

Werk

Jahr: 1939

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:15

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0015

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0015

LOG Id: LOG_0044

LOG Titel: Experimentelle Untersuchungen der bodennahen Luftströmungen am Hang und im ebenen Gelände

LOG Typ: article

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

Experimentelle Untersuchungen der bodennahen Luftströmungen am Hang und im ebenen Gelände

Von **Chr. Hoffrogge**, Göttingen. — (Mit 11 Abbildungen)

In vorliegender Arbeit ist die kritische Richardsonsche Zahl, deren Größe nach den neuesten theoretischen und experimentellen Untersuchungen im Laboratorium $1/24$ ist, für bodennahe Luftströmungen zu nahezu $1/2$ bestimmt worden. Außerdem wurde in Bodennähe bei stabiler Schichtung der Luft für den thermischen und dynamischen Austausch fast der gleiche Wert gefunden. Der zweite Teil der Arbeit beschreibt einen von der Natur selbst gelieferten Modellversuch für makrometeorologische Kaltlufteinbrüche. Es werden Einzelheiten dieser Kaltluftberge untersucht und soweit möglich, Vergleiche mit den makrometeorologischen Kaltluftbergen gezogen.

Schon frühzeitig ist darauf aufmerksam gemacht worden (1906 von V. W. Ekman, Ann. d. Hydrogr.), daß die Turbulenz in geschichteten Flüssigkeiten geringer sein muß als in homogener. G. J. Taylor [9] stellte 1916 durch gleichzeitige Aufzeichnungen von Temperatur und Windgeschwindigkeit in 40 m Höhe über dem Boden während mehrerer Tage und Nächte fest, daß in Strahlungsnächten, in denen eine starke stabile Schichtung besteht, die Geschwindigkeitschwankungen fast gänzlich erloschen, während sie bei bedecktem Himmel nicht kleiner als am Tage waren. Hierhin gehören auch Beobachtungen über verschiedene Meeresströmungen, die übereinander wegströmen, ohne sich miteinander zu vermischen. Die mit diesen Tatsachen verbundenen Probleme sind theoretisch und auch experimentell im Laboratorium untersucht worden und haben dort zur Aufstellung von Gesetzen geführt, deren Anwendbarkeit auf die Verhältnisse der freien Atmosphäre aber zunächst noch fraglich erschien.

Experimentelle Untersuchungen, die diese Frage beantworten, sind erst in den letzten Jahren gemacht worden. Dabei sei auf die Arbeiten von C. G. Rossby [27], W. Schmidt [24], H. U. Sverdrup [7], W. Päsche [2] und W. D. Flower [26] hingewiesen.

Im ersten Teil vorliegender Arbeit soll auch ein Beitrag zur Beantwortung obiger Fragestellung gegeben werden. Es wird einmal der Wert für das Stabilitätskriterium, die Richardsonsche Zahl, in bodennaher Luftströmung bestimmt, zum anderen der thermische und dynamische Austausch in stabiler Schichtung untersucht.

Im zweiten Teil wird über einen Modellversuch für einen makrometeorologischen Kaltlufteinbruch berichtet, den uns die Natur selbst liefert. Bei der Untersuchung des sich an einem Steilhang in windschwachen Strahlungsnächten bildenden Zirkulationssystems mittels stereophotogrammetrisch vermessener Bahnen von Schwebballonen stellte Nitze [30] fest, daß dieses schon von Marwin [29] durch theoretische Betrachtungen verständlich gemachte Zirkulationssystem im oberen Drittel des Hanges nicht stationär, sondern fest verknüpft war mit dem stoßweisen Abfließen der Kaltluft. Von Reiher [31] wurde dieses pulsatorische Fließen mit

drei Widerstandsthermometern und drei Hitzdrahtanemometern mit optischer Registrierung näher untersucht. Er fand eine gewisse Ähnlichkeit der den Berg herunterfließenden Kaltlufttropfen mit makrometeorologischen Kaltluftbergen. Doch mangels genügend genauer Windmessungen konnte von ihm nur aus den Temperaturregistrierungen ein Vergleich mit den großen Kaltlufteinbrüchen durchgeführt werden. Die Mängel der Hitzdrahtanemometer hat Verfasser, soweit wie möglich, abgestellt und dann die Mikrokaltluftberge untersucht. Das so gewonnene Bild wurde sowohl mit den im Laboratorium gewonnenen Modellversuchen als auch mit den makrometeorologischen Kaltluftbergen verglichen.

I. Experimenteller Teil

Meßapparatur. Als Meßapparatur diente für die Untersuchungen die im Geophysikalischen Institut gebaute mikroklimatische Station, bestehend aus drei Widerstandsthermometern und drei Hitzdrahtanemometern. Die Thermometer in der üblichen Brückenschaltung hatten als Meßkörper einen der Luft ausgesetzten Platindraht von 20 cm Länge und 0,03 mm Durchmesser. Da optisch im Zelt registriert wurde, fanden 20 m lange vieradrige Gummikabel Verwendung, davon dienten zwei Adern als Kompensationsleitung. Die Spiegelgalvanometer waren Ruhstratsche Schulgalvanometer mit einer Empfindlichkeit von 10^{-8} Amp. und einer Schwingungsdauer von 1.5 sec. Sie wurden durch einen Nebenschluß fast aperiodisch gedämpft und durch Vorschalten eines Widerstandes ihre Empfindlichkeit so reguliert, daß bei einer Belastung von 2 mA und 1 m Lichtweg 1° C einem Ausschlag von 10 mm entsprach.

Bei den elektrischen Windmessern mußte die von Albrecht*) angegebene Schaltung Verwendung finden, die eine fortlaufende Registrierung gestattet. Zwei Hitzdrahtsonden aus Platin mit verschiedenem Querschnitt r_1 und r_2 bilden den einen Zweig einer Meßbrücke, während der andere Zweig aus zwei konstanten Widerständen besteht.

An diese Brücke wurde eine konstante Spannung von 8 Volt gelegt, die die beiden Hitzdrahtsonden auf verschiedene Temperaturen heizt. Bei strömender Luft verliert die höher geheizte Sonde mehr Wärme und wird stärker abgekühlt als die andere. Das Widerstandsverhältnis in der Brücke wird geändert und ergibt im Galvanometer einen Ausschlag, der abhängig von der Windgeschwindigkeit ist. Die Eichkurve (Fig. 1) für diesen Windmesser verläuft im Anfang sehr steil und wird bei Windgeschwindigkeiten über 1 m sehr flach. Hingegen verwandte Päschke [2] eine andere Methode, bei der durch Änderung der Belastung dasselbe Brückenverhältnis wiederhergestellt wird, so daß die Brücke immer Null anzeigt. Hier sieht die Eichkurve wesentlich günstiger aus. Doch gestattet diese von Reichardt angegebene Schaltung keine Registrierung. Da bei den hier gezeigten Registrierungen in der Hauptsache Windgeschwindigkeiten unter 1 m/sec vorkommen, ist das Flachwerden der Eichkurve nicht weiter störend.

*) Siehe E. Kleinschmidt: Handb. d. meteorolog. Instr., Berlin 1935, S. 390.

Vom Verfasser wurden auch für die Windmessung Ruhstratsche Schulgalvanometer mit einer Schwingungsdauer von 1,5 sec benutzt. Windschwankungen unter 1.5 sec Periode wurden also nicht mehr mit voller Amplitude aufgezeichnet. Die beiden Sondendrähte hatten eine Länge von 50 mm und einen Durchmesser von 0.015 bzw. 0.06 mm. Die Belastung erhöhte ich von 30 auf 130 mA, da sich bei der geringen Belastung doch noch ein Temperatureinfluß bemerkbar gemacht hatte (obgleich Platindrähte aus derselben Schmelze verwandt wurden), der bei der hohen Belastung nicht vorhanden war. Die Eichkurve wurde bei kleinen Windgeschwindigkeiten bis zu 1.20 m/sec durch Pendeln*) gewonnen. Die Sonden waren dabei an einem 4.20 m langen Stab aufgehängt, um eine Schwingungsdauer der Windschwankung von 2 sec zu erhalten, was für eine Eigen-

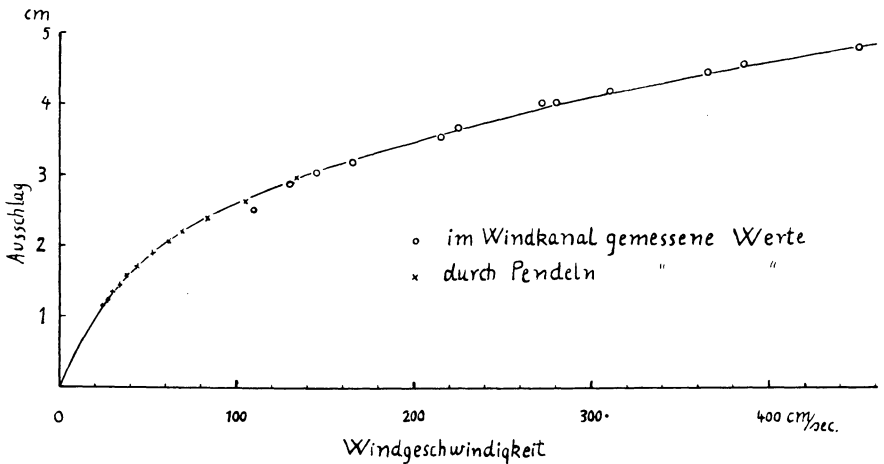


Fig. 1. Eichkurve des Anemometers 2

schwingung der benutzten Galvanometer von 1.5 sec ausreichend war. Die Windschwankungen, hervorgerufen durch das Pendeln, wurden optisch registriert und von 5 zu 5 Schwingungen ausgewertet. Die übrigen Werte erhielt ich im Windkanal durch Vergleich mit einem Schalenkreuz. Bei der Nullpunktsbestimmung (Ausschlag des Galvanometers bei der Windgeschwindigkeit 0 cm/sec) befanden sich die Sonden in einem festverschlossenen Glasbottich. Dabei traten einige Schwierigkeiten auf. Es stellte sich heraus, daß die beiden Platinsonden, die zunächst im Abstand von 4 mm nebeneinander an einem Galgen aufgespannt waren, sich gegenseitig beeinflussen konnten. Wenn nämlich der heißere Draht unterhalb des anderen lag, trat eine Nullpunktverschiebung um 5 mm nach höheren Windgeschwindigkeiten zu auf. Durch Konvektion gab der untere Draht an den oberen Wärme ab, die Temperaturdifferenz zwischen beiden Drähten wurde geringer, und die Brücke täuschte so eine konstante Windgeschwindigkeit vor. Ich ver-

*) Näheres siehe Reiher [31].

größerte deshalb den Parallelabstand der Sonden auf 8 mm und stellte bei der Nullpunktsbestimmung die Drähte stets vertikal, wie sie auch dem Wind ausgesetzt waren. Es wurde auch darauf geachtet, daß die Ebene, die durch die beiden Sonden gegeben ist, senkrecht zum Wind stand*). Weiter stellte sich als Schwierigkeit bei der Messung heraus, daß Akkumulatoren zu Anfang der Belastung immer etwas ihre Spannung ändern (etwa 3%). Nach einer halben Stunde blieb die Spannung konstant, so daß die durch die Spannungsänderung hervorgerufene stetige Nullpunktsverlagerung verschwand. Es war daher notwendig, vor jeder Eichung und Registrierung die Akkumulatoren eine halbe Stunde vorher zu belasten.

Einen Feuchtigkeitseffekt [20] konnte der Verfasser bei obiger Belastung nicht feststellen. Pendeleichungen, für 60 und 85% Feuchte durchgeführt, waren praktisch identisch.

Es wurde im Zelt registriert. Der Registrierfilm hatte eine Breite von 15 cm und Millimetereinteilung. Die Filmgeschwindigkeit betrug 25 bis 30 mm/min. Zur Nullpunktsregistrierung, die ich etwa alle halbe Stunde vornahm, wurden die Thermometer in gleiche Höhe gebracht und die Anemometer in Glasbottiche fest verschlossen. In der Thermometerhöhe hing zum Vergleich ein Quecksilberthermometer.

II. Bestimmung der kritischen Stabilitätsgröße

Die obige Apparatur wurde nun benutzt, um die Bedingung nachzuprüfen, wann bei einer stabilen Strömung die Turbulenz erlischt. Bei homogenen Medien ist die Bedingung, ob laminar oder turbulent, allein abhängig von der Reynoldsschen Zahl. Für Luft würde dies adiabatische Schichtung voraussetzen. Nun ist die Luft besonders in Bodennähe manchmal sehr stark labil (an wolkenlosen Sommertagen) oder auch stabil (in windstillen Strahlungsnächten) geschichtet. Diese thermische Schichtung hat auf die Turbulenz sehr großen Einfluß. Die kritische Reynoldssche Zahl, die von Tollmien für die Plattenströmung bei homogener Flüssigkeit zu 575 bestimmt wurde, wird bei stabiler Schichtung größer sein und bei instabiler kleiner als obiger Wert, da im ersten Falle die Turbulenz dadurch gehemmt wird, daß Schwereres gehoben und Leichtereres gesenkt werden muß. Im zweiten Falle ist es umgekehrt. Bei der Gegenüberstellung der Arbeitsbeträge, die einmal durch die Schubspannung zugeführt, zum anderen durch Schwerpunktshebung aufgezehrt werden, kommt man zu der dimensionslosen Schichtungsgröße, der sogenannten Richardsonschen Zahl.

$$\Theta = \frac{g}{T} \frac{dT_p}{dz} \cdot \frac{1}{\left(\frac{du}{dz}\right)^2}.$$

*) Siehe E. Kleinschmidt: Handb. d. meteorolog. Instr. S. 390.

Hierin ist: g die Erdbeschleunigung, T die absolute Temperatur, T_p die potentielle, u die Windgeschwindigkeit.

Dieser Ausdruck ist neben der Reynoldsschen Zahl für den Strömungszustand entscheidend. Θ ist 0 für adiabatische Schichtung, positiv für stabile und negativ für instabile Schichtung. Es ist nun von besonderem Interesse zu wissen, bei welcher Zahl Θ die laminare Strömung in die turbulente übergeht. Verschiedene Theorien ergaben stark voneinander abweichende Werte. Aus rohen Energiebetrachtungen fand Prandtl [5] den Wert 2, Richardson [8] den Wert 1. Spätere Untersuchungen von G. J. Taylor [10] und S. Goldstein [11], die durch Studium der kleinen Schwingungen ohne Berücksichtigung der Profilkrümmung und Zähigkeit für einige lineare Profile durchgeführt wurden, ergaben den Wert $1/4$. Schlichting [16], der auch Profilkrümmung und Zähigkeit berücksichtigt, erhält für $\Theta = 1/24$. Ich habe schon erwähnt, daß bei $\Theta = 0$ die kritische Reynoldssche Zahl 575 ist; bei größer werdendem Θ wird sie größer und bei $\Theta = 1/24$ nach Schlichting $Re_k = \infty$. D. h. für $\Theta = 1/24$ kann nach der Theorie eine stabile Strömung nicht turbulent sein.

Messungen von Reichard [4] im Göttinger Warm-Kaltluftkanal, bei denen die Schlichtingschen Voraussetzungen im wesentlichen erfüllt werden, haben den letzten Wert bestätigt.

Es drängt sich jetzt die Frage auf, ist dieses durch die Theorie gefundene und im Laboratorium bestätigte Stabilitätskriterium auch anwendbar für die bodennahe Luftschicht? Zur Klärung dieser Frage führte ich die dazu nötigen Messungen auf einem fast ebenen, gepflügten Acker westlich des Geophysikalischen Institutes durch. Die Meßstelle wurde so ausgewählt, daß die Länge der Anlaufstrecke, also das von der Luft vorher bestrichene, ebene Feld, etwa 200 bis 250 m betrug. Die Thermometer waren in den Höhen 14, 53 und 100 cm und zwei Anemometer in den Höhen 32 und 77 cm am Stativ befestigt. Ausgewertet wurde die Registrierung vom 8. II. 1938. Der Himmel war wolkenlos, am Nachmittag wehte der Wind aus Südost und hatte in 1 m Höhe eine Stärke von etwa 3 m/sec. Mit der Zunahme der Ausstrahlung gegen abend nahm der Wind ab und drehte dabei auf Ost, aber nur an der Meßstelle, während in der Höhe der Wind weiter aus Süd bis Südost wehte, was ich durch einen an einem etwa 50 m langen Faden befestigten Ballon feststellen konnte. Der Kaltluftfluß vom Hang des Warteberges setzte sich also bis in die Ebene durch.

Zur Bestimmung der Zahl Θ . Der Temperaturgradient wurde aus den Temperaturregistrierungen in den Höhen von 53 und 100 cm entnommen, der Windgradient aus Windregistrierungen in den Höhen 32 und 77 cm. Das setzt voraus, daß infinitesimale durch endliche Differenzen ersetzt werden dürfen, und daß der Windgradient zwischen 32 und 77 cm nicht wesentlich verschieden von dem zwischen 53 und 100 cm ist. Da dies wohl nicht immer zutrifft, was auch aus den Registrierungen hervorgeht, wird das Ergebnis mit einer gewissen Unsicherheit behaftet sein.

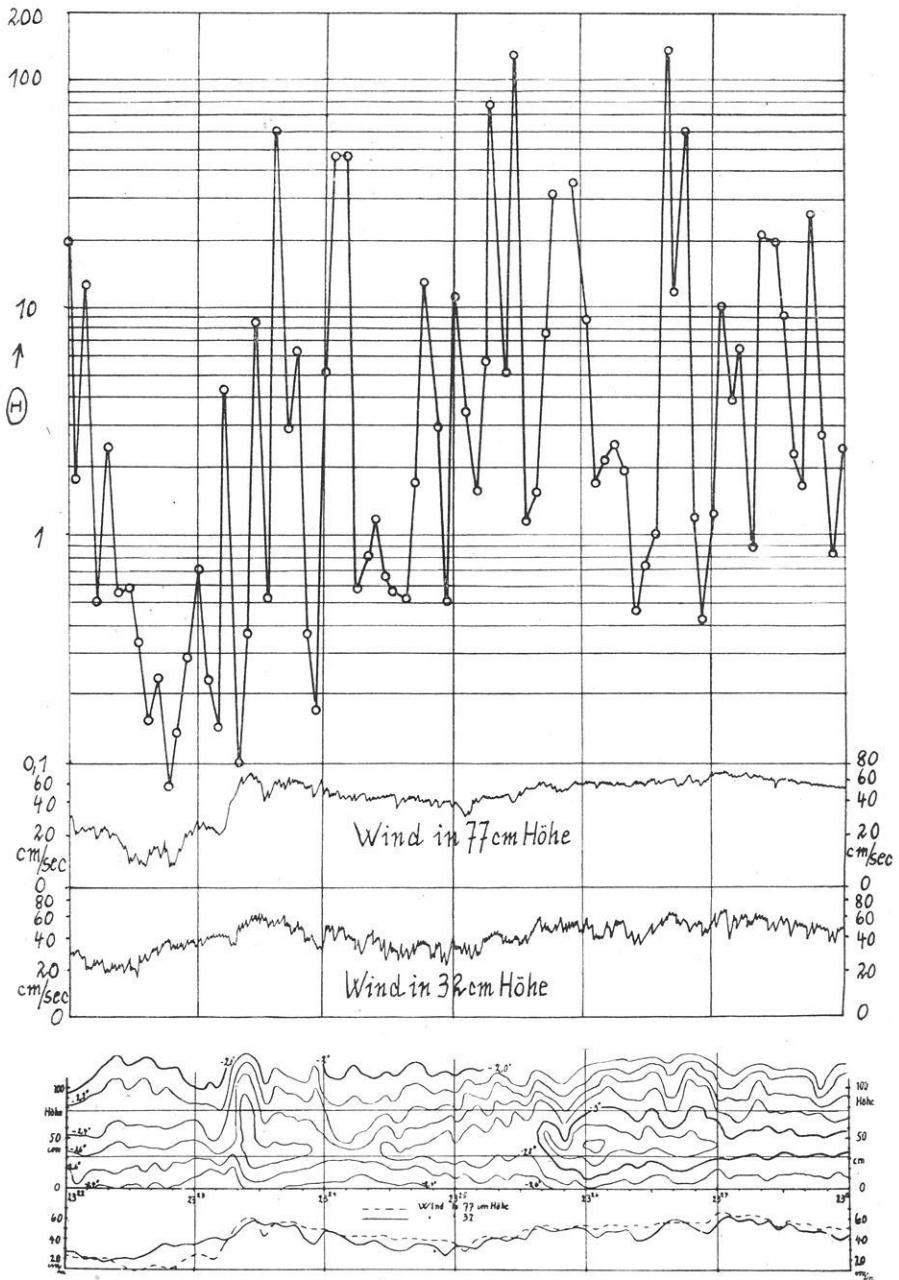


Fig. 2. Windregistrierung mit den dazu gehörigen Θ -Werten. Darunter Thermoisoplethendarstellung für denselben Bereich

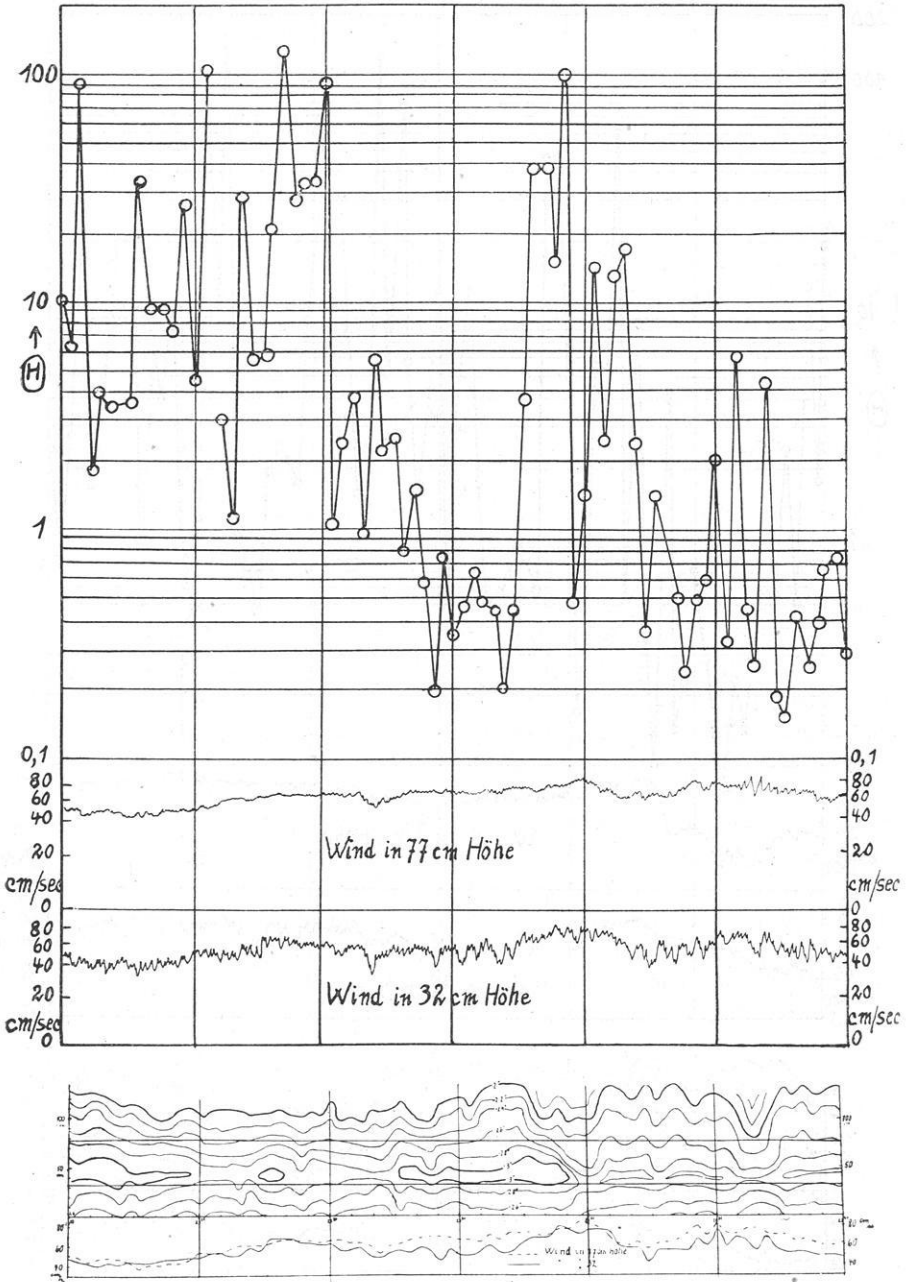


Fig. 3. Windregistrierung mit den dazu gehörigen Θ -Werten. Darunter Thermoisoplethendarstellung für denselben Bereich

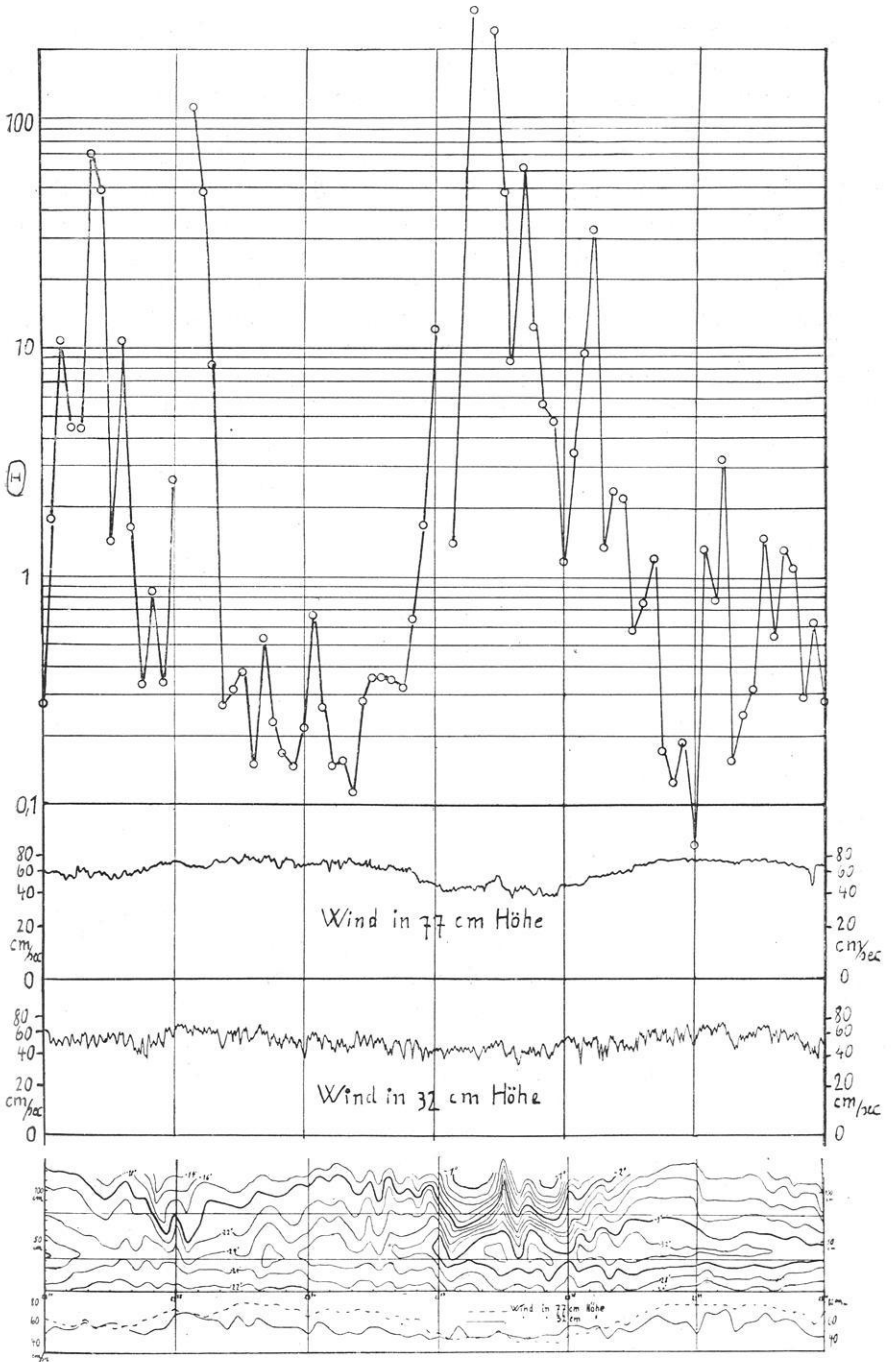


Fig. 4. Windregistrierung mit den dazu gehörigen Θ -Werten. Darunter Thermoisoplethendarstellung für denselben Bereich

Ich habe für 18 Minuten etwa alle 5 Sekunden einen Θ -Wert berechnet und oberhalb der Windregistrierungen logarithmisch aufgetragen (siehe Fig. 2, 3, 4). Insgesamt wurden rund 1000 Werte verwendet. Um die einzelnen Vorgänge besser verstehen zu können, ist unterhalb der Windregistrierung das Thermoisoplethbild für denselben Bereich gezeichnet und auch der Geschwindigkeitsverlauf von beiden Höhen eingetragen. Auffällig ist zunächst, daß nur die Windregistrierung in 77 cm Höhe laminare Stellen aufweist. Man wird vermuten, daß die, durch die Bodenrauigkeit entstehenden Reibungswirbel nur das untere Anemometer erfassen. Doch ein Blick auf die Isoplethendarstellung gibt eine andere Erklärung. Das untere Anemometer befindet sich in einer labilen und das obere in einer stabilen Schichtung. Die Anemometer zeigen demnach schon rein qualitativ den Charakter der Schichtung an. Auf die Einzelheiten in der Thermoisoplethendarstellung wollen wir weiter unten eingehen. Die Tatsache, daß sich die Wind-

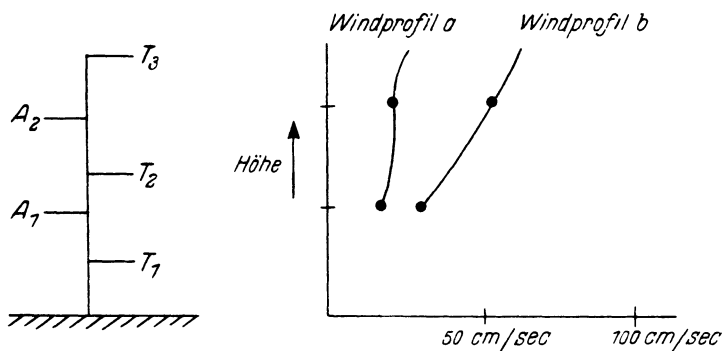


Fig. 4 a

messer in verschiedenen geschichteten Luftmassen befinden, wird den zu bestimmenden Windgradienten auch mit Fehlern behaftet und damit die Ungenauigkeit der Θ -Werte vergrößern. Zum Ausdruck kommt das besonders in dem Verlauf der Geschwindigkeiten in den beiden verschiedenen Höhen. Der Gradient schwankt sehr stark, wird teilweise sogar negativ. Nach diesen Vorbemerkungen wird vielleicht auch die große Unstetigkeit der Θ -Werte verständlich. Eines ist überraschend bei der Betrachtung der Θ -Werte, daß kein Wert unter 0.07 heruntergeht, obgleich doch ohne Zweifel vom oberen Anemometer an einigen Stellen Turbulenz angezeigt wird. Daraus würde folgen, daß der Wert für das kritische Θ bestimmt höher liegt. Wenn bei turbulenter Strömung (maßgebend dafür ist in diesem Falle nur die obere Windregistrierung) Θ -Werte vorkommen, die größer als 1 sind, so ist das wohl zum großen Teil der ungenauen Windgradientbestimmung zuzuschreiben, die in diesem Falle bestimmt zu klein ist. Zu erkennen ist das besonders an den Stellen, an denen die Geschwindigkeiten in beiden Höhen fast gleich sind.

Eine kleine Skizze vom Aufbau der Apparatur möge diese Tatsache noch etwas erläutern (Fig. 4 a). Aus T_2 und T_3 wurde der Temperaturgradient, aus A_1 und A_2 der Windgradient bestimmt. Nun ist klar, wenn A_1 und A_2 dieselbe Windstärke anzeigen, daß dann zwischen T_2 und T_3 der Windgradient nicht Null zu sein braucht. Er wird in den meisten Fällen verschieden sein. (Siehe Skizze und Windprofil a.) Andererseits kann bei großer Geschwindigkeitsdifferenz zwischen A_2 und A_1 der Gradient zwischen A_1 und A_2 nicht viel verschieden sein von dem zwischen T_2 und T_3 (Profil b).

Von der Annahme ausgehend, daß dann der Geschwindigkeitsgradient am meisten dem wirklichen entspricht, wenn er in den Registrierungen den größten Wert hat, ziehe ich nur solche Stellen zur Bestimmung des kritischen Θ in Betracht, wo dieses erfüllt ist. Das ist der Fall von

23 ^h 30 ^{min} 30 ^{sec}	bis	23 ^h 31 ^{min} 30 ^{sec}
23 32 30	,,	23 34
23 35 20	,,	23 36 50
23 38 20	,,	23 40

An diesen Stellen schwankt Θ im Mittel zwischen 0.3 und 0.7. Die Strömung ist einmal laminar, das andere Mal turbulent. Das kritische Θ liegt hiernach etwa zwischen diesen beiden Werten. Eine Bestätigung findet dieser Wert noch durch einen anderen Teil der Registrierung (Fig. 5). Hier ist die Bedingung, daß in 77 cm Höhe immer größere Geschwindigkeit als in 33 cm Höhe herrscht, gut erfüllt. Vor 22^h 35^{min} hat die Strömung wohl als laminar zu gelten. Θ hat den Wert 0.7. Kurz nach 22^h 35^{min} sinkt die Temperatur in 100 cm Höhe und mit ihm Θ auf 0.15. Die Turbulenz wird nur durch den kleinen Zacken nach unten angedeutet. Darauf folgt wieder ein laminares Stück bis 22^h 35^{min} 40^{sec}. $\Theta = 1.8$. Um 22^h 35^{min} 40^{sec} setzt eindeutige Turbulenz ein. $\Theta = 0.5$. Ein Wert für das kritische Θ von 0.5 bis 0.6 ist daher wahrscheinlich.

Päschke [2] hat in seiner schon oben zitierten Arbeit für seine Geschwindigkeits- und Temperaturprofile auch die Richardsonsche Zahl berechnet. Da er keine Registrierungen dazu hatte, konnte er nur qualitative Aussagen aus dem Verhalten des Ableseinstrumentes machen. Bei den im stabilen Gebiet liegenden

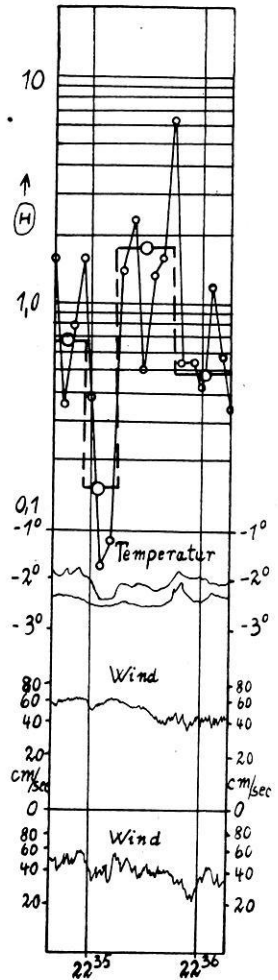


Fig. 5. Registrierung von Wind und Temperatur. Wind in 32 und 77 cm Höhe, Temperatur in 53 und 100 cm Höhe. Darüber die dazu gehörigen Θ -Werte

Meßpunkten, d. h. Θ ist größer als $1/24$, waren die Zeigerschwankungen so gering, daß er mit dem empfindlichen Meßbereich arbeiten konnte. Für Profile, die in der Nähe der Grenze lagen, aber gleichfalls noch stabil waren, mußte er schon auf einen weniger empfindlichen Bereich umschalten. In den Fällen, in denen in 5 m Höhe die Windgeschwindigkeit 4 m betrug, Θ noch größer als $1/24$ war und für Profile mit Θ -Werten kleiner als $1/24$, mußte das Instrument durch Vorschalten eines Widerstandes extra gedämpft werden, da sonst der Zeiger bald links und bald rechts gegen die Endstellung zu schlagen drohte. Nach dieser Methode ist aber der Wert von Θ_{kr} , bei dem der Umschlag von laminarer in turbulente Strömung eintritt, nicht genau festzulegen.

Erwähnt sei das Ergebnis einer englischen Untersuchung von W. D. Flower [26], die für Θ_{kr} den Wert 1 ergibt. Dabei muß berücksichtigt werden, daß Registrierungen von Windrichtung und -stärke nur in einer Höhe von 15.2 m vorhanden waren, so daß Flower [26] die Windgeschwindigkeit in 15.2 m Höhe gleich dem vertikalen Windgradienten zwischen der Oberfläche und dieser Höhe setzt. Weiterhin setzt er voraus, daß der Temperaturgradient zwischen 1.1 und 16.2 m (in diesen Höhen wurde die Temperatur aufgezeichnet) gleich ist dem zwischen der Oberfläche und 16.2 m. Das ist bei großen Inversionen wohl niemals der Fall.

Dann liegen noch einige Messungen aus der Meereskunde vor. Strom und Dichtebeobachtungen an zwei Stationen in der Ostsee, bei denen die Turbulenz völlig verschwunden war, ergaben Richardsonsche Zahlen von 0.59 und 0.95. Da die Sprungschicht weit vom Boden entfernt war, wird hier mehr die Voraussetzung der Goldsteinschen Lösung erfüllt sein, d. h. man kann die Reibung vernachlässigen und eine lineare Änderung der Geschwindigkeit voraussetzen. Dieser Wert würde demnach durchaus in den Rahmen der Theorien passen, wonach einmal bei laminarer Strömung $\Theta = 1/4$ (Taylor [10], Goldstein [11]) und das andere Mal $\Theta = 1/24$ (Schlichting [16]) sein muß.

Nach den anderen Ergebnissen (und diese letzte Messung spricht aber auch nicht dagegen) scheint die Richardsonsche Zahl in der bodennahen Luftströmung einen größeren Wert zu haben, als die Theorie und auch das Laboratoriums-experiment zeigen. In diesem Zusammenhang scheint es mir wichtig, auf ein Ergebnis der Untersuchungen von Päschke [2] hinzuweisen. Er findet die überraschende Tatsache, daß auch bei großen Stabilitäten, bei denen nach hier vorliegenden Messungen die Strömung ohne Zweifel laminar ist, ausgesprochene turbulente Reibungsprofile vorhanden sind. Seiner Meinung nach liegt das an der starken Rückwirkung der Reibungsschicht bis zur Höhe von 5 m. Damit wäre auch eine Erklärung für die größeren Richardsonschen Zahlen in der bodennahen Luftschicht gegeben. Da nämlich der Windgradient beim turbulenten Reibungsprofil kleiner ist als beim laminaren, und in der Richardsonschen Zahl der Windgradient als Quadrat im Nenner steht, so folgt daraus, daß der Wert für das kritische Θ in der bodennahen Luftschicht größer sein muß. Der Hauptunterschied zwischen dem im Laboratorium und in der freien Atmosphäre ge-

fundenen Θ liegt demnach in der größeren Rauhgigkeit des Bodens, die das erforderliche laminare Profil nicht entstehen läßt. Diese Tatsache wird in der Theorie der Stabilität berücksichtigt werden müssen.

III. Berechnung des Austausches in der bodennahen Luftschicht

In engem Zusammenhang mit der Stabilität einer Luftströmung steht der Austausch. Es erschien daher zweckmäßig, im Anschluß an die Stabilitätsuntersuchung den Austausch bei einer stabilen Schichtung in Bodennähe zu untersuchen. Der Austausch ist hier definiert als der sekundliche vertikale Massentransport irgendeiner Eigenschaft der Luft durch die horizontale Einheitsfläche. Er konnte auf Grund der gewonnenen Registrierungen auf zweifache Art bestimmt werden. Die Temperaturregistrierungen gestatten den Austausch aus den Temperaturschwankungen zu berechnen, gleichzeitig erlaubte die Kenntnis des Windgradienten eine zweite Austauschbestimmung. Zur Berechnung des thermischen Austausches hat Ertel [17] folgende Formel abgeleitet:

$$A_{th} = \rho \frac{Sm(T)t Mm\left(\frac{dT}{dt}\right)t}{\left(\frac{\partial T_p}{\partial z}\right)}$$

ρ = Dichte; $Sm(T)t$ = mittlere Schwankung der Temperatur; $Mm\left(\frac{dT}{dt}\right)t$ = mittlere Schwankung der zeitlichen Änderung der Temperatur; $\frac{\partial T_p}{\partial z}$ = Temperaturgradient.

Sie gilt nur unter der Voraussetzung, daß alle Temperaturschwankungen durch Heben und Senken von einzelnen Luftballen entstanden sind, und daß alle großen und kleinen Schwankungen erfaßt werden. Temperaturänderungen durch advektiv herangeführte Luft werden demnach den Austauschwert fälschen. Wie weit obige Voraussetzungen bei unseren Registrierungen erfüllt sind, mögen zwei Ausschnitte zeigen (Fig. 6a und 6b). Sie sind auch am 8. II. 1938 gewonnen. Fig. 6a gibt einen Ausschnitt um 16^h 20^{min}. Die Ausstrahlung beginnt gerade wirksam zu werden. Die Temperatur ist, soweit die Ablesegenauigkeit der Registrierung es zuläßt, also auf $\pm 0.05^{\circ}$, in allen Höhen gleich. Die Schichtung ist also schwach stabil. Die in 53 cm Höhe hervorgerufenen Temperaturschwankungen sind nicht größer als $1/10^{\circ}$. Bei adiabatischer Schichtung müßten sie 0 sein. 40 Minuten später (Fig. 6b) hat die Ausstrahlung schon derart zugenommen, daß wir in 52 cm Höhe einen Temperaturgradienten von $0.4^{\circ}/m$ ($40^{\circ}/100 m$) haben. Wenn wir annehmen, die Luftballen haben bei b denselben Mischungsweg wie bei a, so müssen die Temperaturschwankungen bedeutend größer geworden sein. In der Registrierung sind Schwankungen bis zu $3/4^{\circ}$ vorhanden, das würde einem

Mischungsweg von etwa 2 m entsprechen. Qualitativ zeigen die Registrierungen also die geforderte Voraussetzung.

Nach einer Überlegung von Prandtl läßt sich nun der Austausch aus dem Windgradienten bestimmen. Der Austausch ist seiner Dimension nach ein Produkt aus der Dichte einer Länge und einer Geschwindigkeit $A = \rho l v'$. Bei der Länge l handelt es sich offenbar um eine Weglänge, die bei den turbulenten Mischungsvorgängen eine ähnliche Rolle spielt, wie die mittlere freie Weglänge bei der molekularen Diffusion der Gase. Prandtl bezeichnet sie als Mischungsweg. v' ist die Austauschgeschwindigkeit und von der Größenordnung des Geschwindigkeitsunterschiedes zweier um die Entfernung l auseinanderliegenden Schichten. Dieser Geschwindigkeitsunterschied ist in erster

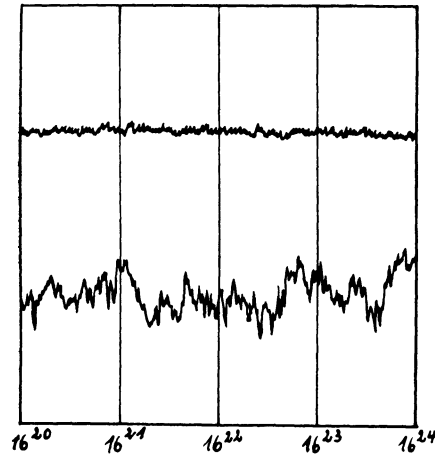


Fig. 6 a

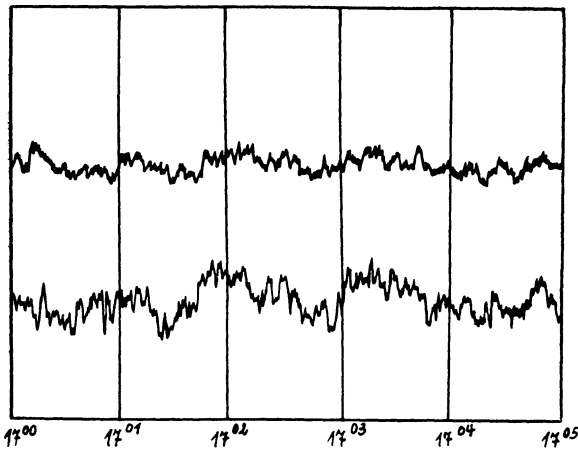


Fig. 6 b

Fig. 6. Wind- und Temperaturregistrierung bei verschiedener Stabilität. Obere Kurve: Temperatur, untere Kurve: Wind, a) bei geringer, b) bei stärkerer Stabilität

Näherung $= l \frac{du}{dz}$. Für den Austausch

ergibt sich somit $A_{dyn} = \rho l^2 \frac{du}{dz}$. Da-

bei ist der Proportionalitätsfaktor mit in l aufgenommen worden, wodurch l einen etwas anderen Wert bekommt als ursprünglich. Bei der Kenntnis von l und dem Windgradienten läßt sich aus dieser Formel der Austausch bestimmen. Nach Prandtl [5] kann man den Mischungsweg proportional dem Bodenabstand setzen, also $l = k z$. Die Konstante k bestimmt die Länge des Mischungsweges und ist nach Prandtl [5] und von Karman rund 0.4 für adiabatische Schichtung.

Ich habe nun den Austausch nach obigen Formeln für die Höhe 53 cm berechnet. Bevor ich auf die Ergebnisse selbst eingehe, möchte ich noch einige Einzelheiten über ihre Gewinnung angeben. Die Temperatur- wie auch die Wind-

registrierungen wertete ich im Abstand von 2 bis 3 sec aus. Die Schwankung der Temperatur und auch die Schwankung der zeitlichen Änderung der Temperatur in der Ertelschen Formel wurden über 1 Minute gemittelt. Die mittlere Temperatur für 1 Minute graphisch für die drei Höhen aufgetragen, ergab den Gradienten in 53 cm Höhe. Es ist noch der adiabatische Gradient zu berücksichtigen, da im Nenner der Ertelschen Formel der Gradient der potentiellen Temperatur steht. In unserem Falle ist er kleiner als die Meßgenauigkeit (adiabatischer Gradient 0.01/m Meßgenauigkeit $\pm 0.05^0/m$) und konnte vernachlässigt werden. Im Mittel betrug der Temperaturgradient für den ausgewerteten Teil etwa $0.4^0/m$ ($40^0/100 m$) (siehe Tabelle). Die Schichtung war durchaus stabil. Daß die Strömung aber dennoch turbulent war, zeigt eindeutig die Registrierung der Fig. 6a und 6b. Die Windstruktur ist im schwach wie auch im stärker stabilen Fall dieselbe. Damit in Übereinstimmung sind auch die errechneten Θ -Werte. Sie werden nicht größer als $1/40$.

Tabelle 1

Zeit	u in cm/sec in den Höhen		$\frac{d u}{d z}$	$\frac{d T}{d z}$ $^0C/cm$	Θ	A_{th} $gem^{-1} sec^{-1}$	A_{dyn} $gem^{-1} sec^{-1}$
	32 cm	77 cm					
17 ⁰⁰ —17 ⁰¹	210	241	0.69	$3.25 \cdot 10^{-3}$	0.025	1.23	0.58
17 ⁰¹ —17 ⁰²	233	301	1.52	$3.95 \cdot 10^{-3}$	0.0057	0.90	0.88
17 ⁰² —17 ⁰³	243	302	1.33	$4.6 \cdot 10^{-3}$	0.0093	0.82	0.77
17 ⁰³ —17 ⁰⁴	266	335	1.57	$4.4 \cdot 10^{-3}$	0.0063	0.72	0.91
17 ⁰⁴ —17 ⁰⁵	217	269	1.16	$3.8 \cdot 10^{-3}$	0.010	0.79	0.67
					Mittel:	0.89	0.77

Die Tabelle zeigt eine Gegenüberstellung der auf diese Art gewonnenen Werte. Die Schwankungen sind bis auf den Wert von 17^h 00^{min} bis 17^h 01^{min} nicht groß und durchaus im Rahmen der Registriergenauigkeit. Die Abweichung des ersten Wertes ist wohl in Zusammenhang zu bringen mit einem kleinen Luftkörperwechsel, der vor allen Dingen den thermischen Wert zu groß werden läßt. Läßt man daher bei der Mittelbildung diesen Wert fort, so erhält man für den thermischen und dynamischen Austausch 0.81, das ist natürlich reiner Zufall, wie man auch aus der Streuung der einzelnen Werte sieht.

Dieses Ergebnis ist zunächst etwas überraschend. Man sollte annehmen, der dynamische Austausch müßte größer als der thermische sein, denn ich habe den nur für adiabatische Schichtung gültigen Mischungsweg benutzt. Bei stabiler Schichtung wird dieser Mischungsweg kleiner sein, da bei derselben Schubspannung jetzt die Luftballen weniger gehoben und gesenkt werden können. Ein Teil der durch die Schubspannung zugeführten Energie wird in potentielle Energie umgewandelt. Nach diesem Ergebnis ist bei den oben in der Tabelle stehenden Θ -Werten in 50 cm Höhe der Mischungsweg wenig gegenüber der adiabatischen Schichtung verändert.

Nun haben Rossby und Montgomery [28] die Bedeutung der Stabilität für die Windänderung mit der Höhe und für den Austausch untersucht. Ihr

Ergebnis läßt sich aber nicht auf die bodennahe Luftschicht anwenden, da sie eine lineare Temperaturverteilung annehmen. Sverdrup [7] erweitert daher ihre Rechnung und nimmt eine Temperaturverteilung mit der Höhe an, die (bei stabiler Schichtung) der Windverteilung ähnlich ist und setzt daher analog dem Potenzgesetz für die Windgeschwindigkeit $T_p = T_{p0} + b(z + z_0)^{1/n}$ (T_p = potentielle Temperatur). Er begründet das damit, daß bei stationären Verhältnissen der Wärmestrom gegen den Boden konstant ist.

$$\Theta = c_p A_{th} \frac{dT_p}{dz}.$$

Ein Vergleich mit dem Schubspannungsansatz $\tau = A_{dyn} \frac{du}{dz}$ (A_{dyn} = dynamischer Austausch) zeigt, daß dann $A_{th} = A_{dyn}$ sein muß, und die Strahlung keinen Einfluß auf die Temperaturänderung haben darf. Er findet eine einigermaßen gute Übereinstimmung obigen Ansatzes mit den von ihm im Sommer 1934 auf einem Firnfeld auf Spitzbergen bis 7 m Höhe durchgeführten Wind- und Temperaturmessungen. Jetzt kann er mit Hilfe dieser Messungen die einzelnen Konstanten seiner Rechnung bestimmen und damit theoretisch den dynamischen Austausch berechnen. Weiterhin war aus anderen Messungen (Strahlungsvorgänge und Schneeabschmelzungen) der Wärmeaustausch A_{th} bestimmt worden. Die Übereinstimmung beider Werte ist sehr gut. Demnach waren die von ihm gemachten Voraussetzungen erfüllt. Daneben hat auch Sverdrup den dynamischen Austausch für adiabatische Schichtung berechnet. Bei einer Windgeschwindigkeit von rund 300 cm/sec in 30 cm Höhe, also in derselben Größenordnung, wie sie bei meinen Messungen herrschten, sind wesentliche Abweichungen zwischen stabil und adiabatisch dynamischem Austausch erst oberhalb 1 m vorhanden. Die Abweichungen betragen unterhalb 1 m nur 5 bis 10%. Damit ist also der von mir benutzte Mischungsweg durchaus berechtigt. Der bei Sverdrup berechnete Austauschwert beträgt für 50 cm Höhe etwa $0,5 (g \cdot cm^{-1} sec^{-1})$, ist also kleiner als der aus meinen Messungen gewonnene. Das wird seinen Grund haben in der geringeren Rauigkeit der Schneefläche.

Die gute Übereinstimmung des thermischen und dynamischen Austausches hat eine praktische Nutzenanwendung. Da die Bestimmung des dynamischen Austausches experimentell bedeutend einfacher ist, wird man diese im allgemeinen vorziehen. Es ist nur die Kenntnis des Windgradienten nötig. Dabei müßte auch für größere Höhen die Abhängigkeit des Austausches von der thermischen Schichtung insbesondere der Stabilität noch untersucht werden.

IV. Modellversuche für makrometeorologische Kaltluftberge

Der Kaltluftfluß wurde an demselben Steilhang, an dem Reiher [31] und auch Nitze [30] ihre Messungen durchgeführt hatten, weiter untersucht (Gefälle 1 : 3). 20 m unterhalb der Hangkante war die Meßstelle, versehen mit drei

elektrischen Thermometern und zwei Anemometern, die an dem Stativ angebracht waren. (Die Thermometer in den Höhen 13, 36 und 63 cm, die Anemometer in den Höhen 18 und 52 cm). 20 m von der Meßstelle entfernt und etwa 10 m seitwärts von der Senkrechten zu den Isohypsen, die durch den Meßpunkt ging, befand sich auf einem kaum befahrenen Feldwege das Zelt.

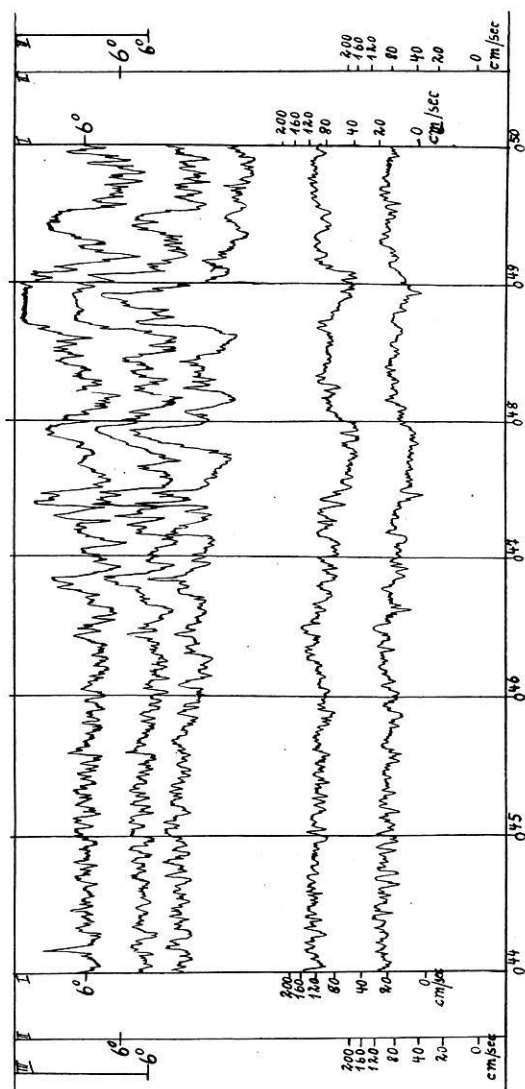


Fig. 7.
 Registrierung des Kaltluftflusses, Einsetzen des Kaltluftflusses bei Windgeschwindigkeit unter 1 m/sec.
 Die drei oberen Kurven sind die Temperaturregistrierung, darunter der Wind

Registriernacht 23. bis 24. 11. 1938. Auf dem Hang lag eine Schneedecke von 4 cm, die an einigen Stellen durchbrochen war. Der Himmel war wolkenlos und ein schwacher Wind wehte aus Ost, also etwa quer zum Hang. Fig. 7 zeigt einen

Ausschnitt aus der Registrierung. Sie soll zum Ausdruck bringen, wie groß die Abhängigkeit des Kaltluftflusses von dem Wind ist. Das pulsatorische Kaltluftfließen setzt erst ein, nachdem der Wind unter 1 m/sec heruntergegangen ist, was auch mit den Beobachtungen von Nitze und Reiher übereinstimmt. Wie Nitze durch ausgewogene Ballone und gleichzeitige Messung der Temperatur mit Quecksilberthermometer feststellte, war dieses Kaltluftfließen mit einem Zirkulationssystem verbunden. Es sind dies die Wirbel, die zwischen der kalten, den Hang herunterfließenden Luft und der darüberlagernden Warmluft entstehen. Sie bilden sich in den Isoplethendarstellungen von Fig. 9 durch die wellige Be-

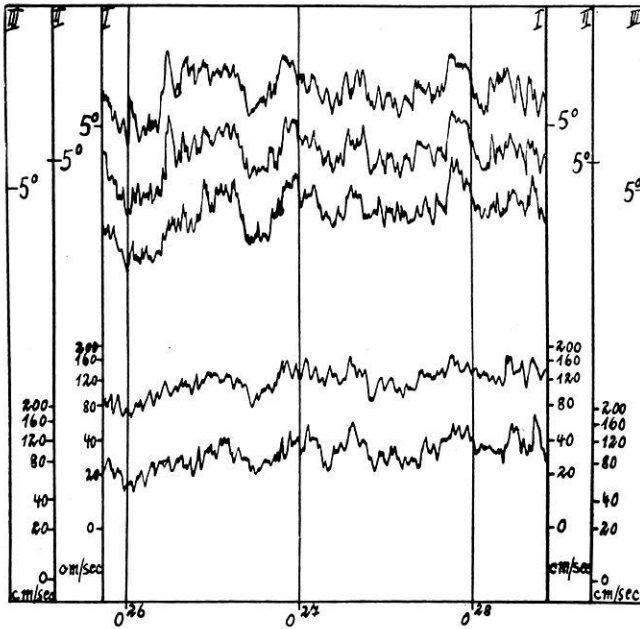


Fig. 8. In Phasenschwingen von Wind und Temperatur

grenzung der Kaltluft ab. Aus den Registrierungen ist eine Periodizität dieses Kaltluftflusses von etwa 12 bis 15 Minuten, wie sie Nitze und Reiher beobachtet haben, nicht zu erkennen. Ein Tropfen nach dem anderen rutscht den Hang herunter, teils gut gesondert, teils ineinanderlaufend. Anscheinend kann man daher nicht nur von einem mechanisch bedingten Instabilwerden der an der Hangkante aufgestauten Kaltluft reden. Es wird dem dynamischen Anstoß ebenso große Bedeutung zukommen. Doch das ist im einzelnen nicht hier zu entscheiden.

Sehr interessant ist eine Tatsache, daß bei Windgeschwindigkeiten über 1 m/sec Temperatur und Wind im gleichen Sinne, also in Phase schwingen, d. h. Abnahme der Temperatur geht einher mit Abnahme der Windgeschwindigkeit.

Fig. 8. Bei Windgeschwindigkeit unter 1 m/sec haben wir dann umgekehrt bei Temperaturabnahme eine Windzunahme. Fig. 7. Der Wind hat im letzten Falle

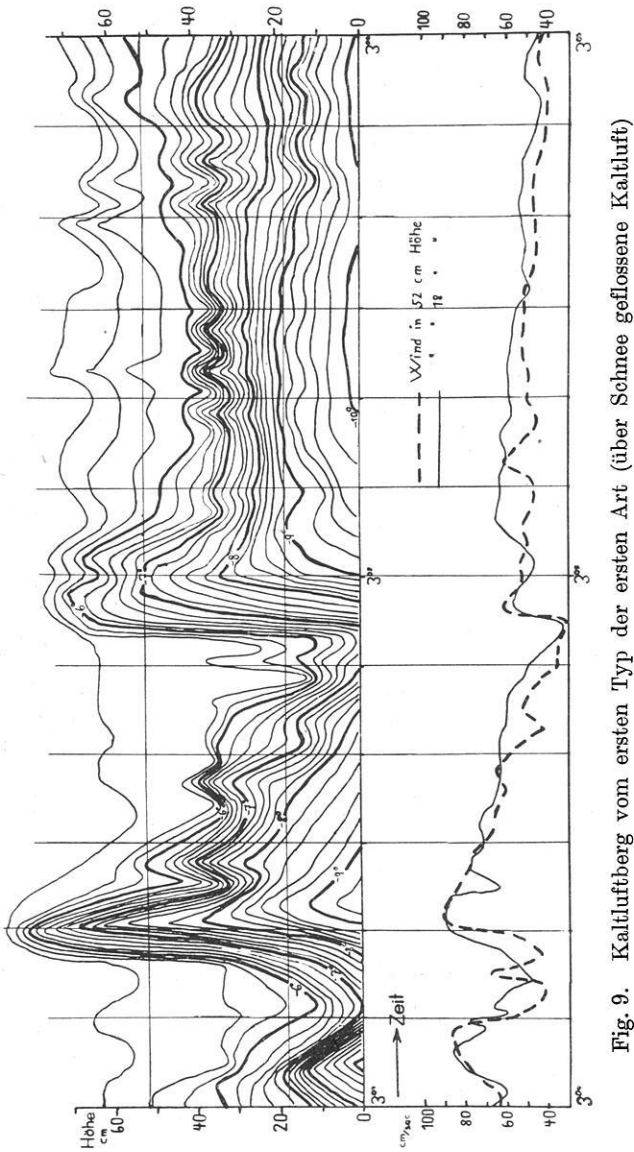


Fig. 9. Kaltluftberg vom ersten Typ der ersten Art (über Schnee geflossene Kaltluft)

nicht mehr die Kraft, den Kaltlufttropfen durchzuwirbeln und läßt gleichzeitig die Kaltluft sich an der Hangkante mehr ansammeln. Die Deutung dieser Tatsachen ist die: Im ersten Falle kann der Oberwind, sobald eine größere Kaltluft-

menge den Hang herunterfließt, nicht bis zum Boden durchdringen. Die Kaltluft bildet die neue Oberfläche. Mit dem Sinken der Temperatur muß auch die Wind-

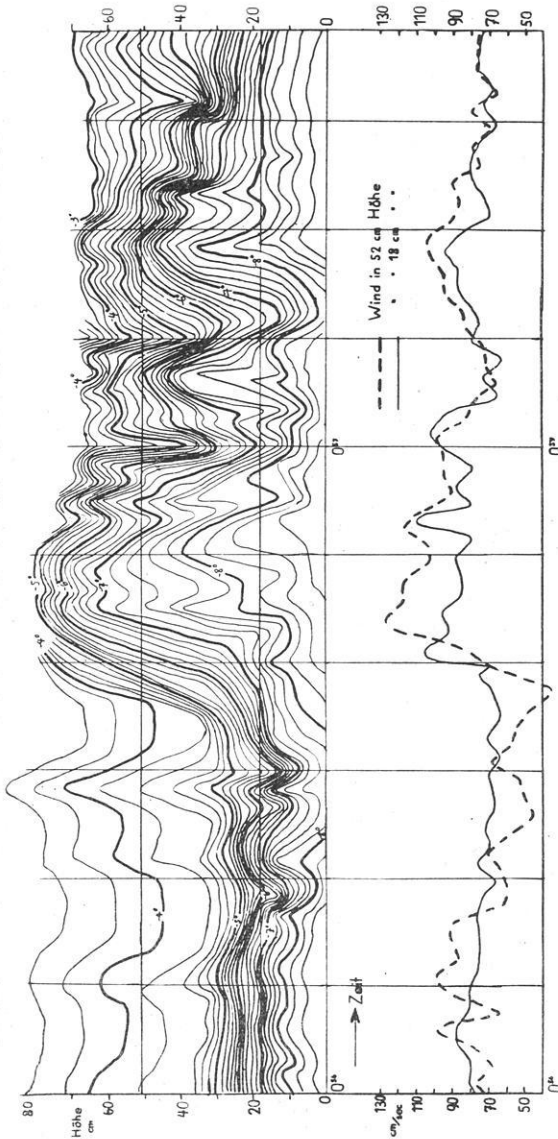


Fig. 10. Kaltluftberg vom zweiten Typ der ersten Art (über Schnee geflossene Kaltluft)

geschwindigkeit abnehmen. Im zweiten Falle ist der Oberwind fast gänzlich abgeflaut, < 80 cm/sec. Fließt nun Kaltluft den Hang hinab, so wird die höhere Windgeschwindigkeit durch die fließende Kaltluft selbst erzeugt.

Einzelheiten der Kaltlufttropfen. In Fig. 9, 10, 11 sind vier Kaltluftkörper in Thermoisoplethen gezeichnet worden. Fig. 11 ist der Arbeit von Reiher [31] entnommen. Die Wetterlage bei dem Kaltlufttropfen von Reiher war ähnlich der vom 23. bis 24. II. 1938. Ein Unterschied besteht nur in der Unterlage. Bei Reiher fehlte die dünne Schneedecke. Dieser Umstand aber bewirkte schon einen grundlegenden Unterschied in der Form des Kaltluftberges. Nach den vorliegenden Messungen müssen wir demnach zwei Arten unterscheiden, einmal über einfaches Weideland und das andere Mal über Schnee geflossene Kaltluftberge. Bevor ich näher auf die Unterschiede eingehe, sei eine kurze Beschreibung der Kaltlufttropfen gegeben.

Aus den Registrierungen sind einige der typischen und markantesten Tropfen ausgesucht. Im allgemeinen sind die Berge nicht so eindeutig ausgebildet, sondern

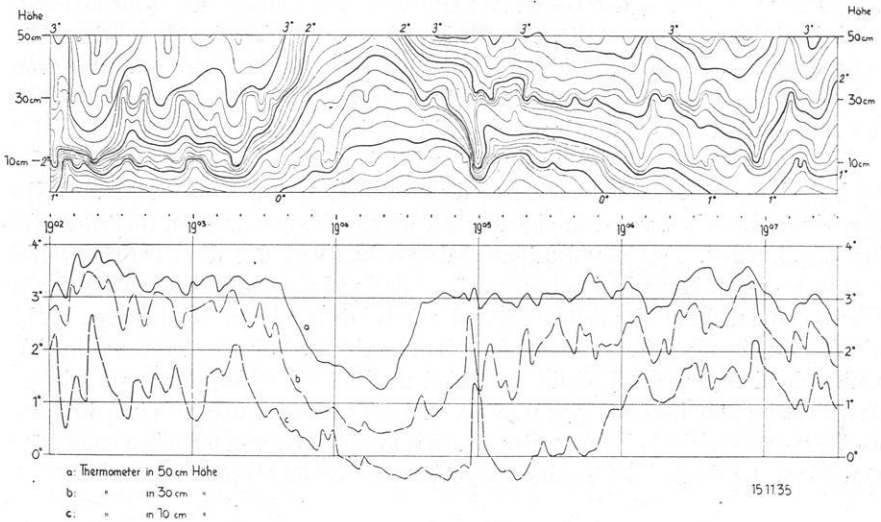


Fig. 11. Kaltluftberg von der zweiten Art (über Weideland geflossene Kaltluft). Entnommen der Arbeit von Reiher

durch äußere Einflüsse (Wind) gestört. Man kann nun jede Art wieder in Typen zerlegen, und zwar möchte ich zwei Haupttypen unterscheiden, im Gegensatz zu Reiher, der eine Einteilung nach drei Typen vornimmt. Es gibt natürlich dazwischen alle nur möglichen Übergänge. Fig. 9 zeigt den ersten Typ der ersten Art. Vor dem eigentlichen Berg befindet sich bis fast auf den Boden reichend Warmluft ($3^h 4^{min} 12^{sec}$ und $3^h 4^{min} 53^{sec}$). Dann bricht bis etwa 70 cm Höhe die Kaltluft ein. Die Neigung der Frontfläche ist etwa 20° . Auffallend ist die große Drängung der Isothermen in der Grenzschicht zwischen warm und kalt, die besonders in der Front des ersten Berges der sogenannten passiven Aufgleitfläche zutage tritt (Fig. 9). Als Begrenzung für den Kaltluftberg möchte ich in diesem Falle die 7° -Isotherme annehmen. Der Übergang von warm nach kalt erfolgt also

in 2 bis 3 Sekunden, d. h. die Übergangsschicht ist bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von 50 cm/sec etwa 100 bis 150 cm dick. Der Abfall des Berges geht langsam vor sich. Im ersten Berg ist die Neigung 1 : 30. Im folgenden Berg reißt die Kaltluft nicht ab, sondern fließt am Boden bis etwa 30 cm weiter. Recht gut kommt in den Figuren zum Ausdruck, wie sich an der Grenzschicht zwischen warm und kalt Wellen ausbilden, die im Zusammenhang stehen mit den von Nitze gemessenen Hangwirbeln. Man kann aus der Isoplethendarstellung sogar etwas über die Größenordnung der Wirbel aussagen. An der Ausbildung einer Welle (von Maximum zu Maximum) müssen zwei Wirbel beteiligt sein. Die Wellenlänge beträgt in Fig. 9 etwa 4 Sekunden, das macht bei einer Windgeschwindigkeit von 60 cm/sec 240 cm. Der Durchmesser eines Wirbels würde somit rund 120 cm betragen.

Der zweite Typus der ersten Art (Fließen über Schnee) der Kaltlufttropfen wird durch Fig. 10 dargestellt. Am Boden fließt noch Kaltluft bis zu einer Höhe von 20 cm und schwillt um $0^h 56^{\text{min}} 40^{\text{sec}}$ plötzlich bis zu 70 cm an. Die Frontneigung ist geringer als im ersten Typ und beträgt nur rund 10° . Die Rückseite des Berges wird gestört durch nachfolgende kleinere Tropfen.

Dazu im Gegensatz die zweite Art, wie wir einen Vertreter in Fig. 11 sehen. Er hat eine gewisse Ähnlichkeit mit dem zweiten Typ der ersten Art. Reiher bezeichnet die schon vor dem eigentlichen Kaltluftberg am Boden fließende Kaltluft als „Zunge“. Der Hauptunterschied besteht darin, daß die Übergangsschicht von warm nach kalt nicht so ausgeprägt, also mehr verwischt ist. Obgleich die Überhöhung mehr als doppelt so groß ist, wie bei den anderen Abbildungen, ist hier die Frontneigung rein anschaulich schon geringer. Ein anderes wesentliches Unterscheidungsmerkmal ist die verschiedene Länge der Kaltluftberge. Die erste Art fließt im Durchschnitt (wenn man von den Störungen absieht) etwa 40 Sekunden. Das entspricht bei einer mittleren Geschwindigkeit von 60 m/sec einer Länge von 24 m. Reiher gibt für seine Berge Längen von 62 bis über 300 m an.

Windsystem, das sich beim Kaltluftfluß am Hang ausbildet. Unterhalb der Isoplethendarstellung sind die Windgeschwindigkeiten von 18 und 52 cm Höhe aufgetragen. Leider fehlen bei den Reiherischen Bergen die Windgeschwindigkeiten, da die Windmessungen nicht hinreichend genau waren. Es ist auffällig, wie mit dem Kaltlufteinbruch die Windgeschwindigkeit zunimmt. In der Regel ist die Zunahme beim oberen Anemometer größer. Vor dem Einbruch ist der Wind unten stärker, da am Boden die Kaltluft wohl nie ganz weggeräumt wird, sondern stetig fließt. Deutlich wird das besonders im zweiten Typ, wo vor dem eigentlichen Kaltlufteinbruch unten bis zu 20 cm Höhe schon Kaltluft fließt. Daher ist hier kurz vor dem Einbruch die Windgeschwindigkeit in 18 cm Höhe 20 bis 30 cm/sec größer als in 52 cm. Die größte Geschwindigkeit wird sowohl in 18 wie in 52 cm Höhe gleich nach dem Einbruch erreicht. Die Geschwindigkeitszunahme erfolgt in der Grenzschicht. Nach dem ersten Maximum tritt in beiden Höhen, während sich die Anemometer noch im Kern der Kaltluft befinden, ein

Minimum auf, das besonders deutlich im unteren Anemometer zum Ausdruck kommt.

Da die Wetterlage in beiden Fällen gleich war, können die Unterschiede der beiden Arten nur durch die verschiedene Unterlage verursacht worden sein. Einmal ist die Abkühlung einer Schneefläche größer als die des unbedeckten Bodens, zum anderen hat sie eine geringere Rauigkeit. Das erste bedingt, daß sich an der Hangkante dieselbe Menge Kaltluft schneller als sonst angesammelt hat, und daher öfters ein Tropfen aus dem Reservoir herausfließt. Zweitens wird durch die geringere Rauigkeit des Bodens die Kaltluft nicht so sehr gebremst und schiebt sich stärker in den vorderen Teil des Kaltluftberges hinein, wie das deutlich aus den Abbildungen ersichtlich ist. Verständlich wird damit auch die geringere Ausdehnung dieser Berge.

Im Laboratorium gewonnene Modellversuche. Modellversuche für einen makrometeorologischen Kaltlufteinbruch sind im Laboratorium einmal von Schmidt [32] (der bekannte Böenversuch), zum anderen im Kaiser Wilhelm-Institut in Göttingen von Vishnu Madhav Ghatage [33] gemacht worden. Sie wurden mit Flüssigkeiten verschiedener Dichte durchgeführt. Die Untersuchungen von Schmidt zeigen, daß sich bei der Ausbreitung einer schweren Flüssigkeit unter einer leichteren über waagerechtem Boden am vorderen Ende der Kaltluft eine Art Kopf ausbildet. Diesen sogenannten Böenkopf erklärt Schmidt damit, daß die Geschwindigkeit der Kaltluftteilchen durch die vor der Kaltluft ruhende Warmluft gebremst wird, und diese somit angestaut werden. Auch Madhav Ghatage bekommt dasselbe Bild, obgleich seine Anfangsbedingungen etwas anders sind.

Bei Schmidt ruhten zunächst kalte und warme Flüssigkeiten durch eine Wand getrennt nebeneinander. Durch Anheben eines kleinen Schiebers wurde unten die Trennungswand beseitigt, und die kalte Flüssigkeit begann sich unter der warmen auszubreiten. Ghatage wählte die Versuchsanordnung so, daß in einer Vertiefung des Bottichs unter der warmen die schwerere Flüssigkeit ruhte. Durch das Herunterdrücken eines Tauchkörpers in die schwerere Flüssigkeit wurde diese nach oben verdrängt und begann sich auf dem ebenen Boden auszubreiten. Bei einer anderen Versuchsanordnung Ghatages, bei der die kältere Flüssigkeit auf einer schiefen Ebene herunterfließt (also ähnlich unserem Fluß in Strahlungsnächten am Hang), bildet sich auch dieser Böenkopf aus, nur etwas schneller, da die Geschwindigkeiten etwas größer sind. Die rechnerische Fallgeschwindigkeit einer Flüssigkeit von der Temperatur T in einer anderen von einer

Temperatur T_1 ist:
$$v = \sqrt{2gh \frac{T - T_1}{T_1}}$$
. Ghatage findet, daß sich die Front

nach kurzer Zeit, d. h. wenn ihr oberer Teil sich in entgegengesetzter Richtung zu bewegen beginnt, nur mit der Hälfte der rechnerischen Geschwindigkeit bewegt. Bei Verfolgung eines einzelnen Flüssigkeitsteilchens stellte er fest: „Solange ein Teilchen in der nachströmenden Salzlösung hinter der Front bleibt, ist seine Geschwindigkeit größer als die Geschwindigkeit der Front. Sie nimmt ab, wenn

das Teilchen sich der Front nähert und wird schließlich gleich der Frontgeschwindigkeit, wenn es in diese eintritt.“ Ghatage hat dann theoretisch den Strömungsvorgang im vorderen Ende der schweren Flüssigkeit untersucht und ein Stromlinienbild der Front berechnet.

Wie weit stimmt der in der Natur gewonnene Kaltluftfluß mit den Modellversuchen Ghatages überein?

Rein visuell ist schon eine Ähnlichkeit festzustellen. Man würde dann den ersten Teil, in dem der Kaltluftberg seine größte Höhe erreicht, als Böenkopf bezeichnen. Für den am besten ausgebildeten Berg, Fig. 9 ($3^h 4^{min} 12^{sec}$ bis $3^h 4^{min} 52^{sec}$) wäre dies denkbar. Der Kopf hat eine Längsausdehnung von etwa, 250 cm (das ist etwa $\frac{1}{10}$ der ganzen Länge) und eine Höhe von 60 cm (Verhältnis 4 : 1). Dieses würde rein äußerlich auch gut zu den Abmessungen des Modellversuches Ghatages passen. Weniger gut ist dies Verhalten beim zweiten Typ erfüllt, bei dem das Verhältnis von Länge zu Höhe des Kopfes etwa 12 : 1 ist. Zieht man zum Vergleich die Windgeschwindigkeiten hinzu, so ist im Gegensatz zu Ghatages Versuchsergebnissen eine eindeutige Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Entfernung der Luftmassen von der Front nicht zu beobachten. Nur im zweiten Berg der Fig. 9 nimmt die Geschwindigkeit nach rückwärts etwas zu und ist zwischen $3^h 05^{min} 4^{sec}$ und $5^h 05^{min} 30^{sec}$ größer als die Geschwindigkeit der Front. Der Kopf würde in diesem Falle noch etwas anwachsen können, da neue kalte Luftmassen innerhalb des Kaltluftkörpers nach vorn geschoben werden. Der zweite Tropfen hat noch nicht das Stadium des ersten derselben Fig. 9 erreicht. Im allgemeinen haben wir es hier sicherlich mit einem viel späteren Stadium der fließenden Kaltluft zu tun, als sie uns in obigen Modellversuchen Ghatages gezeigt werden, so daß ein Vergleich streng genommen nicht möglich ist. Ein anderer wesentlicher Unterschied besteht darin, daß die Kaltluftmasse, wie auch die davor befindliche Warmluft, in sich noch geschichtet ist. Wie wir aus den Figuren ersehen, ist der Temperaturgradient in der Kaltluft größer als in der Warmluft. Die Temperaturdifferenz ist daher mit der Höhe veränderlich. Damit ist eine Änderung der Geschwindigkeit mit der Höhe verbunden. Eine kleine Rechnung möge diese Tatsache erläutern.

Wir nehmen an, die Kaltluft und auch die Warmluft bestehen aus einzelnen dünnen Schichten, die übereinander weggleiten. Diese Annahme hat eine gewisse Berechtigung, da die Schichtung ziemlich stabil ist, was sich auch in den geringen Schwankungen der Windgeschwindigkeit kundtut. Der Einfachheit halber sei die Schichtung in der Warm- und in der Kaltluft als linear anzusehen. Der Temperaturgradient ist dann eine Konstante. Wir können jetzt die Temperatur der einzelnen Schichten für beide Luftmassen als Funktion der Höhe durch folgende Gleichungen ausdrücken:

$$T_w(z) = T'_0 + \gamma_1 z; \quad T_k(z) = T''_0 + \gamma_2 z,$$

T'_0 ist die Temperatur der Warmluft am Boden, T''_0 ist die Temperatur der Kaltluft am Boden.

Führen wir diese Gleichungen in die Formel für die Fallgeschwindigkeit ein, so erhalten wir:

$$v(z) = \sqrt{2gh \frac{(T''_0 + \gamma_2 z) - (T'_0 + \gamma_1 z)}{(T'_0 + \gamma_1 z)}}$$

Um frei zu werden von der Fallhöhe, bilden wir das Verhältnis zweier Geschwindigkeiten der Höhe z_1 und z_2 .

$$\frac{v_{z_1}}{v_{z_2}} = \sqrt{\frac{\frac{(T''_0 + \gamma_2 z_1) - (T'_0 + \gamma_1 z_1)}{(T'_0 + \gamma_1 z_1)}}{\frac{(T''_0 + \gamma_2 z_2) - (T'_0 + \gamma_1 z_2)}{(T'_0 + \gamma_1 z_2)}}}$$

Wir können in unserer Formel $T'_0 + \gamma_1 z_1 = T'_0 + \gamma_1 z_2$ setzen, dabei machen wir nur einen Fehler, der kleiner als 1% ist, und kommen so zu der vereinfachten Formel

$$\frac{v_{z_1}}{v_{z_2}} = \sqrt{\frac{(T''_0 + \gamma_2 z_1) - (T'_0 + \gamma_1 z_1)}{(T''_0 + \gamma_2 z_2) - (T'_0 + \gamma_1 z_2)}}$$

Rechts stehen nur Temperaturdifferenzen in zwei verschiedenen Höhen und links dazu das Verhältnis der Geschwindigkeiten in diesen Höhen. Die Temperaturdifferenzen sind aus den Isolethendarstellungen zu entnehmen und geben uns das Verhältnis der Windgeschwindigkeiten. Zum anderen können wir aus unseren Windregistrierungen dasselbe Verhältnis bilden und mit dem aus den Temperaturregistrierungen vergleichen. Tabelle 2 gibt eine Gegenüberstellung der Werte. $z_1 = 18$ cm, $z_2 = 52$ cm.

Tabelle 2

Kaltluftberg	$\frac{v_{z_1}}{v_{z_2}}$ aus Windregi- strierungen	$\frac{v_{z_1}}{v_{z_2}}$ aus Temperatur- registrierung	Abweichungen d. Verhältnisse in %	Fallhöhen errechnet aus v (ohne Berücksichtigung d. Reibung)	
				in 18 cm Höhe	in 52 cm Höhe
Fig. 9	0.83	1.00	21	5.00 m	6.30 m
Fig. 8, 1. Berg	1.00	1.36	36	4.40 m	5.00 m
Fig. 8, 2. Berg	0.94	1.23	29	2.75	3.40
Mittel:			29	4.05	4.90

Das aus Windregistrierungen gewonnene Verhältnis ist in allen Fällen kleiner als aus den Temperaturregistrierungen (im Mittel betragen die Abweichungen rund 30%), d. h. also, daß die wirkliche Geschwindigkeit in 18 cm Höhe kleiner ist, als sie nach der Temperaturregistrierung sein müßte. Das Ergebnis ist durchaus verständlich, da in 18 cm Höhe der Einfluß der Reibung größer ist als in 52 cm Höhe. Zu demselben Resultat kommen wir durch eine andere kleine Rechnung.

Nach der Formel $v = \sqrt{2gh \left(\frac{T'' - T'}{T'} \right)}$ läßt sich die Höhe berechnen, aus der die Kaltluft gekommen ist. Die Reibung wird dabei zunächst nicht berücksichtigt.

Die Fallhöhen sind aus den Windgeschwindigkeiten und den Temperaturdifferenzen in 18 und 52 cm Höhe für die verschiedenen Berge berechnet worden (siehe Tabelle 2). Es ergibt sich im Mittel für die drei Berge aus den Werten für 18 cm Höhe eine Fallhöhe von 4.05 m und für 52 cm Höhe von 4.9 m.

Wie wir schon oben gesehen haben, hat Ghatage aus seinen Messungen gefunden, daß die Frontgeschwindigkeit nur die Hälfte der errechneten Fallgeschwindigkeit betrug. Berücksichtigen wir das, so erhalten wir Fallhöhen von rund 16 bzw. 20 m. Die Luftmassen in 18 cm Höhe werden wegen ihrer größeren Bodennähe stärker gebremst, so daß sie 25% ihrer potentiellen Energie mehr verlieren als die darüberliegenden Luftmassen in 52 cm Höhe.

Die Hangkante war 20 m über der Meßstelle. Diese Rechnung steht daher in Übereinstimmung mit den von Nitze festgestellten Tatsachen, daß sich die Luftmassen oberhalb der Hangkante ansammeln und nicht am Hang selbst gebildet werden.

Vergleich mit makrometeorologischen Kaltluftbergen. Die Übertragung der Meßergebnisse des Modellversuches auf die makrometeorologischen Kaltlufteinbrüche setzt außer geometrischer Ähnlichkeit mechanische Ähnlichkeit der Strömungsvorgänge voraus, d. h. das Verhältnis der wirkenden Kräfte muß an allen ähnlichen Punkten gleich sein. Betrachten wir zunächst das Verhältnis der Trägheits- und Reibungskraft, die Reynoldsche Zahl ($Re = \frac{va}{\nu}$, v Geschwindigkeit, a eine charakteristische Länge, ν kinematische Zähigkeit = μ/ρ). Um zu gleichen Reynoldsen Zahlen zu kommen, muß bei Verkleinerung der Längenabmessung die Geschwindigkeit entsprechend vergrößert werden. Da der Kälteeinbruch wohl in der Hauptsache durch Trägheitskräfte und Schwerkraft zustande kommt, müssen wir für unsere Modellversuche die durch das Zusammenwirken dieser beiden Kräfte entstehende Modellregel, die Froudsche Zahl, berücksichtigen. Es muß folgende Bedingung für unsere Modellberge erfüllt sein

$$\frac{u^2}{h} = \frac{U^2}{H},$$

u , U Geschwindigkeiten im Modell bzw. im großen Kaltlufteinbruch, h , H charakteristische Längen im Modell bzw. im großen Kaltlufteinbruch. D. h. Verkleinerung der Längenabmessung fordert auch eine Verkleinerung der Geschwindigkeit.

W. Schmidt [32] fand aus seinen Modellversuchen zwischen der Höhe des Böenkopfes h und der Geschwindigkeit u , mit der sich die Front bewegte, folgende Beziehung:

$$u = K \cdot \sqrt{h},$$

wo h die Höhe des Kaltluftberges in Metern und K eine Funktion der Temperaturdifferenz des Kaltluftberges gegenüber seiner Umgebung ist.

Diese Formel ist von L. Weickmann mit den Beobachtungen verglichen worden und hat eine befriedigende Übereinstimmung gegeben. Dagegen hat

Raethjen [34] bei der Untersuchung über die Anwendung der Modellregel auf meteorologische Aufgaben darauf hingewiesen, daß diese gute Übereinstimmung den Eindruck erwecken müsse, als sei die kinetische Energie der Stürme schon aus der potentiellen Energie der nebeneinanderliegenden Luftmassen zu erklären. Es zeigt sich, daß im Gegensatz zu den Versuchsergebnissen von Schmidt und Ghatage die kinetische Energie in der Böenfront konzentriert ist. E. G. Calwagen und Refsdal [40] haben die Bedeutung der Feuchtlabilität für die Lieferung der Strömungsenergie wieder ausgesprochen. Danach ist die Hauptenergiequelle der Kaltfront in der freien Atmosphäre die vertikale Instabilität, während im Schmidtschen Modellversuch die gesamte kinetische Energie der Front aus der potentiellen Energie der nebeneinander ruhenden Wassermassen von verschiedener Dichte stammt. In unserem Modellversuch der hangabwärts fließenden Kaltluft stammt gleichfalls die gesamte kinetische Energie der Front aus der potentiellen Energie der auf dem Hangplateau angesammelten Kaltluft. Damit ist eine Ähnlichkeit hinsichtlich der Energie, die die Bewegung einleitet und unterhält, zwischen dem Modellversuch und den Vorgängen in der freien Atmosphäre nicht ohne weiteres gegeben.

Wenn man dennoch eine Ähnlichkeit erzwingen will, so muß man die potentielle Energie, die die Salzlösung in dem Ausflußgefäß, oder die die Kaltluftmassen auf dem Plateau haben, gleich der Energie setzen, die der Kaltfront der freien Atmosphäre außer ihrer potentiellen Energie noch durch die Feuchtlabilität zugeführt wird. Zu berücksichtigen ist auch die Neubildung von Kaltluft unter der Böenwolke*).

Aus der Feuchtlabilität und der unter der Wolke neu erzeugten Kaltluft erfährt in der freien Atmosphäre die nachdrängende Kaltluft eine dauernde Energiezufuhr. Die den Hang herunterfließende Kaltluft muß dagegen diese Energiezufuhr allein aus ihrer potentiellen Energie bestreiten. Um eine Gleichsetzung dieser Energiezufuhren durchführen zu können, müssen wir die Intensität der Labilitätsenergie und Bildung der Kaltluft proportional der Hangneigung setzen. D. h. auf ebener Fläche reicht die zur Verfügung stehende potentielle Energie nicht mehr aus, um außerdem noch die der Feuchtlabilität entsprechenden Energiebeträge zu liefern. Das wird dann dem Typ des Kaltlufteinbruchs, wie er uns in den Kaltluftvorstößen aus dem winterlichen Hoch Osteuropas bekannt ist, die auch dieser Energiequelle der Feuchtlabilität entbehren, entsprechen. K. Schneider [39] hat uns einen ähnlichen Kaltlufteinbruch, der ohne Böenbildung vor sich geht, in den Beiträgen zur Physik der freien Atmosphäre geschildert. Auffällig ist die geringe Windgeschwindigkeit und die flache Neigung der Frontfläche. Die Kaltluft wird bald zum Stillstand kommen, und es wird sich Gleichgewicht einstellen. Kann sie aber kurz vorher eine „Hangkante“ überschreiten, so wird von neuem Energie zugeführt. Für die freie Atmosphäre bedeutet das, daß die fast zum Stillstand gekommene Front durch feuchtlabile Energie-

*) G. A. Suckstorff, Meteorol. Zeitschr. 1938.

zufuhr wieder in Bewegung gesetzt wird. Die Analogie führt zu dem Schluß, daß die Geschwindigkeit der Modellkaltluft fast nur abhängt von der innegehabten potentiellen Energie, während für den Fall der freien Atmosphäre die Geschwindigkeit zum größten Teil durch die Zufuhr der feuchtlabilen Energie bedingt ist.

Diese auffallende Analogie muß im einzelnen genau untersucht werden. Doch mögen die oben angestellten Betrachtungen vorerst genügen, um trotz der großen Bedenken den Modellversuch auch energetisch als durchaus ähnlich anzusehen. Die Froudsche Modellregel mag daher auf unsere Modellversuche angewandt werden. Bei einer Höhe unseres Modellkaltluftberges von 80 cm, der Geschwindigkeit von 90 cm/sec und der Annahme, die Geschwindigkeit in der Böe des Schauers sei 20 m/sec, ergibt das eine Höhe des Kaltluftberges, der sich unter einem Schauer gebildet hat, mit derselben Temperaturdifferenz wie in unserem Modell von 400 m. Ob das zutrifft, müssen erst Beobachtungen zeigen.

Das Stromlinienbild, was Ghatage aus seinen Modellversuchen berechnet hat, das auch Koschmieder [36] aus seinen Untersuchungen des Danziger Seewindes findet, wird dem in einer Kaltluftfront ähnlich sein.

Jetzt soll noch die geometrische Ähnlichkeit der Kaltluft des Modells und der freien Atmosphäre besprochen werden. Bei unseren Modellen schwankt das Verhältnis von Höhe zur Länge zwischen 1/40 und 1/100. Das stimmt größenordnungsmäßig mit dem von Bjerknæs [38] aus den Sondierungen einer Zyklone gewonnenen Ergebnis überein (Verhältnis ist hier 1/200). Vergleichen wir jedoch die Neigungen der Frontflächen, so ergibt das eine weniger gute Übereinstimmung. Die Neigung der Front des makrometeorologischen Kaltlufteinbruchs nach Bjerknæs ist 1°, während sie bei den Modellen schwankt zwischen 10 und 20°. Dabei ist zu beachten, daß die Neigung im vordersten Teil der Front auch bei Bjerknæs steiler ist. Nach einer noch unveröffentlichten Arbeit von Suckstorff ist die Neigung des allerersten Frontstückes (sie wurde bestimmt aus dem mit dem Feindruckschreiber nach Suckstorff gewonnenen Druckanstieg) bis 1/2 km Höhe auch zwischen 10 und 20°.

Nach diesem Vergleich möchte ich noch einige interessante Tatsachen bringen, die in der Thermoisoplethendarstellung der Fig. 2, 3, 4 enthalten sind, da sie im gewissen Zusammenhang stehen mit dem Kaltluftfluß am Hang. Bei der Besprechung der θ -Werte habe ich schon darauf aufmerksam gemacht, daß wir eine Zweiteilung der Schichtung vor uns haben, unten das labile und darüber das stabile Gebiet, was auch in der Windregistrierung zum Ausdruck kommt. Die kälteste Luft befindet sich nicht, wie man annehmen sollte, am Boden, sondern in 30 bis 50 cm Höhe. Durch gleichzeitig angestellte Temperaturmessungen mit Quecksilberthermometer konnte festgestellt werden, daß der Boden bis 1/2° höhere Temperatur als die Luft in 1 m Höhe hatte.

Nun eine Erklärung dieser Tatsachen. Am Hang des Warteberges ist der Boden stärker abgekühlt als der Acker davor. (Der größere Teil des Hanges war mit Gras bedeckt, der andere Teil wurde von Schrebergärten ausgefüllt.) Die dort befindlichen Luftmassen waren also kälter als auf dem Acker. Die Winddrehung

von Südost auf Ost in bodennaher Schicht zeigt uns, daß der Kaltluftfluß sich bis zur Meßstelle durchsetzte. Die am Hang erkalteten Luftmassen gelangen auf den noch wärmeren Acker, werden von unten angeheizt und damit labilisiert. Die Fig. 2, 3, 4 zeigen deutlich, daß die fließende Kaltluft in einzelne Tropfen unterteilt ist. Diese schlierenartigen Gebilde sind demnach den Hang heruntergeflossene Kaltluftberge. Es scheint so, als ob hier die Natur im kleinen das Schicksal eines südwärts wandernden Kaltluftberges liefert, wie es von H. Externbrink [42] geschildert wird. Externbrink untersucht auf synoptischem Wege einige Kaltluftkörper, die aus Nordamerika über den Golf von Mexiko nach Süden wandern. Dabei findet er, daß am Boden die Kaltluftfront sehr bald verschwindet. Dagegen ist sie in der Höhe bis in die Tropen wetterwirksam. Die unteren Kaltluftmassen werden durch die stets wärmer werdende Unterlage labilisiert und bringen ausgedehnte Regenfälle. Oberhalb der Kaltluft ist, was er aus Wolkenbeobachtungen schließen kann, eine Sperrschicht, d. h. also stabile Schichtung. Qualitativ stimmt das sehr schön mit dem, was meine Isoplethendarstellungen zeigen, überein. Der Kaltluftfluß mag daher in dieser Hinsicht weiter untersucht werden.

Zusammenfassung

Die mikroklimatische Station des Geophysikalischen Instituts wurde benutzt, um einige Gesetze aus der Strömungslehre, die theoretisch abgeleitet und zum Teil im Laboratorium bestätigt gefunden worden waren, in der bodennahen Luftschicht nachzuprüfen. Es wurde die kritische Richardsonsche Zahl bestimmt, die sich aus den vorliegenden Messungen größer ergab als die Theorie und auch die Laboratoriumsversuche ergeben haben. Zurückgeführt wird diese Tatsache auf die größere Rauigkeit in Bodennähe, die ein anderes Geschwindigkeitsprofil bei Stabilität ergibt, als die Theorie fordert.

Dann konnte auf zweifache Weise der Austausch bei einer stabilen Schichtung berechnet werden, einmal dynamisch, das andere Mal thermisch. Beide Werte stimmten verhältnismäßig gut überein. Es zeigte sich, daß bei einer Windgeschwindigkeit von etwa 3 m/sec aufwärts auch starke Stabilität den Austausch sehr wenig beeinflusst. Das ist auch ein Beweis dafür, daß der Umschlag von laminar nach turbulent bei größeren Stabilitäten, also größeren Richardsonschen Zahlen, erfolgen muß. Infolge der Übereinstimmung der beiden Austauschwerte ist künftig die unbequeme Austauschbestimmung in bodennaher Luftschicht aus den Temperaturregistrierungen entbehrlich.

Im zweiten Teil wurde der Kaltluftfluß am Hang in Strahlungs Nächten näher untersucht. Die einzelnen Kaltlufttropfen zeigten in der Form deutlich Einfluß der Bodenrauigkeit, so daß eine Trennung in zwei Arten vorgenommen werden mußte, einmal über Schnee geflossene und das andere Mal über Grasland geflossene Kaltluft. Die Abnahme der Bodenreibung mit der Höhe konnte an den einzelnen Beispielen sehr schön verfolgt werden. Ein Vergleich dieser Tropfen mit den Modellversuchen von Schmidt und Ghatage für Kaltlufteinbrüche zeigte eine

einigermaßen gute Übereinstimmung. Es wurde daher der Versuch gemacht, auf Grund der Froudschen Modellregel eine Ähnlichkeitsbetrachtung mit den makrometeorologischen Kaltlufteinbrüchen durchzuführen. Dabei ist die energetische Ähnlichkeit nur herzustellen, wenn man die durch Feuchtlabilität den großen Kaltlufteinbrüchen zugeführte Energie analog setzt der Energie der Lage des Kaltlufttropfens. Die geometrische Ähnlichkeit ist nach dem heutigen Stande der Kenntnis über den Kaltlufteinbruch ganz befriedigend.

Herrn Prof. Angenheister möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stetes förderndes Interesse, Herrn Dr. Suckstorff für die ständige Hilfsbereitschaft und wertvollen Hinweise herzlich danken. Außerdem schulde ich den Angehörigen des Geophysikalischen Instituts, die mir beim Aufbau der mikroklimatischen Station behilflich waren, besonderen Dank.

Literatur

- [1] L. Prandtl: Abriß der Strömungslehre. 1935.
- [2] W. Paeschke: Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeits- und Stabilitätsproblem in der bodennahen Luftschicht. Dissertation, Göttingen 1937.
- [3] H. Thorade: Aus der Strömungsforschung. Ann. d. Hydrogr. 1938, S. 13.
- [4] L. Prandtl u. H. Reichardt: Einfluß von Wärmestrahlung auf die Eigenschaften einer turbulenten Strömung. Deutsch. Forschg., Heft 21, Berlin 1934.
- [5] L. Prandtl: Meteorologische Anwendung der Strömungslehre. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. (Bjerknes-Festschrift) 1932, S. 188.
- [6] L. Prandtl u. W. Tollmien: Die Windverteilung über dem Erdboden, berechnet aus den Gesetzen der Rohrströmung. Zeitschr. f. Geophys. 1924, S. 47.
- [7] H. U. Sverdrup: Austausch und Stabilität in der untersten Luftschicht. Met. Zeitschr. 1936, S. 10.
- [8] L. F. Richardson: The Supply of Energy from and to Atmospheric Eddies. Proc. Roy. Soc. London (A) 97, 354 (1920).
- [9] G. J. Taylor: Turbulence. Journ. of the Meteorological Society 53, 201 (1927).
- [10] G. J. Taylor: Effect of Variation in Density on the Stability of Superposed Streams of Fluid. Proc. Roy. Soc. London (A) 1931, S. 499.
- [11] S. Goldstein: On the Stability of Superposed Streams of Fluids of Different Densities. Proc. Roy. Soc. London (A) 1931, S. 524.
- [12] W. Schmidt: Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen. Hamburg 1927.
- [13] F. Steinhauser: Temperaturschichtung und Windstruktur in Bodennähe. Met. Zeitschr. 1935, S. 439.
- [14] E. Kleinschmidt: Handbuch der meteorologischen Instrumente. Berlin 1935, S. 390.
- [15] R. Geiger: Das Klima der bodennahen Luftschicht. 1927.
- [16] H. Schlichting: Turbulenz bei Wärmeschichtung. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 1935, S. 313.
- [17] H. Ertel: Eine Methode zur Berechnung des Austauschoeffizienten aus den Feinregistrierungen der turbulenten Schwankungen. Beitr. z. Geophys. 1930, S. 279.
- [18] H. Schlichting: Neuere Untersuchungen über die Turbulenzentstehung. Die Naturwissenschaften 1934, S. 376.
- [19] Prandtl-Tietjens: Hydro- u. Aeromechanik II. Berlin 1931.
- [20] W. Paeschke: Feuchtigkeitseffekt bei Hitzdrahtmessungen. Phys. Zeitschr. 1935, S. 564.

- [21] H. Müller: Störungen der Windströmung und des Austausches über einem Gebäude. Zeitschr. f. Geophys. 1936, S. 173.
- [22] H. Dieterichs: Ein mechanisch registrierendes Vertikalanemometer und seine Verwendung im Gelände. Zeitschr. f. Geophys. 1937, S. 179.
- [23] W. Schmidt: Turbulence near the ground. Journ. Roy. Aeron. Soc. **39**, 355 (1935).
- [24] W. Schmidt: Struktur des Windes. S.-B. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa, math.-naturw. Klasse, **3** u. **4**, 85 (1929).
- [25] K. Gödecke: Messungen der atmosphärischen Turbulenz in Bodennähe mit einer Hitzdrahtmethode. Ann. d. Hydr. u. marit. Meteorol. 1935, S. 400.
- [26] W. D. Flower: An investigation into the variation of the lapse rate of temperature in the atmosphere near the ground at Ismailia, Egypt. Meteor. Office, Geoph. Memoirs Nr. 71, 1937.
- [27] C. G. Rossby: A generalization of the theory of the mixing length with applications to atmospheric and oceanic turbulence. Mass. Inst. of Techn. Meteorol. Papers 1, Nr. 4, 1932.
- [28] C. G. Rossby and R. B. Montgomery: The layer of frictional influence in wind and ocean currents. Mass. Inst. of Techn. and Woods Hole Oceanogr. Inst. Papers 3, Nr. 3, 1935.
- [29] Marvin: Air drainage explained. Monthly Weather Review 1914, S. 586.
- [30] F. W. Nitze: Nächtliche Austauschströmungen in der bodennahen Luftschicht. hergeleitet durch stereophotogrammetr. vermessene Bahnen von Schwebellonen. Zeitschr. f. Geophys. 1935, S. 247.
- [31] M. Reiher: Nächtlicher Kaltluftfluß an Hindernissen. Bioklimat. Beibl. 1936, S. 152.
- [32] W. Schmidt: Zur Mechanik der Böen. Meteorolog. Zeitschr. 1911, S. 355.
- [33] Vishnu Madhav Ghatage: Modellversuche über die gegenseitige Bewegung von Luftmassen verschiedener Temperaturen. Dissertation Göttingen, 1936.
- [34] P. Raethjen: Hydrodynamische Betrachtungen zur Mechanik der Böen. Met. Zeitschr. 1930, S. 431.
- [35] P. Raethjen: Zur Thermo-Hydrodynamik der Böen. Met. Zeitschr. 1931, S. 11.
- [36] H. Koschmieder: Danziger Seewindstudien. I. Forschungsarbeiten d. Meteorol. Inst. Danzig 1936.
- [37] H. Koschmieder: Dynamische Meteorologie. Leipzig 1933.
- [38] J. Bjercknes u. E. Palmén: Aerologische Analyse einer Zyklone. Beitr. z. fr. Atmosph. 1934, S. 53.
- [39] K. Schneider: Kaltlufteinbrüche ohne Böenbildung. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. 1931, S. 117.
- [40] A. Refsdal: Der feuchtlabile Niederschlag. Geof. Publ. **5**, Oslo 1930.
- [41] E. Dinius: Der Aufbau von Steig- und Fallgebieten. Wiss. Abhandl. Bd. III, Reichsamt f. Wetterdienst, 1937.
- [42] H. Externbrink: Kaltlufteinbrüche in die Tropen. Aus dem Arch. d. Deutsch. Seewarte u. d. Marineobserv. 1937.
- [43] L. Weickmann: Deutsches Meteorologisches Jahrbuch, Jb. Bayern, 1911.
- [44] E. G. Calwagen: Zur Diagnose und Prognose lokaler Sommerschauer. Geophysic. Publ. **3**, 10, Oslo 1926.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Dezember 1938.