b. Doppelmaxima nach den Modellen XVII (Fig. 25) und XIX (Fig. 27) mit einem echten und unechten Kern. $G_{max.} = 1.5$, das sekundäre Minimum des nichttranslatorischen Falles dazwischen erreicht $r = 0$.

Da wir es hier dank den kleinen Werten von r nur mit einer Spur von der Art der letzten in jeder Gruppe der Fig. 42 zu tun haben: $v = (G_{max.} + 1 \text{ bis } G_{max.} - 1)t$,

tritt im Fall des echten Kernes deutlich die uns schon von Fig. 42 bekannte mehrfache Zu- und Abnahme des Winkels ψ entgegen.

In diesem Fall eines unechten Kernes sind diese Schwankungen von ψ bedeutend schwächer, aber immerhin angedeutet.

Die Gruppen c und d sollen uns den Einfluss eines unechten und echten Kernes auf die Spur einer stark rotierenden Windhose zeigen ($G_{max.} = 6.0$). Sie sind nach den Modellen XIII (Fig. 22) und XIV (Fig. 23) entworfen und zeigen, wie gering dieser Einfluss auf die Spur ist.

Die Gruppe e gibt uns zuletzt die Spuren einer Windhose mit schwacher Rotation resp. schneller translatorischer Bewegung ($G_{\max.} = 0.75$), wenn wir in ihr einen unechten Kern annehmen (Modell XXI, Fig. 29).

Sie unterscheidet sich nur durch die gekreuzt liegenden Bäume von denjenigen der analogen Fig. 34, welche unter der Annahme von $a = \text{const.}$ abgeleitet wurde, und ähnelt den Spuren der Fig. 39 mit einem echten Kern.

Klassifizierung der Spurtypen.

Als Anhaltspunkte beim Klassifizieren der Spurtypen dienten uns folgende Charaktermerkmale der Spurbilder.

In allen Fällen einer nord-zyklonalen Zirkulation haben wir es in den Spurbildern mit einer Konvergenzlinie zu tun, welche durch den Baum mit der Fallrichtung $\psi = 0^\circ$ oder 180° bezeichnet wird.

- 1) Der Baum von $\psi = 0^\circ$. Wenn $a = 0^\circ$ ist, liegt dieser Baum in der Mitte der Spur. Er erleidet mit wachsendem $|a|$ bei nordzyklonaler Zirkulation eine Verschiebung an den linken Rand, während am rechten Rande eine „Baumgruppe mit wachsendem positivem Winkel“ (siehe Fig. 35) auftritt, die an Raum ständig gewinnt, bis sie bei $a = -90^\circ$ das ganze Feld beherrscht. Ein zweiter Baum mit $\psi = 0^\circ$ liegt in diesem letzteren Falle am rechten Rande der Spur, während die übrigen Winkel am linken Rande Werte bis 90° und mehr aufweisen können. Dieser zweite Baum mit $\psi = 0^\circ$ bezeichnet jedoch eine Divergenzlinie und verschiebt sich bei Werten von $|a| > 90$ allmählich bis zur Mitte der Spur, wo er bei $|a| = 180^\circ$ anlangt. Im Intengraddiagramm der Fallrichtung dieser Figur dient die Divergenzlinie als Symmetrieachse.
- 2) Der Baum von $\psi = 180^\circ$. Dieser Baum zeigt in jedem Fall die Lage einer Konvergenzlinie an. Er wird bei $|a| > 90^\circ$ durch einen Baum mit $\psi = 0^\circ$ am rechten Rande ersetzt, welcher in der erwähnten Divergenzlinie liegt und bei $|a| \rightarrow 180^\circ$ zur Mitte der Spur wie im vorigen Falle vorrückt.

Somit können uns diese beiden singulären Linien als Symptome der ein- oder ausströmenden Zirkulation zum Mittelpunkt hin, oder von ihm weg dienen.

Das Auftreten der Bäume mit $\psi = 0$ und $\psi = \pi$ ist an bestimmte Formen der Intensitätskurven geknüpft. Aus dem Verlauf der Isogonen von $\psi = 0$ und $\psi = \pi$ in unseren Diagrammen können wir den Satz formulieren:

Wenn diejenige Intensitätskurve, welche wir als kritisch betrachten, die Form einer Sichel besitzt, ohne dass sich die Spitzen berühren, kommt in der Spur ein Baum von $\psi = 0^\circ$ vor. Wenn sie dagegen das Mittelgebiet mit dem Punkte der zentralen Stille einschliesst, tritt der Baum von $\psi = 180^\circ$ auf.

In jedem Isogonendiagramm von $G_{\max.} > 2.0$ finden sich einige dieser „umschliessenden“ Intensitätskurven vor, während diejenigen, deren Wert im Bereiche von $v = (G_{\max.} \pm 1)t$ liegt, bei jedem Geschwindigkeitsverhältnis die Sichelform beibehalten und wenn sie den kritischen Wert darstellen, einen Baum von $\psi = 0^\circ$ liefern müssen.

Um das Vorkommen der einen und anderen Art dieser Intensitätskurven zu erläutern, sind in Fig. 45 die maximalen Fallwinkel innerhalb einer fortschreitenden Windhose im Diagramm wiedergegeben, in welchem als Abszisse die Skala von $G_{\max.}$, als Ordinate eine Skala der Intensität (v) dient, wie sie in jeder Trombe vorkommen kann. Wenn wir eine beliebige Vertikale durchlaufen, finden wir für das entsprechende $G_{\max.}$ die Schnittpunkte mit jeder der 3 eingetragenen Kurven ($\psi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$) oder einer beliebig interpolierten Kurve des maximalen

Winkels ψ , welcher bei diesem G_{max} vorkommen kann. Die Sichelkurven der Intensität liegen im Bereich der höchsten v -Kurven, d.h. innerhalb der Zone $v = (G_{max} \pm 1) t$. Gleichzeitig können wir aber auch nach dem Vorkommen des Baumes von $\psi = 180^\circ$ eine Auskunft darüber erhalten, ob „umschliessende“ Intensitätskurven vorkommen. Wie aus der Fig. 45 ersichtlich, ist das zum ersten Mal bei $G_{max} = 2.0$ der Fall, und zwar auf der Intensitätskurve $v = 1 t$.

3) Die gekreuzte Linie. In einigen Fällen treten an der Stelle, wo der Baum $\psi = 0^\circ$ stehen müsste, gekreuzte (Es sei betont, dass hier das Vorkommen eines regelmässigen Längsstreifens mit gekreuzten Bäumen in der Spur gemeint ist, nicht unregelmässige Übereinanderlagerungen an verschiedenen Stellen der Spur, die ganz andere Entstehungsursachen haben können.) Bäume auf, weil hier 2 Gebiete mit verschiedenen Winkeln unmittelbar aneinander stossen. Diese Erscheinung tritt mit dem Augenblick ein, wenn die Sichelkurven mit wachsendem a soweit gedreht werden müssen (pg. 33), dass die Spitze der Sichel den Punkt mit $\psi = 0^\circ$ an deren konkaver Seite verdeckt, was bei jedem Werte von G_{max} und für jede sichelförmige Intensitätskurve mit wachsendem Winkel a einmal eintreten muss.

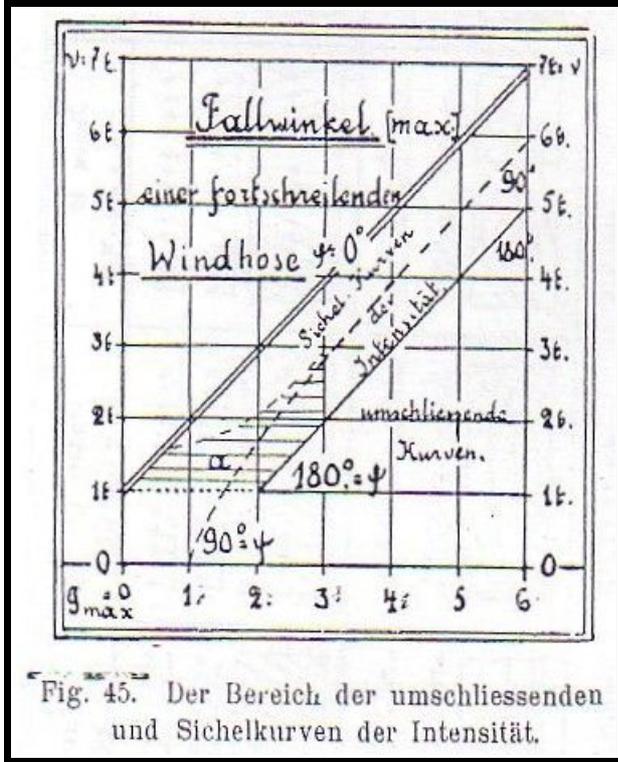


Fig. 45. Der Bereich der umschliessenden und Sichelkurven der Intensität.

Um diese Erscheinung genauer beurteilen zu können, ist in Fig. 46 der hierbei in Betracht kommende maximale Winkel a für jede Intensitätskurve und eine Reihe von Werten des Geschwindigkeitsverhältnisses (G_{max}) dargestellt. Sie ergänzt die Tabelle 47 und kann

mit der Spurenanalyse von Nutzen sein. So finden wir z.B. dass in der Spur gekreuzte Stämme bei $G_{max} = 3.0$ unter Annahme von $v = 2 t$ als einer kritischen Intensität, bei allen Werten von a und 0 bis $\pm 90^\circ$ vorkommen können. Wenn die Kurve $v = 3 t$ den kritischen Wert wiedergibt, finden sich gekreuzte Stämme nur bei $|a| > 45^\circ$ während bei $|a| < 45^\circ$ an Stelle der gekreuzten Stämme ein Baum mit $\psi = 0^\circ$ die Konvergenzlinie bezeichnet (vgl. Fig. 47, Typus III, Form b und c).

Auf Grund der Fig. 34 bis 44 kann folgende Einteilung der Spurtypen in Gruppen und Formen vorgenommen werden, wie sie die umstehende Spurentafel Fig. 47 wiedergibt.

Typus I. Wird durch Sichelkurven der Intensität bewirkt.

Die Bäume konvergieren schwach zur Mitte des Feldes hin.

Dieser Typus entsteht bei Werten von $G_{max} < 1,0$, wie überhaupt bei Intensitäten, welche $1 t$ nur unwesentlich überschreiten, d.h. bei den geringsten Intensitäten eines Feldes.

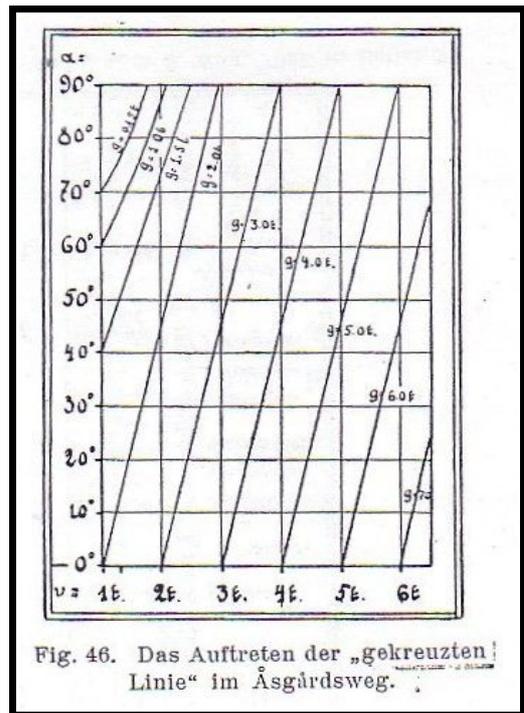


Fig. 46. Das Auftreten der „gekreuzten“ Linie im Äsgårdsweg.

Mit zunehmendem Winkel α verlagert sich die Konvergenzlinie nach links, die „gekreuzte Linie“ trifft nur im Gebiet von $\alpha = -60^\circ$ bis $\alpha = -90^\circ$ ein (Fig. 46), dabei wird die Kreuzung, dank der geringen Winkeldifferenz in der Spur häufig übersehen werden.

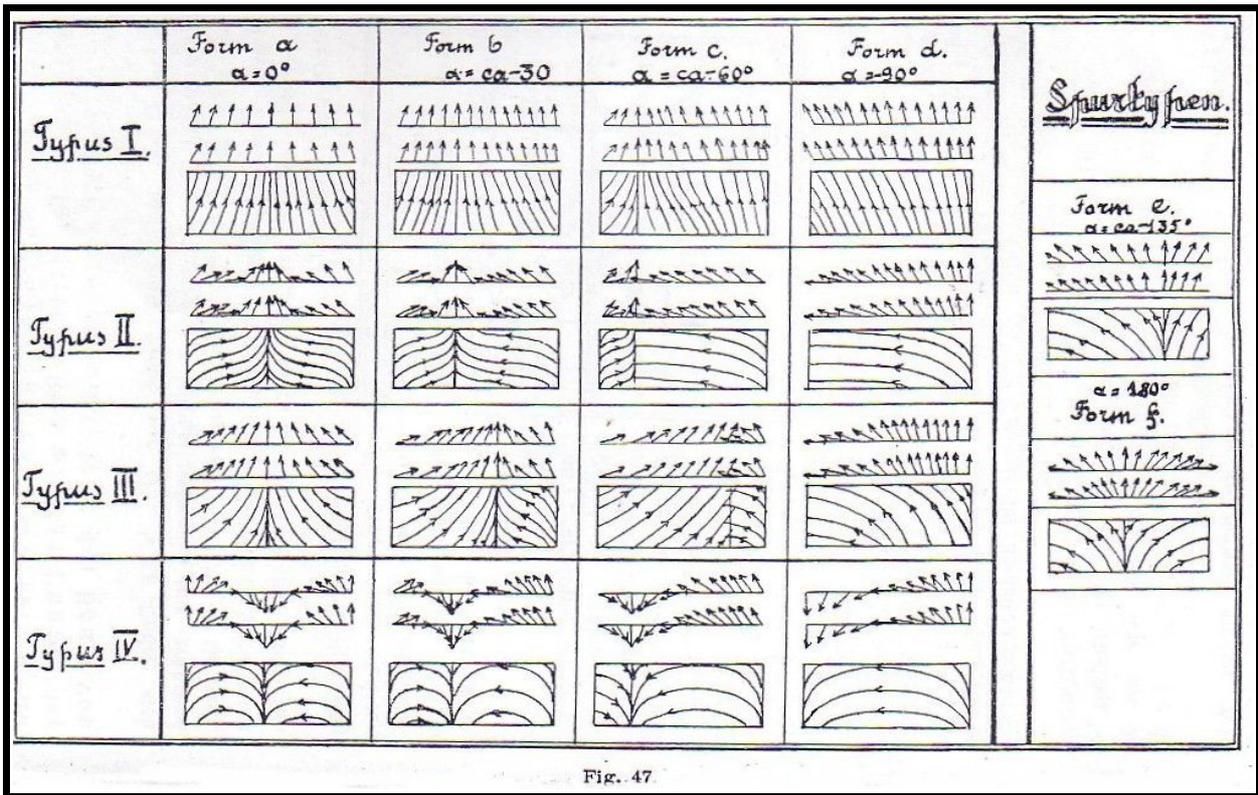


Fig. 47

Bei $\alpha = -90^\circ$ ist der Typus daran leichter zu erkennen, dass die Werte der grössten positiven Winkel 60° nicht erkennen, jedoch dürfen am rechten Rande keine Bäume mit negativen Werten von ψ sichtbar geworden sein, weil dieser Umstand bei allen 4 Spurtypen die gleichen Formen e und f (Fig. 47) liefert, welche ein Ausströmen der Luft anzeigen.

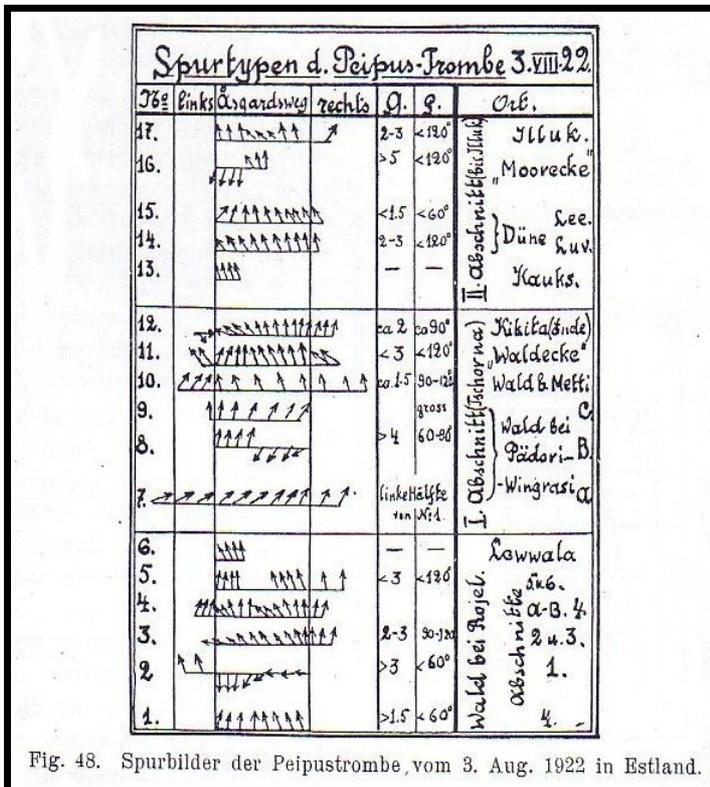


Fig. 48. Spurbilder der Peipustrombe, vom 3. Aug. 1922 in Estland.

Beispiele des Typus I finden wir in der Spur der Peipustrombe [28] (Fig. 48, No. 1, 14, 15), sowie in allen den Fällen, wo die Beobachter nur parallel der Zugrichtung gelagerte Stämme angeben. Die Zuggeschwindigkeit muss in diesem Falle als relativ gross, oder die translatorische Geschwindigkeit als klein angenommen werden.

Ein Beispiel der Formen e und f des Typus I findet sich in der Spur von Odenpäh [29], und zwar bei Uhti I und Uhti II (Fig. 49) vor. Auch der Crossener Orkan zeigt bei einer Eintragung der von W. Köppen und R. Assmann gemessenen Fallrichtungen diesen Typus mit geringer Zirkulation und zwar vor der Oder am „Gestell“ (l. c. pg. 447), am kleinen See (die Form a) (pg. 448) und im „Nest“ in Jagen 77 (die Form d) (pg. 490 No. 1).

Auf eine etwas grössere Zirkulationsgeschwindigkeit deutet dagegen die 1 ½ km lange Spur desselben Wirbelsturmes im Bauernwalde (l. c. pg. 492 No. 29).

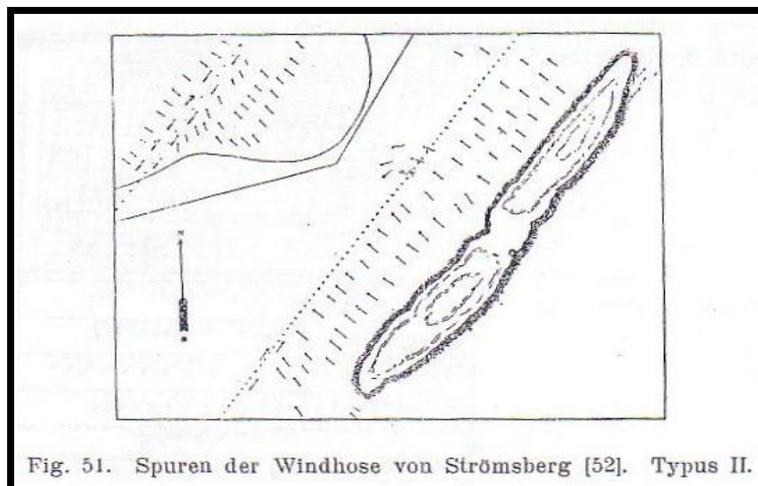
Typus II. Die Integralkurven der Fallrichtung zeigen eine Umbiegung und eine Konvergenzlinie in der Mitte, welche sich mit wachsenden Werten von a im Falle einer positiven Zirkulation wie im Typus I nach links verlagert. (Eine Verschiebung des Punktes $\psi = 0^\circ$ auf der Innenseite der Sichelkurven bei zunehmenden Werten des negativen Winkels a müsste bei einer sehr schmalen Sichel absolut genommen nur nach rechts erfolgen [cf. das zum Typus I Gesagte]. Die beobachtete Verschiebung nach links dagegen wird durch starke Ausdehnung des rechten Randes bewirkt, so dass im Vergleich zur Mittellinie des Asgardsweges der Baum mit $\psi = 0^\circ$ oder $:\pi$ nach links verschoben erscheint, wie auch andererseits die Mitte des Asgardsweges durchaus nicht der Mitte der Windhose zu entsprechen braucht, wie das die Figuren 34 – 44 zeigen.)

Das Auftreten dieses Typus ist, wie das des vorigen, an ein Vorhandensein von breiteren Sichelkurven der Intensität geknüpft. Am Rande und in der Mitte finden sich geringe Werte von $|a|$, dazwischen grössere, bis 90° und mehr.

Wir finden diesen Typus im gestrichelten Gebiet a der Fig. 45, d.h. zwischen $G_{\max.} = 1.0$ und $3.0 - 3.5$. Aus ihr ersehen wir weiter, dass bei denselben Werten von $G_{\max.}$, jedoch bei kritischen Intensitäten, die nur im Bereich eines t -Intervalles unter dem jeweiligen Maximum (Kurve $\psi = 0$) liegen, der nächste Typus III auftreten kann. (Nicht gestricheltes Gebiet zwischen den Linien $\psi = 0^\circ$ und $\psi = 180^\circ$ der Fig. 45.)

Andererseits kann aber der Typus II, wie aus derselben Figur 45 ersichtlich ist, auch z.T. dann auftreten, wenn nach dem Werte des Geschwindigkeitsverhältnisses schon der Typus IV (siehe unten) erscheinen könnte, d.h. bei $G_{\max.} > 2.0$, wenn aber die kritischen Werte erst von höheren Intensitätskurven erreicht werden.

Bei $G_{\max.} > 3.5$ dürfte dieser Typus seltener sein, er kann aber bei keinem $G_{\max.}$ als ausgeschlossen gelten.



In der Form d können die Bäume von $\psi_{\max.} > 90^\circ$ vorkommen; diese Form ist aber mit derjenigen des nächsten Typus III leicht zu verwechseln (Fig. 47).

Beispiele des Typus II in der Form b finden wir im Asgardsweg mehrerer schwedischen Tromben, so in der bekannten Spur von Hallsberg (Fig. 50 A) ([51] Tafel). Zum Typus II von der Form b oder c (Fig. 52), gehört ebenfalls die Spur von Upsala ([53] pg. 14), wie sie sich bei Lennabruck (Taf. I) und im Walde von Hamra (Taf. I) wiederfindet. (Dieselbe Spur sei ferner bei Nöttja gefunden worden ([52] pg. 7) Die Spur von Vimmerby [52] zeigt neben dem Typus II (Form c bis d , Fig. 50) einen Übergang zum Typus IV vor dem Aufhören der Spur. Die Spur von Strömsberg (Fig. 51) zeigt den Typus II b und II d ([52], Taf. II), wobei die vorkommenden Winkel $\psi > 90^\circ$ nach Fig. 45 darauf hindeuten, dass die Intensitätskurve von etwa 2 t kritische Geschwindigkeiten aufwies.

Wenn wir gleich 30 msc^{-1} annehmen, dürfte die Geschwindigkeit t dieser Windhose etwa 15 msc^{-1} betragen haben, was einen plausiblen Wert liefert.

Weitere Beispiele bieten die Spuren von Boras [54], Wetzlar [55] und die von Schönebaumgarten [56]. Die Windhose von Säby [57] zeigt, trotz vorhandener Unregelmässigkeiten, auf dem Plateau von Lundarp (pg. 15) ebenfalls diesen Typus. Ihn zeigt auch der Baumbruch beim Schlosse Traneryd (Fig. 53) ([57] Taf. III), wo wir übrigens ein schönes Beispiel des Überganges von einem Spurtypus in den anderen (Typus II in Typus IV) vor uns haben. Die Konvergenzlinie des Typus IV findet sich nach links gegen diejenige von Typus II verschoben, wobei zwischen ihr und der Verlängerung der letzteren ein Störungsgebiet im Verlauf der Integralkurven der Fallrichtung auftritt.

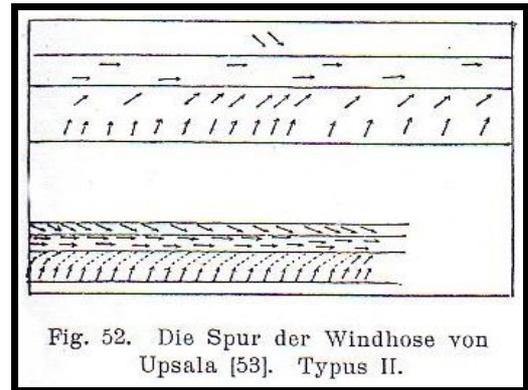


Fig. 52. Die Spur der Windhose von Upsala [53]. Typus II.

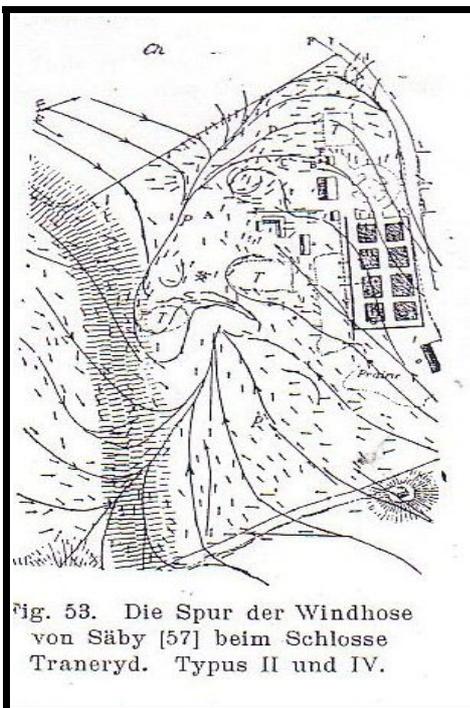


Fig. 53. Die Spur der Windhose von Säby [57] beim Schlosse Traneryd. Typus II und IV.

Ein derartiger Übergang tritt hin und wieder am Ende einer Spur auf, wenn der Kern vom Boden emporsteigt. Durch die Kontraktion des Kernes in einen Punkt im Moment seiner Ablösung vom Boden muss in diesem Augenblick nur eine Mantelwirkung (Fig. 41) auftreten (Typus IV). Eine Verschiebung der singulären Linie nach links deutet auf eine zeitweilige Zunahme des Winkels a im Mittelgebiet als Folge einer vorübergehenden Zunahme der Intensität unter dem Einfluss der Saugwirkung des Kernes.

Den Typus II in einer Form, die zwischen c und d liegt, stellt ebenfalls die Spur der Peipus-Trombe, Fig. 48, No. 12, dar, während No. 3 dieser Figur auf eine Form zwischen d und e | a | $> 90^\circ$ und No. 5 auf die Form b hindeuten.

Zum Typus II muss ebenfalls der von R. Assmann [58] beschriebene „Gewittersturm von Osterburg, Arneburg, Nauen“ gerechnet werden, dessen Spur (siehe I. c. die Tafel LXIII) am Anfang auf geringere, später auf grössere Ablenkungswinkel a hindeutet.

Ein klares Beispiel dieses Typus zeigt ebenfalls der Tornado von Providence (Ergänzt nach Th. Reye „Die Wirbelstürme, Tornados und Wettersäulen etc.“, pg. 72), Fig. 54, in dessen Spur der wellige Verlauf der Konvergenzlinie hervortritt.

Der Typus III ist von seinen beiden Vorgängern dadurch zu unterscheiden, dass in ihm bei nord-zyklonaler Zirkulation und wachsendem Wert des negativen Winkels a eine Verlagerung der Konvergenzlinie samt dem Baum von 0° innerhalb des Asgardsweges nach rechts erfolgt (Fig. 47), bis auch hier die Gruppe der Bäume mit positiver Zunahme des Fallwinkels, von rechts auftauchend, zuerst eine gekreuzte Linie erzeugt, um dann bei $a = -90^\circ$ das ganze Feld zu beherrschen. Es kann auch vorkommen, dass die Integralkurven der Fallrichtung eine Umbiegung wie im Typus II a aufweisen. Dieser Typus wird durch die schmalen Sichelkurven hervorgerufen, die innerhalb der geschlossenen Kurven liegen und den grössten Werten der Intensität entsprechen.

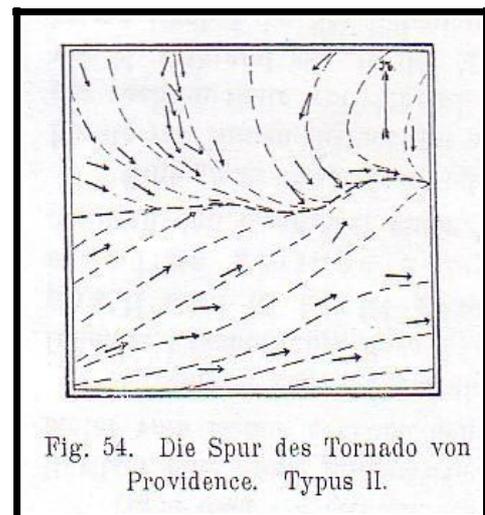
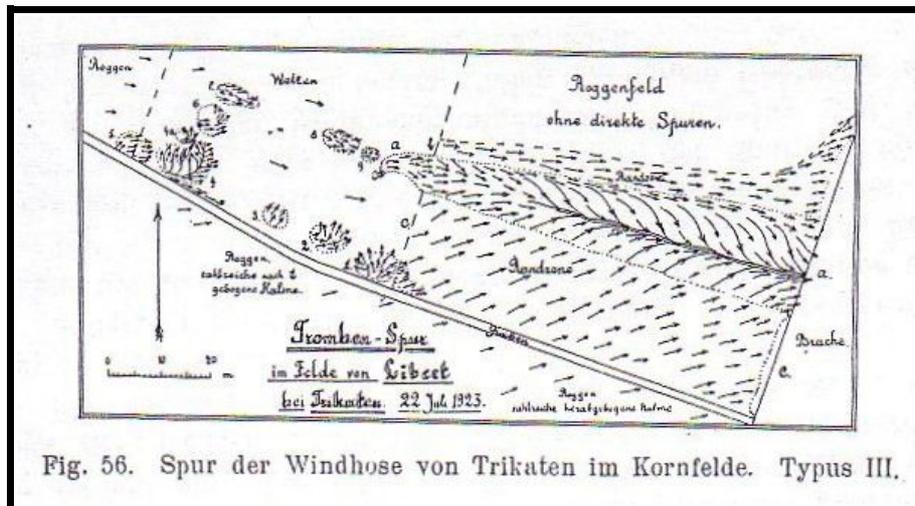
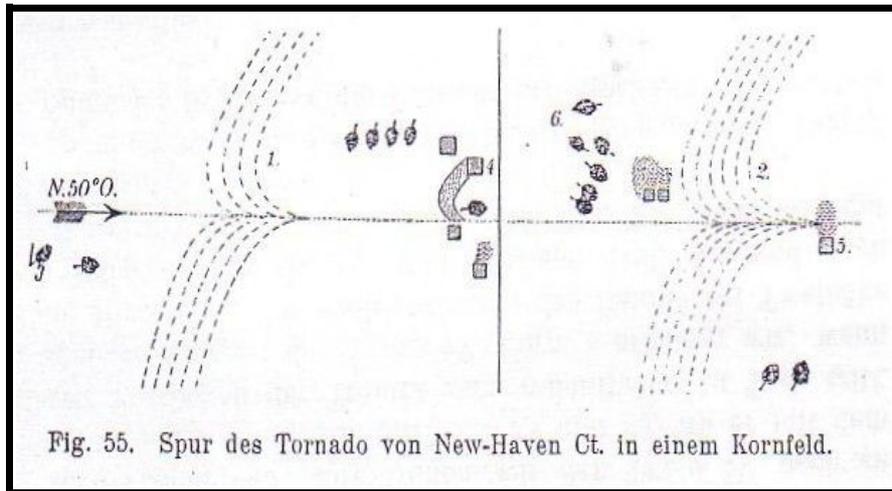


Fig. 54. Die Spur des Tornados von Providence. Typus II.

(Das nicht schraffierte Gebiet zwischen den Linien $\varphi=0$ und $\varphi=180$ in Fig. 45) Es kann sich – eine gleiche kritische Geschwindigkeit für alle Fälle vorausgesetzt – hier müssen die ersten Spuren einer langsam herabsteigenden Trombe dieses Typus angehören.

Als Beispiele seien hier die Spur des Tornado von New-Haven Ct. (Nach T. Reye „Die Wirbelstürme, Tornados und Wettersäulen etc.“ Hannover 1880, pg. 64. Die punktierten Linien bezeichnen die Lagerungsrichtung der Halme in 2 Kornfeldern) in Fig. 55 wiedergegeben, sowie in Fig. 56 die vom Verfasser im Sommer 1923 in einem Kornfelde bei Trikaten in Lettland aufgenommene Spur (cf. pg. 90).



Nach einigen vorübergehenden Berührungen des Kornfeldes, deren Spuren als grössere oder kleinere „Nester“ zurückbleiben, findet sich an der Grenze zwischen einem Weizen- und einem Roggenfelde der Beginn einer fortlaufenden Spur zuerst als eine schwache allgemeine Konvergenz zur Mitte, was dem Typus I mit geringen Windgeschwindigkeiten entsprechen würde. Etwa 50 m vom Beginn bildet sich eine Konvergenzlinie aus, die eine geringe Verlagerung nach rechts wie im Typus III aufweist. Die Integral-Kurven der Fallrichtung zeigen in der linken Hälfte eine doppelte Krümmung, während das Mittelgebiet a (Fig. 56) mit vollständig niedergeschlagenem Roggen von zwei Randgebieten: b und c eingefasst war, in denen recht viele, aber nicht alle Halme in der Windrichtung herabgedrückt waren. Der rechte Rand war dabei über 40 – 50 m breit, während am Ende beider ein 1-2 m breiter Streifen Korn ohne eine Beugung dastand. Ein Teil der Halme im Mittelstreifen hatte die Ähren eingebüsst.

Eine Verbreiterung des Mittelstreifens deutet auf eine Zunahme der Kraft, während wir entsprechend dem Typus III die Spur als durch eine der maximalen Intensitätslinien einer schwachen Windhose verursacht annehmen müssen.

Die geringe Verlagerung der Konvergenzlinie zeigt einen geringen Wert des Ablenkungswinkels, also ein starkes Einströmen der Luft zur Achse an. Wenn wir weiter in Betracht ziehen, dass hier der Baum mit $\psi = 180^\circ$ (Typus IV) nicht vorkommt, können wir diese Spur als Folge einer Manteleinwirkung im Stadium des unechten Kernes (pg. 65, 2) auffassen.

Nach dem Übertreten des Wirbels auf das Feld hat dessen Besitzer eine Säule aufgewirbelter Erde und Staubes sich einige Meter vom Boden erheben sehen.

Sowohl in Fig. 53, als auch 54 und 56 finden wir die auffallende Erscheinung, dass die Konvergenzlinie des Typus II und III nicht gerade verläuft, sondern beständige geringe Schwankungen aufweist und dadurch den Charakter einer Wellenlinie erhält.

Eine „gekreuzte Linie“ ist von Assmann ([55] pg. LVII) im Forste von Nauen beobachtet worden; hier lagen die Bäume auf der rechten Seite vorwiegend von SSW oder W, auf der linken von N, während sie „in der Mittellinie kreuz und quer geworfen waren, wobei die SW-lichen unter den nördlichen lagen.“

Typus IV ist leicht am Baum mit $\psi = 180^\circ$ zu erkennen (Fig. 47). Ihn bilden entweder Modelle mit hohen Werten von G_{max} , in welchen schon die ersten Intensitätskurven kritischen Geschwindigkeitswerten entsprechen, oder das hyperbolische Mantelmodell (Fig. 41). Zu diesem in der Praxis relativ seltenen Typus dürften die Tromben mit grossen Zirkulationsgeschwindigkeiten, oder die sehr langsam ziehenden Windhosen gehören.

Die Verlagerung der singulären Linien erfolgt wie beim Typus I und II mit zunehmendem Wert des negativen Winkels α nach links.

Die Form d zeigt eine halbe Konvergenz- und eine halbe Divergenz-Linie. Bäume mit $\psi = 180^\circ$ findet man manches Mal am Anfang und am Ende einer Spur, als Folge einer Manteleinwirkung, wobei sie aber bald verschwinden.

Beispiele des Typus IV bietet die Trombenspür von Odenpäh ([29] pg. 7). Es fand sich dort in einem Nestbruch am Nouni-See am Anfang einer Reihe nach rückwärts gebrochener Bäume vor. Dasselbe konnte am Beginn der Spur von Rojel der Peipustrombe ([28] pg. 15) festgestellt werden (cf. Fig. 57) und kommt in den Spuren No. 2 und No. 16 der Fig. 48 zum Ausdruck.

Köppen fand ([19] pg. 450) in der Spur des Crossener Orkans am Beginn der Spur rückwärts umgeworfene Bäume mit $\psi = 180^\circ$ vor. Auch in den Nestbrüchen fand er vielfach Fallrichtungen gegen den Zug der Windhose. Dieselbe Erscheinung findet sich auch beim Schloss Traneryd in der Spur von Säby (Fig. 53) und am Ende derjenigen von Vimmerby [52] vor (Fig. 50), wo wir es in beiden Fällen mit einem Übergang der Typen II und IV in einander zu tun haben.

In der Spur von Säby finden wir den Typus IV noch an mehreren Stellen der Prärie ([57] Tafel I und II), wo er mit dem weiteren Vorrücken der Trombe immer deutlicher zu Tage tritt. Ein schönes Beispiel des Typus IV Form c erhalten wir, wenn wir die Messungen der Fallrichtungen der Bäume bei Twelbäke durch Köppen in ein Spurbild eintragen [19], während auch die Arneburger Spur Assmanns [58] dasselbe etwas weniger deutlich zeigt.

Zu einer Erklärung des Typenüberganges am Anfang und Ende der Spur kann die Tatsache herangezogen werden, dass nach Fig. 41 die Spur des kernlosen Mantels durch keine Sichelkurven beeinflusst wird und nach Fig. 45 den Typus IV abgeben muss. Das starke Aufsteigen der Luft muss hierbei auf einen kleinen Raum beschränkt sein.

Diese Form des Mantels kann später, wenn der schon in einiger Höhe schwebende Kern ein merkliches Aufsteigen der Luft vom Boden über einer grösseren Fläche veranlasst, durch denjenigen mit einem unechten Kern, Fig. 44 c, ersetzt werden, der allerdings bei geringerem G_{max} . (Fig. 44 b) den Spurtypus I im letzten Spurenabschnitt liefern kann.

Das Vorhandensein eines grösseren Geschwindigkeitsverhältnisses (G_{max}) wird uns aber auch hier der Baum $\psi = 180^\circ$ liefern, und kann durch die Annahme eines Nachlassens der fortschreitenden Bewegung erklärt werden.

Eine auffallende Eigentümlichkeit der Asgardswege muss hier noch hervorgehoben werden: das Stehenbleiben einer Reihe Bäume hart am Beginn und Ende längerer Spurenabschnitte, wie sie von Assmann [58] in der Spur des Orkans von Osterburg, Arneburg und Nauen zuerst festgestellt, und vom Verfasser in der Spur von Blumbergshof [(27) pg. 21 und 22] an 2 Stellen: beim Eintreten und Verlassen des Blumbergshofschen Waldes, sowie in einem Fall [(28) pg. 15] bei Rojel beobachtet wurde. Die Trombenspur im Kornfelde, Fig. 56, zeigt dieselbe Erscheinung bei b und c.

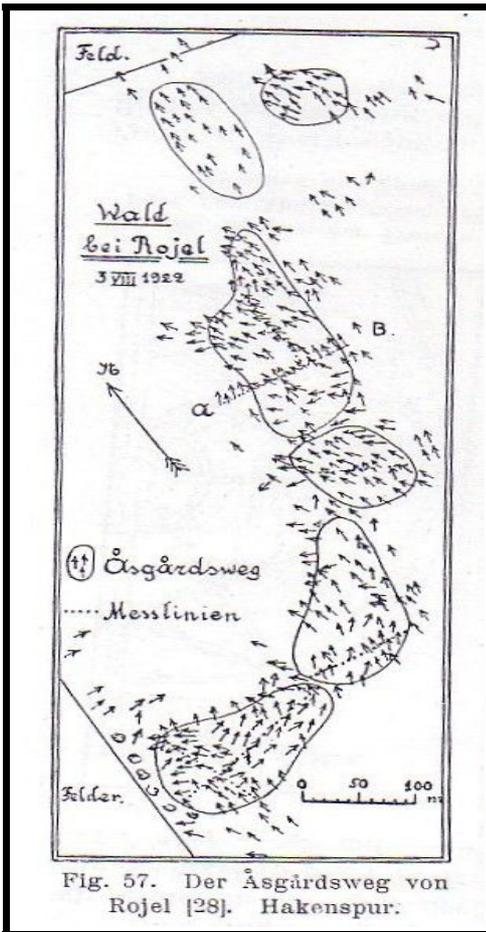


Fig. 57. Der Åsgårdsveg von Rojel [28]. Hakenspur.

Peipustrombe, Fig. 58, vor, in dem die Integralkurven der Fallrichtung, wenn man sie in die Figur einzeichnet, ein Bild ergeben können, das äusserlich an den Wirbelkopf unserer Diagramme erinnert. Die Ähnlichkeit kann hier aber bloss eine äusserliche sein, da, wie wir es sahen, eine vollständige Ausbildung des Stromlinienfeldes in der Spur durch die beiden Stillengebiete verhindert werden muss.

Vom Standpunkt der Typen-Einteilung aus betrachtet kann es sich in den letztgenannten Fällen nur um eine Änderung des Typus II oder III in der Richtung zum Typus IV hin handeln, so dass als Ursache entweder eine Verminderung der translatorischen oder Vergrösserung der zirkulatorischen Geschwindigkeit angenommen werden kann.

In den analysierten Trombenspuren fanden sich ausser den 2 erwähnten Übergängen eines Spurtypus in den anderen noch weitere Fälle, die sich auf andere Typenübergänge beziehen. Besonders häufig ist in der Form d des Typus II oder III ein Herausfallen der Bäume an einzelnen Stellen der linken Seite aus dem Bereich der Spur beobachtet worden. Der Fallwinkel ψ nehmen im allgemeinen am Ende eines Abschnittes der Spur merklich zu, so dass in besonders ausgeprägten Fällen die Integralkurven der Fallrichtung geschlossene Kurven zu bilden scheinen.

Solch ein Fall ist in Fig. 51 in der Spur von Strömsberg sichtbar; er fand sich ebenfalls am Ende der Abschnitte des Asgardsweges bei Rojel, Fig. 57, im Typus II c – d als „Hakenspur“ wiederholt vor und ist in der Spur der Sachsenwaldtrombe ([32] pg. 35) festgestellt worden.

Ein eigenartiger Fall fand sich auch in der Moorecke der

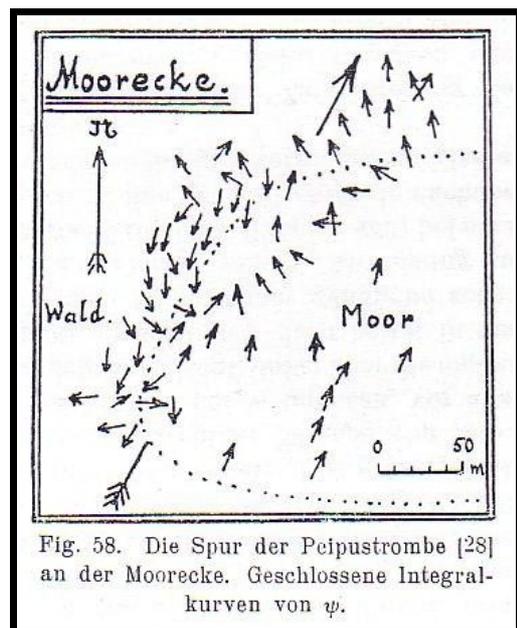


Fig. 58. Die Spur der Peipustrombe [28] an der Moorecke. Geschlossene Integralkurven von ψ .

Es ist nicht von der Hand zu weisen, dass ein herabsteigender zirkulatorischer Stoss ähnliche Erscheinungen verursachen kann, während doch andererseits dieser Typenübergang am Anfang und Ende der Spur auf eine kurz dauernde Verminderung der Translationsgeschwindigkeit als Ursache hinweisen könnte, wie sie in mehreren Spuren zum Ausdruck kommt.

So findet sich z.B. in der Trombenspur im Park von d'Abondant, Fig. 59 (Ergänzt nach Hildebrandsson et Teisserence de Bort: Les bases de la météorologie dynamique. S. 291, Tafel LXIII.) ein spiralgig konvergierender Verlauf der Integralkurven der Fallrichtung, wie sie durch eine kurzdauernde Wirkung im letzten Moment vor dem Aufhören der Translation entstehen kann.

In diesem Fall erhalten wir eine Annäherung bis zum Zusammenfallen der Integralkurven der Fallrichtung und der Stromlinien miteinander.

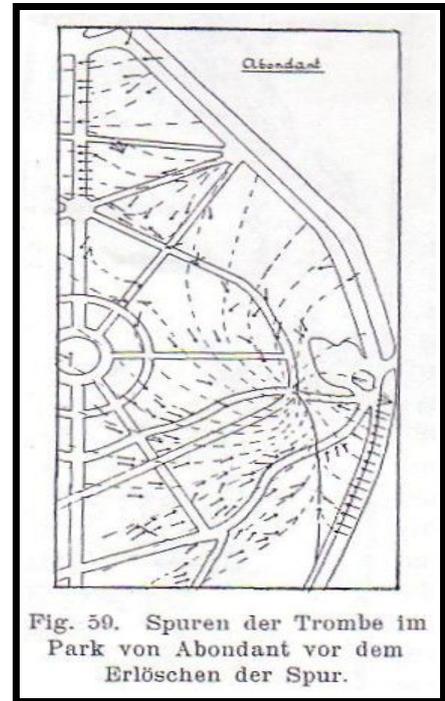


Fig. 59. Spuren der Trombe im Park von Abondant vor dem Erlöschen der Spur.

Eine scharf ausgesprochene Änderung der Form finden wir weiter in der Spur der Peipustrombe, Fig. 60, wo der Ablenkungswinkel in einer Spur des Typus II ([28] pg. 25) von etwa -70° oder -80° auf -10° bis -20° beim Überschreiten einer Düne zurückgegangen sein muss. Hier ist die Form c durch die Hemmung der Luftbewegung an einer Düne von 5 – 10 m Höhe in die Form a übergegangen, und uns ein

Musterbeispiel des Einflusses der Reibung auf die Spur gegeben.

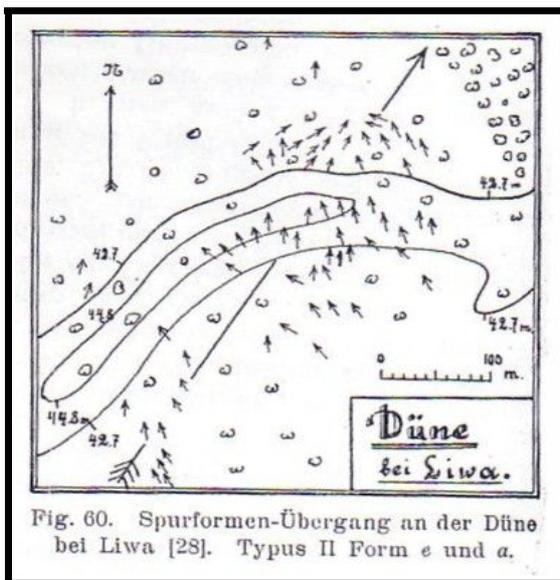


Fig. 60. Spurformen-Übergang an der Düne bei Liwa [28]. Typus II Form c und a.

Beispiele einer Spur mit doppelter Zu- und Abnahme des Winkels a innerhalb einer Trombe, die einer Doppelrohrtrombe entsprechen könnten, finden sich nicht selten in den Spuraufnahmen, sofern sie nur genügend genau ausgeführt sind. Die Spur von Odenpäh, Fig. 49, sowie der Peipustrombe, Fig. 48 No. 4, zeigen uns 3 derartige Fälle, bei denen eine nähere Beurteilung allerdings schwerer ist, als in den einfachen, oben klassifizierten Fällen.

Sechstes Kapitel

- Torsionswirkung an Bäumen. -

Beim Untersuchen des Asgardsweges einer Trombe kann man häufig Bäume finden, die ausser einem Bruch eine deutliche Drehung der Fasern aufweisen. Die bisherigen Beobachtungen haben über ihr Vorkommen in den verschiedenen Zonen der Spur keine eindeutigen Resultate ergeben.

Im Werke von A. Wegener [1] findet sich eine Reihe von Fällen, in denen eine Zerdrehung der Bäume erwähnt wird, so in den dort angeführten Beschreibungen No. 128, 177, 102, 124. In der ersten heisst es ausdrücklich, die Bäume seien im Zentrum des Wirbels „zerdreht“ (C. G. Fineman

[57] wo es heisst: Es war auch recht interessant zu sehen, wie im Zentrum des Wirbels die Bäume, während sie in einer Ebene blieben, zerdreht waren, und dass sie, später ausgerissen, sich mehrere Mal in den Vertiefungen herumgedreht hatten, welche bei ihrem Ausreissen entstanden, am Rande des Wirbels waren die Bäume glatt abgebrochen.) worden, wenngleich man hier die Bezeichnung „Zentrum“, wie oben ausgeführt, mit Vorbehalt aufnehmen muss.

In No. 177 wird die Richtung der Zerdrehungen als „gegen die Sonne“ bezeichnet. Ein grösseres Interesse wurde den zersplitterten (zerdrehten) Bäumen von Seiten der Anhänger der elektrischen Theorie der Windhosen, vor allen Martins' und Peltiers, entgegengebracht, dabei aber die eigentlichen Fasern zerspitterten Bäume nicht immer genügend scharf unterschieden, wenngleich Martins in seiner „Anweisung zur Beobachtung der Windhosen oder Tromben“ ([26] pg. 453) bei einer Klassifizierung der gebrochener Bäume die zerdrehten, je nachdem sie hierbei aufgesplittert sind oder nicht, in 2 verschiedene Klassen unmissverständlich zusammengefasst.

Wenn wir heute der Erklärung einer Zersplitterung der Bäume im Asgardsweg als Folge einer elektrolytischen oder dampfbildenden Wirkung der Elektrizität als nicht bewiesen ablehnend gegenüberstehen, können wir die Zerdrehung nur als rein mechanisch betrachten.

Versuchen wir es nun hierbei unsere graphisch gewonnenen Bewegungsfelder zur Erklärung des Drehungssinnes der zerdrehten Bäume heranzuziehen. Dann erhalten wir Ergebnisse, die den Verhältnissen im Asgardsweg durchaus entsprechen. Zur Beurteilung der Drehung konnten wir, wie auch oben zur Ableitung der Spurbilder, die Diagramme unseres linearen Modelles benutzen. Hier müssen wir vor allem im Auge behalten, dass eine Drehung nicht in der Wirbelachse oder im marginalen singulären Punkt M am ehesten zum Ausdruck kommen kann, wie häufig angenommen wird, weil hier ein sehr schneller Wechsel der Windrichtung in kurzer Zeit erfolgen muss, und weil die Isogonen in einem Punkt zusammenlaufen: die Umgebung beider genannten Singularitäten zeichnet sich durch stark abgeschwächte Winde oder einen völlig windstillen Punkt aus. Das stärkste Drehmoment kann dann auftreten, wenn ein Baum bei beträchtlicher Neigung der Krone einem Umspringen des Windes ausgesetzt ist, ohne sich dabei um seine Achse zurückdrehen zu können. Eine unsymmetrisch gestaltete Krone kann diese Wirkung noch verstärken.

Somit ist beim Zustandekommen der Abdrehung bloss eine in möglichst kurzer Zeit erfolgende grössere oder kleinere Schwankung des bis zur kritischen Stärke anwachsenden Windes erforderlich. Als Moment des Drehbruches wird bei einer Hin- und Herschwankung nicht der Moment der Richtungsänderung in Betracht kommen, sondern der Moment kurz vor dem Beginn des Überganges, resp. gegen das Ende der rückwärtigen Bewegung. Wenn wir, von diesen Gesichtspunkten ausgehend, zur Erklärung der Drehrichtung die Schwankungen eines Baumes in verschiedener Entfernung vom Hauptdurchmesser einer fortschreitenden Trombe im Bewegungsfeld des Isogonendiagrammes $G_{max.} = 6$ heranziehen (Modell XI, Fig. 20), erhalten wir bei einer Grösse des Ablenkungswinkels von $\alpha = -45^\circ$ in einer einfachen oder bei -90° am Rande der Doppelrohrtrombe (Modell XXIV, Fig. 32) die Diagramme Fig. 61 u. 62.

Durch die Richtung und Grösse der Vektoren wird in beiden Figuren die Richtung und Grösse des Bewegungsvektors im gegebenen Punkt der Erdoberfläche ausgedrückt. Ein Baum wäre also beim Vorübergang der Windhose nacheinander Kräften ausgesetzt, die sich ebenfalls in erster Annäherung durch diese Vektoren messen lassen. Der Masstab zeigt, wieviel mal die Gesamtvektoren-Intensität der Luftbewegung grösser ist, als diejenige der fortschreitenden Bewegung, d.h. er gibt uns $v : t$.

Die kleinen Hilfskreise unter den Figuren zeigen, in welchem Sinne und bis zu welchem Azimut die Vektoren beim Vorübergang einer Windhose schwanken. Sie enthalten dafür keine Angaben über den Wert der Intensität, der nur aus den Figuren selbst entnommen werden kann. Die Lage der windstillen singulären Punkte ist durch + bezeichnet.

Die Reihe der Hilfskreise unter Fig. 61 zeigt uns, dass in der Gegend der Trombenmitte Richtungsschwankungen bis 360° vorkommen können, auf die weiter zum Rande hin

Schwankungen mit mehrmaliger Richtungsänderung folgen, deren Azimut immer mehr und mehr abnimmt. Wenn über den Baum ein singulärer Punkt hinweggeht, finden wir einen plötzlichen Übergang bis zu 180° vor (der II. Halbkreis von links).

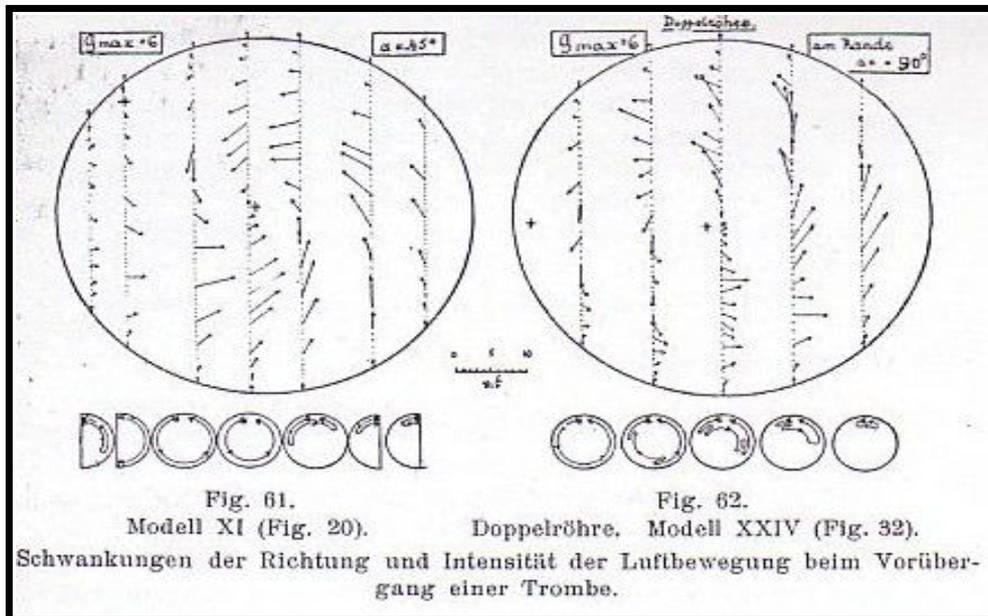


Fig. 62 zeigt, dass innerhalb einer Doppelröhre Schwankungen mit einer siebenfachen Richtungsänderung vorkommen können.

Wenn wir die Zu- und Abnahme der Windstärke mit berücksichtigen, finden wir in Fig. 62 die Möglichkeit einer Abdringung des Baumes in der linken (positiven) Hälfte der Spur und in deren Mitte in positivem Drehungsinne. Rechts der Mittellinie finden wir auf der ersten Linie, die sowohl durch den Kern als den Mantel des Wirbels verläuft, eine Möglichkeit beider Drehungsrichtungen vor, wobei aber die Intensität derart verteilt ist, dass ein Baum, dessen Drehfestigkeit einer Zerdrehung in positiver Richtung standhalten konnte, der negativen zum Opfer fallen kann.

Die Bäume auf der rechten Seite in grösserem Abstand vom Hauptdurchmesser, die in unserem Fall nur vom Mantel berührt werden, können der Zerdrehung in negativem Sinne standhalten, wenn sie das der positiven gegenüber gekonnt haben.

Die im Falle einer Doppelröhre (Fig. 62) auftretenden mehrfachen Hin- und Herschwankungen müssen die Wahrscheinlichkeit eines Vorkommens von Drehungen in beiden Richtungen sowohl für die rechte, als auch für die linke Seite erhöhen.

Eine Übersicht der Richtungsänderung des Windes in einer relativ stark rotierenden Trombe, deren $G_{\max} = 6$ ist, für verschiedene Werte des Ablenkungswinkels α ist ebenfalls nach dem linearen Modell (Fig. 20 auf pg. 73) in Figur 63 zusammengestellt, wobei die Breite der Zeichnung der Breite des ganzen Trombenquerschnittes entspricht und die punktierte Linie die Lage des Hauptdurchmessers wiedergibt. Die Mittellinie der Hilfskreise bezeichnen den Abstand des Baumes vom Hauptdurchmesser, während die wagerechten Reihen sich auf die am Rande vermerkten Werte von α in Intervallen von je 45° beziehen. (Die Fälle $\alpha = 0$ oder 180° beziehen sich auf ein rotationsloses Ein- oder Ausströmen der Luft und können somit nur als Grenzfälle in Betracht gezogen werden, wenngleich es nicht ausgeschlossen ist, dass sie als Übergangsfälle vorkommen.)

Der in Fig. 63 wiedergegebenen Drehung eines Baumes bei positiver Zirkulationsrichtung stehen analoge Verhältnisse in negativ zirkulierenden Tromben gegenüber, die sich sowohl nach der Richtung als auch nach der Verteilung im Diagramm durch die Spiegelung der Fig. 58 erhalten lassen.)

In der linken Hälfte der Figur finden sich Drehungen mit einem Azimut von 360° . Es liess sich feststellen, dass sie bei jedem Wert von a immer zwischen den Spurlinien beider singulären Punkte lagen, deren Abstand bei $a = -90^\circ$ sein Maximum erreichte und bei $a = 0$ oder 180° verschwand. Somit kann diese Drehung um 360° nur innerhalb des gestrichelten Gebietes vorkommen, dessen Breite aus der Figur 63 für jeden Wert des Ablenkungswinkels a entnommen werden kann. Innerhalb des gestrichelten Gebietes kommt nur eine Art der Drehung vor, und zwar diejenige im Sinne der jeweiligen Trombenzirkulation. In der Spurlinie der beiden singulären Punkte erhalten wir zwei getrennte Abschnitte einer Drehung im Sinne der Zirkulation (siehe $a = -90$ und -135°), zwischen denen ein Augenblick der Windstille und einer Azimutänderung um 180° liegt. Ausserhalb des gestrichelten Gebietes finden wir wenigstens 2 entgegengesetzte Drehungsabschnitte vor. Welcher Abschnitt dem anderen gegenüber in seiner Wirkung auf den Baum vorherrscht, kann nur durch eine Betrachtung der Intensitätsvektoren (Fig. 61 und 62) entschieden werden.

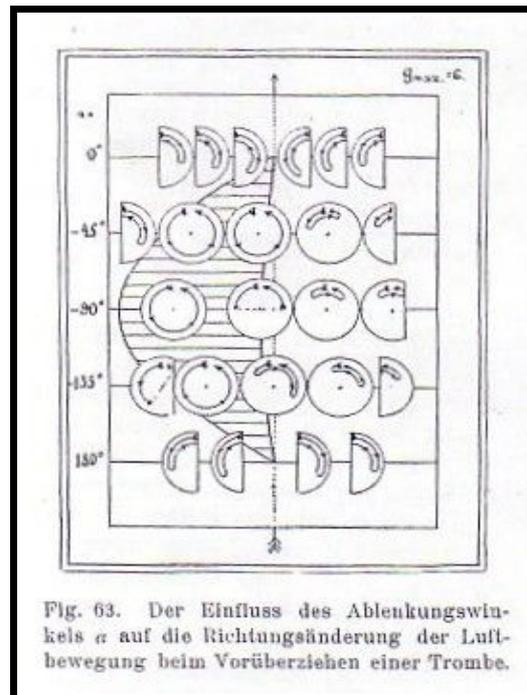


Fig. 63. Der Einfluss des Ablenkungswinkels α auf die Richtungsänderung der Luftbewegung beim Vorüberziehen einer Trombe.

Hervorgehoben sei hier noch, dass die Spurbreite des Asgardsweges im allgemeinen Fall geringer sein muss, als die in Fig. 63 abgetragene Länge der wagerechten Strecken, weil das am linken Rande gelegene windschwache Gebiet in der Spur herausfallen muss. Es ist ohne weiteres klar, dass die Spur bei $a = +/- 90$ die geringste Breite haben und nur bei $a = 0$ oder 180° dem Trombendurchmesser gleich sein wird.

Um auf die Frage danach, welcher Drehungssinn der abgedrehten Bäume in unseren Windhosen auf der rechten und linken Seite vorkommen kann, eine zusammenfassende Antwort zu geben, haben wir in der Tabelle IV diesen Drehungssinn mit + und - bezeichnet, dabei die Fälle, in denen die folgende Drehwirkung schwächer ist, als die vorausgehende, eingeklammert und kommen zu folgenden Ergebnissen: Im allgemeinen lässt sich bei positiver Zirkulation (a -negativ) auf der linken Seite häufiger eine positive, auf der rechten - beide Arten einer Drehung gleich häufig erwarten, wie das für die Werte von a von kleinen negativen Beträgen bis -90° in unserer Tabelle IV deutlich hervortritt. Im Falle einer negativen Zirkulation (nord-antizyklonal, a -positiv) überwiegt die negative Drehung, besonders auf der rechten Seite, während die links sowohl positive als negative Fälle aufweisen kann.

Die Zuordnung des Drehungssinnes der abgedrehten Bäume einer jeden Hälfte fortschreitender Windhosen ist somit nicht eindeutig, wie das bisher häufig angenommen wurde.

Tabelle IV.
Mögliche Drehrichtung der zerdrehten Bäume in einem linearen Trombenmodell.

Abl. Winkel	links	Mitte	rechts	Abl. Winkel	links	Mitte	rechts
0°	+	—	±	0	+	—	±
+ 45°	+	(+)	±	- 45	+	(+)	-
+ 90°	+	(+)	(+)	- 90	+	(+)	-
+ 135°	+	(+)	(+)	- 135	(+)	(+)	-
180°	(+)	—	(+)	180	(+)	—	(+)

Wenn wir hier zum Vergleich die vorhandenen Beobachtungen heranziehen, finden wir ausser den bei Wegener pg. 281 ff. angeführten Angaben einige weitere für 4 ostbaltische Windhosen. In der Trombe von Blumbergshof ([27] pg. 29) fand sich am linken Rande ein positiv abgedrehter Baum vor. Nach Sievers' Untersuchungen des Asgardsweges von Wenden [23] standen auf der linken Seite 8, auf der rechten 14 abgedrehte Bäume. Von den ersteren zeigten 6 eine Drehung in positiver, 2 in negativer Richtung (75 und 25 %), von den letzteren auf der rechten Seite dagegen 5 eine solche in positiver und 9 in negativer Richtung (36 und 64 %). Im Birkengehege bei Kallenhof fand der genannte Beobachter weitere 18 Fälle, von denen 10 positiv (56 %) und 8 negativ (44 %) gedreht waren. Dieses Gehege lag auf der linken Seite der Spur, und es fanden sich dort Drehungen bis zu $\frac{2}{3}$ und $\frac{3}{4}$ einer vollen Umdrehung vor. Hier waren viermal nahe bei einander stehende Bäume in entgegengesetzter Richtung gedreht.

Wenn wir mit in Betracht ziehen, dass bei dieser mächtigen Windhose (Die Gesamtlänge der Trombenspuren vom 22. V. 1872 betrug 239 km, es wurden 25 Güter und 74 Bauernhöfe teilweise oder ganz zerstört, 7 Personen getötet, 14 verletzt, von einer steinernen Kirche blieben nur wenige Mauerreste nach [siehe die eingehende Beschreibung in (36)].) die Breite der Spur an der erwähnten Stelle bis zu 1 km betrug, wird das Vorkommen beider Arten von Drehungen in beiden Hälften durch die sehr wahrscheinliche komplizierte Struktur dieses Wirbels verständlich. Das Auftreten pulsierender Einzelstösse, wie sie in der Spur der Peipustrombe ([27] pg. 17) angedeutet sind, kann ebenfalls derartige Doppeldrehungen veranlassen.

Im Asgardswege von Odenpäh [39] wurden in 4 Fällen abgedrehte Stämme beobachtet: je zwei in der Mitte und am rechten Rande der Spur. Der eine Baum in der Mitte zeigte eine deutlich ausgesprochene Drehwüchsigkeit. Die Drehungsrichtung war in den übrigen 4 Fällen negativ.

In der Spur der Windhose bei Rojel [28] fand sich am rechten und linken Rande je ein positiv abgedrehter Baum vor, während in der Spur der Trombe von Trikatén (Am 22. Juli 1923 bei Trikatén in Livland, Lettland. Die Trombe zirkulierte positiv [cf. pg. 90 und 115].) vom Verfasser bei Wittkop (Teepele) am rechten Rande 3 Bäume mit deutlichen Drehspuren beobachtet wurden. Zwei von ihnen waren positiv, einer negativ gedreht.

Von den hier angeführten 47 Fällen, die sich einem Rande zuordnen lassen, entfallen auf den linken Rand 28 und 64 % positiver und 36 % negativer Drehung, während auf den rechten Rand 19 Bäume mit 37 % positiver und 63 % negativer Drehung entfallen.

Die Zirkulation von 3 der angeführten ostbaltischen Windhosen war positiv, von derjenigen von Blumbergshof wahrscheinlich negativ.

Dieses Resultat wird von den Verhältnissen der Windhose vom 22. Mai 1872 stark beeinflusst, deren Abweichungen von unserem Modell beträchtlich gewesen sein mögen. Aus einer grösseren Anzahl kleinerer Tromben dürfte sich eine bessere Übereinstimmung mit den Verhältnissen eines einfachen Wirbels ergeben, wie wir ihn der Tab. IV und den Fig. 61, 63 zugrunde gelegt haben.

Zusammenfassung.

Gleichzeitig mit einer Zusammenstellung der bisherigen Ergebnisse der Trombenforschung in Bezug auf den Fall einer stillstehenden Windhose wurde der Versuch gemacht, sie möglichst in allen Einzelheiten mit einander in Einklang zu bringen resp. zu ergänzen.

Die Annahme einer „Kompensationsströmung“ machte eine theoretische Unterscheidung von Wirbeln mit einer vorhandenen und fehlenden Z-Komponente der Bewegung in Anlehnung an die V. Bjerknes'schen Idealformen eines barotropen und baroklinen Wirbels notwendig.

Neben der bisher üblichen Einteilung des Wirbels in einen Kern und Mantel wurden 2 Arten des Kernes unterschieden: ein „echter“ und ein „unechter“, je nachdem die singuläre Linie den Charakter einer zweiseitigen Konvergenzlinie oder einer Konvergenz-Divergenzlinie aufwies. Der „echte Kern“ wird hierbei durch die Sandström'sche Konvergenzlinie charakterisiert.

Das Maximum der Rotationsgeschwindigkeit wurde im Grundschema an der Grenze zwischen dem Kern und Mantel angenommen, wobei im Falle des echten Kernes eine Zweiteilung dieses Maximums eintreten muss. Ein „unechter Kern“ bedingt keine Teilung der Zone durch den Höchstwert von r .

Nach einer Wiedergabe der wesentlichen Ergebnisse der analytischen Untersuchungen von Dietzius, Hesselberg und Sverdrup wurden die analytischen Grundlagen der „Methode der Individualkreise“ entwickelt und die zur Konstruktion nötigen Hilfstabellen wiedergegeben. Die Methode gestattet es uns, ausser der Berücksichtigung einer beliebigen Verteilung von r im nichttranslatorischen Grundschema einer Trombe, die verschiedenen Werte des Ablenkungswinkels (α) auch in dem Falle zu verwenden, wenn die Werte sich auf der Länge des Radius ganz beliebig ändern.

Damit erhalten wir, wenn die Verteilung von r und α als gegeben betrachtet werden kann, die Möglichkeit, das Vektorfeld der Bewegung eines fortschreitenden Wirbels in der Form eines Differentialdiagramms (mit Isogonen und Intensitätskurven) eines Differentialdiagramms (Stromlinienfeld) zu gewinnen.

Um die Möglichkeit offen zu halten, zum Zweck einer Ableitung von Spurschnitten einer jeden beliebigen Intensitätskurve den kritischen Wert zuschreiben zu können, wurde die Intensität der zirkularen Komponente im Verhältnis zu derjenigen der translatorischen mit Hilfe des „Geschwindigkeitsverhältnisses“ (G) ausgedrückt. Jeder Trombe kommt somit im gegebenen Augenblick ein bestimmtes G_{\max} zu.

Das „windschwache Gebiet“ innerhalb einer jeden fortschreitenden Trombe wurde näher untersucht und graphisch dargestellt. Seine Grösse kann bis 50% des gesamten Wirbelquerschnittes ausmachen.

Zur Berechnung der Verlagerung des „zentralen Stillenpunktes“ wurden die Formeln (20), (21), (23), des „marginalen Stillenpunktes“ - die Formeln (25) und (26), sowie zur Bestimmung beider eine graphische Methode vorgeschlagen.

Aus einer grösseren Zahl (185) entworfenen Diagramme wurde eine Auswahl wiedergegeben und nach ihnen folgende Einzelheiten der Strömungsfelder fortschreitender Tromben festgestellt:

- a) Die Isogonen eines ganzen Wirbels, sowie des Mantels allein sind im allgemeinen keine Geraden, sondern Kurven, die in beiden Stillenpunkten enden.
- b) Wir unterscheiden im Felde einer jeden fortschreitenden Windrose neben den beiden Stillenpunkten als morphologische Einzelheiten je 2 Konvergenz- und 2 Divergenzlinien (C_1 , C_2 , D_1 , D_2) oder deren Andeutungen in entsprechenden Kon- resp. Divergenzgebieten.
- c) Beide Linienpaare können als „Grenzlinie“ oder „Sperrlinie“ auftreten.
- d) Ausser den 4 Übergangsfällen liegt zwischen den singulären Linien C_1 und D_1 ein Strömungsfeld, das wir als „Wirbelkopf“ bezeichnen. Diese Linien und mit ihnen der „Wirbelkopf“ treten erst bei $G_{\max} > 1$ auf.
- e) Die Ausbildung eines „echten Kernes“ geht im Integraldiagramm des Vektors mit einem Zusammenrollen des Endabschnittes der Linie C_1 oder D_1 parallel. Ein unechter wird durch das Auftreten von welligen Ausbuchtungen in den Stromlinien angezeigt.

Alle als möglich in Betracht gezogenen Modelle einer einfachen Verteilung von r ergaben im translatorischen Fall bei $\alpha = \text{const.}$ nur unwesentlich veränderte Diagramme.

Eine doppelte Zu- und Abnahme von r verursachte eine entsprechende Verdoppelung aller oder einiger Singularitäten.

Die untersuchten Fälle mit

- ◆ 1) einer unveränderlichen Grösse von a (Fig. 17 – 21),
- ◆ 2) einem „unechten Kerne“ als erstem Stadium der Mantelwirkung (Fig. 22, 26, 29),
- ◆ 3) der eigentlichen Mantelwirkung (Fig. 11, 12, 13) und
- ◆ 4) mit einem echten Kern (Fig. 23, 24, 28, 30), - der letztere mit einer möglichen Zweiteilung des Intensitätsmaximums -, konnten folgende Entwicklungsstadien einer Windhose zugeordnet werden:
 - ◆ 1) die (blinde) Windhose schwebt in grösserer Höhe über dem Boden und versetzt die untere Luftschicht in eine Zirkulation nach der Art einer Zyklone,
 - ◆ 2) der Wirbelkern befindet sich in geringerer Höhe über der Erde,
 - ◆ 3) die Spitze des Kernes berührt den Boden,
 - ◆ 4) der voll entwickelte Kern berührt die Erdoberfläche.

Beim Abbau eines Wirbels dürften die Diagramme in umgekehrter Reihe auf einander folgen.

Die Kombination eines Doppelmaximums der Intensität mit einer doppelten Zu- und Abnahme von a ergab das Strömungsfeld einer Art Doppelrohrtrombe (Fig. 32).

Neben ähnlichen Gebilden im Bewegungsfelde von Zyklonen konnte ein Fall mit Abschnitten von Stromlinien einer Windhose angeführt werden, welche sich zu einem der theoretisch abgeleiteten Strömungsfelder ergänzen liessen.

Die Ableitung der Spurquerschnitte eines Asgardsweges nach den Kurven gleicher Intensität führte zur Aufstellung von 4 Spurtypen, deren jede in 6 Formen vorkommen kann.

Es wurden aus früheren Spuraufnahmen Beispiele aller 4 Typen und einige Fälle von Typenübergängen, besonders am Anfang und Ende der Spur angeführt, die mit der oben angenommenen Reihenfolge der Entwicklungsstadien und der ihnen entsprechenden Strömungsfelder im Einklang stehen.

Ein Fall eines Überganges einer Form in eine andere konnte nachgewiesen werden.

Eine Untersuchung des Einflusses, den die Anwesenheit eines kompressiblen Mediums und des mit einiger Unsicherheit behafteten Kerngebietes mit ihrer Dichteabnahme auf das Strömungsfeld ausüben könnte, ergab, dass soweit die Bewegungsverhältnisse im Kern sich eben überblicken lassen, die zu erwartenden Abweichungen im Bewegungsfelde mit Hilfe der „Methode der Individualkreise“ beim Entwerfen der Diagramme berücksichtigt werden können.

Zuletzt wurde die Möglichkeit des Auftretens von abgedrehten Bäumen in beiden Hälften des Asgardsweges untersucht und keine eindeutige Zuordnung eines bestimmten Drehungssinnes zu der einen oder anderen Hälfte gefunden, wie das früher angenommen wurde. Es fand sich nur ein Überwiegen des einen Drehungssinnes in der einen oder anderen Hälfte, so z.B. das Überwiegen einer positiven Drehung in der linken Hälfte des Asgardsweges bei positivem (nordzyklonalem) Sinne der Zirkulation.

Literaturverzeichnis.

1. Alfred Wegener. Wind- und Wasserhosen in Europa. Braunschweig 1917.
2. V. Bjerknes. Die Atmosphäre als zirkularer Wirbel. Ergebnisse der aerologischen Tagung vom 3. - 6. Juli 1921 im Preuss. Aeron. Observat. Lindenberg. Sonderheft der Beiträge zur Physik d. fr. Atmosphäre, pg. 6.
3. V. Bjerknes. Dynamische Meteorologie und Hydrographie mit einem Atlas. Braunschweig 1913.
4. W. Milch. Über Bjerknes Dynamik der Wirbel und Wellen. Met. Zeitschrift 1923, pg. 105.
5. J. W. Sandström. Über die Wirbelbewegungen in der Atmosphäre. Arkiv för Matematik. Astronomi och Fysik 7. No. 30, 1912.
6. J. W. Sandström. Über die Bewegung der Flüssigkeiten. Annalen der Hydrographie und maritimen Meteorologie 1909, pg. 242 ff.
7. A. Sprung. Lehrbuch der Meteorologie. Hamburg 1885.
8. F. M. Exner. Dynamische Meteorologie. Berlin 1917, pg. 105.
9. F. M. Exner. Über die Bildung von Windhosen und Zyklonen. Sitzungsberichte der Akad. d. Wiss. in Wien. Math. naturwiss. Klasse, Abt. IIa, 132. Bd., 1. und 2. Heft 1923.
10. J. v. Hann. Lehrbuch der Meteorologie. III. Aufl., Berlin 1915, pg. 753.
11. Th. Hesselberg und H. U. Sverdrup. Das Beschleunigungsfeld bei einfachen Luftbewegungen. Veröffentlichungen des Geophys. Instituts der Univ. Leipzig. II. Ser., Heft 5. Leipzig 1914.
12. Th. Hesselberg. Über die Beziehung zwischen Luftdruck und Wind im nichtstationären Fall. Veröff. d. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig. II. Serie, Heft 7.
13. Th. Hesselberg und A. Friedmann. Die Größenordnung der meteorologischen Elemente und ihre räumliche und zeitliche Ableitung. Veröff. d. Geophys. Inst. der Univ. Leipzig. II. Serie, Heft 6, 1914, pg. 163.
14. Veröffentlichungen des Geophys. Inst. der Univ. Leipzig. Synoptische Darstellungen atmosphärischer Zustände 1910 und 1911.
15. E. Grimsehl. Lehrbuch der Physik. Leipzig und Berlin 1914.
16. W. Schmidt. Experimentaluntersuchungen über den Einbruch kalter Luft und Folgerungen daraus für die Mechanik der Böen. Sitzungsber. der Math.-Naturwiss. Klasse der Kais. Akademie d. Wiss. Wien. Bd. CXIX, 1910, pg. 1134.
17. C. Kassner. Über kreisähnliche Zyklonen. Archiv d. Deutsch. Seewarte. Jahrg. XVI, No. 2, 1893, pg. 9 und 15.
18. P. Polis. Die Strömungen der Luft in den barometrischen Minima und Maxima. Arch. d. Deutsch. Seewarte, 1899, No. 2, pg. 28, 31.
19. W. Köppen. Der Orkan vom 14. Mai in Crossen an der Oder (1886). Met. Zeitschrift 1886, pg. 450.
20. W. Köppen. Die Windhose vom 15. Juli 1890 bei Oldenburg und die Gewitterbö vom 10. Juli 1896 in Ostholstein. Annalen der Hydr. und mar. Met., Heft X, XI und XII, 1896.
21. R. Dietzius. Die Gestalt der Stromlinien in der Nähe der singulären Punkte. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre, Bd. VIII, Heft 1, Pg. 29, Leipzig 1919.
22. Norbert Dörr. Die Windhose von Wien-Neustadt am 10. Juli 1916. Met. Zeitschrift 1917, pg. 1
23. G. Schweder. Der Hagelsturm des 10. (22.) Mai 1872. Arbeiten des Naturforscher-Vereins in Riga. Neue Folge, V. Heft. Riga 1873.
24. Dr. Vettin. Experimentelle Darstellung von Luftbewegungen unter dem Einfluss von Temperatur-Unterschieden und Rotations-Impulsen. Meteorol. Zeitschr. 1884, pg. 227 und 271.
25. A. Oberbeck. Über die Bewegung der Luft an der Erdoberfläche. Annalen der Physik und Chemie. Neue Folge, Bd. XVII, 1882, pg. 129 ff.
26. Ch. Martins. Anweisung zur Beobachtung der Windhosen oder Tromben. Pogg. Annalen 81, pg. 444.
27. J. Letzmann. Tromben im Ostbaltischen Gebiet. Sitzungsberichte der Naturforscher-Gesellschaft bei der Universität Dorpat, Bd. XXIV, 1918/19.
28. J. Letzmann. Die Peipus-Trombe am 3. Aug. 1922. Sitz.-Ber. der Naturf.-Ges. b. d. Univ. Dorpat, Bd. XXX, pg. 8, 1923.
29. J. Letzmann. Die Trombe von Odenpäh am 10. Mai 1920. Acta et Commentationes Univers. Dorpatensis A III Misc. pg. 3. Dorpat 1922.

30. J. Letzmann. Die Trombe von Cuxhaven am 16. Juli 1922. Annalen der Hyd. u. marit. Met. 1922, pg. 307.
31. H. Seilkopf. Über die Windhose von Frankfurt an d. Oder am 18. Juli 1918 und die Beziehungen zwischen Wetterlage und Trombenbildung. Met. Zeitschr. 1923, pg. 97.
32. E. Kuhlbrodt. Über Tromben, insbesondere die 7 norddeutschen Windhosen vom 28. Juni 1920. Met. Zeitschr. 1922, pg. 37.
33. E. Kuhlbrodt. Das Windsystem der Sachsenwaldtrombe vom 28. Juni 1920. Annalen der Hydrographie etc. 1922, V, pg. 154.
34. C. M. Guldberg und H. Mohn. Etudes sur les mouvements de l'atmosphère, I partie, Christiana 1876.
35. G. Hinrichs. Tornadoes and Derechos. Americ. Meteorol. Journal V pg. 308 ff.
36. M. Davis. The Relation of Tornadoes to Cyklones. Amer. Met. Journal I pg. 121.
37. M. Davis and H. Clyton. The Lawrence Tornado July 26. 1890. Investigations of the New-England Meteorol. Society for the year 1890. Cambridge 1892.
38. W. Glenn. Report of the Tornado of Aug. 28 1884, near Huron, Dakota. Signal. Service Notes XIX. Washington 1885.
39. A. Henry. Report Chief Weather Bureau 1895/96 pg. XXIII.
40. L. Prandtl. Abriss von der Lehre einer Flüssigkeits- und Gasbewegung (Separatum aus Handbuch der Naturwiss. Bd. IV) Jena 1913, pg. 104.
41. J. P. Finley. Report on the Character of six hundred Tornadoes. Prof. Papers, Sign. Service No. VII. Washington 1884.
42. J. P. Finley. Tornadoes. New-York 1887.
43. J. P. Finley. Report of the Tornadoes of May 29 und 30 1879. Prof. Papers Sign. Service No. 4. Washington 1881.
44. W. Ferrel. Recent advances in Meteorology. Annual Report of the Chief Signal Officier, 1885, Appendix 71. Washington 1889.
45. W. Ferrel. A popular treatise on the Winds. New-York 1889.
46. F. H. Bigelow. The waterspout seen of Cottage City Mass. in Vineyard Sound on Aug. 19. 1896. Monthly Weather Review, July 1906, pg. 307, und Aug. 1906, pg. 360. Mit 10 Tafeln.
47. A. Wegener. Kleintromben auf See, Annalen d. Hydr. und mar. Meteorologie 1919, pg. 282.
48. Lalane. Sur l'évaluation numérique de la force qui a produit certains effets de rupture à Chatenay. Compt. Rend. Bd. 9, pg. 219 – 223, 1839 (zitiert nach A. Wegener [1] pg. 184).
49. Abbé Bourgeat. La trombe-cyclone du 19 août 1890 dans le Jura, Lons-Le-Saunier, 1891 (Extrait de Mémoires de la Société d'Emulation du Jura). Siehe auch [1] pg. 81.
50. R. Wenger. Über einige Eigenschaften der Strömungsfelder und ihre Beziehung zu den Druckfeldern in der Atmosphäre. Annalen der Hydrographie und mar. Meteorologie 1920 pg. 112 ff.
51. H. Hildebrandsson. Sur la trombe près de Hallsberg le 18 août 1875. Nova Acta R. Soc. Scientiarum Upsaliensis, Ser. III. Vol. X, Upsala 1879, pg. 1.
52. Erwähnt in: Thure Wigert, Trombe de Vimmerby le 4 juillet 1890. Bihang till Kgl. Svenska Vet.-Akad. Handlingar, Bd. 16 Afd. I. No. 10. Das Manuskript in der Bibl. des Met. Observatoriums Upsala.
53. Thure Wigert, Orage accompagné de trombes près Upsala. Bihang till K. Svenska Vet.-Akad. Handl. Bd. 14, Afd. 1 No. 4. Stockholm 1888.
54. Martin Jansson. Sur la trombe de Boras le 3 juillet 1899. Bih. till. K. Sv. Vet.-Akad. Handl. Bd. 26 Afd. 1 No. 3 Stockholm, 1900.
55. R. Assmann. Der Gewittersturm von Wetzlar am 23. Mai 1886. „Das Wetter“ 3, pg. 186, 1886.
56. Hess. Über die Entstehung der Trombe von Schönenbaumgarten. Beil. zum Progr. d. Thurg. Kantonschule f. d. Jahr 1912/13, Frauenfeld, 1913 (nach A. Wegener [1]).
57. C. G. Fineman. Sur la trombe du 7 juin 1882 dans la vallée de Säby. Nova Acta Reg. Scientiarum Upsaliensis, Ser. III, Vol. XII. 1884.
58. R. Assmann. Der Orkan von Osterburg, Arneburg, Nauen. Deutsches Met. Jahrbuch 1890 pg. LV – LVIII.
59. Th. Hesselberg. Die Luftbewegung im Cirrusniveau. Veröffentl. des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig, II. Serie, Heft 2, pg. 25, 26.