



Berichte des Deutschen Wetterdienstes

22

**Die Meteorologische Tagung in Frankfurt am Main vom
17. bis 19. Oktober 1955**

von
Deutscher Wetterdienst



Zitationsvorschlag:

Die Meteorologische Tagung in Frankfurt am Main vom 17. bis 19. Oktober 1955 / Deutscher Wetterdienst <Offenbach/Main>. - Offenbach am Main: Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes, 1956.

(Berichte des Deutschen Wetterdienstes ; 22)

ISSN der Onlineausgabe: 2194-5969

ISSN der Druckausgabe: 0072-4130

Nutzungsbedingungen



Dieses Dokument steht unter folgender Creative Commons-Lizenz

Sie dürfen das Werk bzw. den Inhalt unter folgenden Bedingungen vervielfältigen, verbreiten und öffentlich zugänglich machen: Sie müssen den Namen des Autors/Rechteinhabers in der von ihm festgelegten Weise nennen. Dieses Werk bzw. dieser Inhalt darf nicht für kommerzielle Zwecke verwendet werden und es darf nicht bearbeitet, abgewandelt oder in anderer Weise verändert werden.

Mit der Verwendung dieses Dokumentes erkennen Sie die Nutzungsbedingungen an.

Herausgeber und Verlag: :

Deutscher Wetterdienst
Frankfurter Straße 135
D- 63067 Offenbach am Main

Internet: www.dwd.de

Mail: bibliothek@dwd.de

Vorwort

Das hiermit vorgelegte Heft Nr. 22 der Berichte des Deutschen Wetterdienstes enthält — mit einigen Ausnahmen, die anderenorts bereits veröffentlicht oder im Druck sind — die Referate und die vorher zur Diskussion angemeldeten Beiträge, die auf der Tagung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft, Zweigverein Frankfurt/Main, im Oktober 1955 gehalten wurden. Da diese Tagung bewußt auf einen umfassenden Überblick über aktuelle Fragen eingeschränkt worden war, ist zu hoffen, daß die rasche Veröffentlichung auch denjenigen, die an der Tagung selbst nicht teilnehmen konnten, manche Anregung vermittelt und so einen kleinen Beitrag zur Vertiefung und weiteren Entwicklung der Meteorologie zu leisten imstande ist.

Prof. Dr. H. Flohn

Inhalt

	Seite		Seite
Anschriften der Vortragenden und Diskussionredner	4	H. Flohn: Bemerkungen zur Frage der No- menklatur der Atmosphäre	85
Begrüßungsansprache des 1. Vorsitzenden	5	Diskussionsbemerkungen (B. Haurwitz, M. Siebert)	87
1. Fachsitzung: Austausch		4. Fachsitzung: Zyklgenese	
H. Lettau: Über den gegenwärtigen Stand des atmosphärischen Turbulenzproblems (Zusammenfassung)	9	R. Scherhag: Zyklgenese (Zusammenfassung)	91
K. Brocks: Atmosphärische Temperaturschicht- ung und Austauschprobleme über dem Meer	10	K. Hinkelmann: Ein Beitrag zur Theorie der Zyklonenentwicklung	92
H. Hoinkes: Über den Zusammenhang zwi- schen Temperaturgradient und Tempera- turunruhe (Vorläufige Mitteilung)	16	H. Reuter u. F. Huber: Über den Anteil ver- schiedener Höhenschichten am Zustande- kommen von Bodendruckänderungen	108
Diskussionsbemerkungen (G. Schanz, H. U. Roll)	18	M. Čadež: Über die orographische Zyklgenese und Antizyklgenese	109
2. Fachsitzung: Strahlungs- und Wärmehaushalt		Diskussionsbemerkung (H. Kleinschmidt)	114
F. Lauscher: Strahlungs- und Wärmehaushalt	21	5. Fachsitzung: Allgemeine Zirkulation	
W. Pohl: Messungen des ultraroten Strah- lungsstromes in der freien Atmosphäre ..	30	J. K. Bannon: Some British work in Upper Air Climatology	117
R. Fleischer: Der Jahresgang der Strahlungs- bilanz sowie ihrer lang- und kurzwelligen Komponenten. Das System Strahlungs- bilanz — Globalstrahlung	32	J. v. Mieghem: On the existence of mean me- ridional circulations	124
Diskussionsbemerkungen (E. Frankenberger, F. Mölln)	39	F. Defant: Über die Struktur hochtroposphä- rischer Düsenströme, insbesondere des subtropischen Strahlstromes über Nord- amerika	126
3. Fachsitzung: Meteorologie der Hochatmosphäre		H. Flohn: Der indische Sommermonsun als Glied der planetarischen Zirkulation der Atmosphäre	134
H. K. Paetzold: Die Meteorologie der Strato- sphäre	43	R. Holzapfel: Zum Einfluß von Gebirgen auf die allgemeine Zirkulation	140
E. A. Lauter: Die Struktur der tiefen Iono- sphäre und ihre Variationen	55	Demonstration von Meßverfahren	
M. Siebert: Über die gezeitenartigen Schwin- gungen der Erdatmosphäre	65	R. Mühleisen: Neue Methoden der Kondensa- tionskernzählung	143
H. Berg: Windmessungen in großen Höhen (Methoden — Kritik — Ergebnisse)	72	F. Verzár: Automatischer Kondensationskern- zähler	145
K. Rawer: Bemerkungen zur Meteorologie der Ionosphäre	83	G. Skeib: Die Peilung atmosphärischer Stö- rungen durch Synchronaufnahme von Richtung und Wellenform	146

Anschriften der Vortragenden und Diskussionsredner

J. K. Bannon	Harrow-Middlesex/England Meteorological Office
Prof. Dr. H. Berg	Köln-Lindenthal, Universitätsstr. 22 Meteor. Institut der Universität
Dr. K. Brocks	Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 80 Geophys. Institut der Universität
Dr. M. Čadež	Beograd/Jugoslavien, p. f. 604 Observatoire Aerologique
Prof. Dr. F. Defant	Innsbruck/Österreich, Sonnenstr. 26
Dr. R. Fleischer	Hamburg-La I, Erdkampsweg 265
Prof. Dr. H. Flohn	Frankfurt/Main, Bockenheimer Landstr. 42 Deutscher Wetterdienst, Zentralstelle
Dr. E. Frankenberger	Quickborn/Holstein, Bahnhofstr. 31
Prof. Dr. B. Haurwitz	Mainz, Saarstr. 21 Meteor.-Geophys. Institut der Universität
Dr. K. Hinkelmann	Frankfurt/Main, Bockenheimer Landstr. 42 Deutscher Wetterdienst, Zentralstelle
Dr. H. Hoinkes	Innsbruck/Österreich, Schöpfstr. 41 Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität
Dr. habil. R. Holzapfel	Bad Kissingen, Kurhausstr. 9 Deutscher Wetterdienst, Zentralstelle
Dr. E. Kleinschmidt	Göttingen, Herzberger Landstr. 180 Geophys. Institut der Universität
Prof. Dr. F. Lauscher	Wien XIX / Österreich, Hohe Warte 38 Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Dr. E. A. Lauter	Kühlungsborn, Observatorium
Prof. Dr. H. Lettau	Newtonville — Mass. / U. S. A. 270 Linwood Avenue
Prof. Dr. J. van Mieghem	Uccle / Belgien, 3 Avenue Circulaire Institut Royal Météorologique
Prof. Dr. F. Möller	Mainz, Saarstr. 21 Meteor.-Geophys. Institut der Universität
Dr. R. Mühleisen	Weißenu bei Ravensburg Max-Planck-Institut für Physik der Stratosphäre
Priv. Doz. Dr. H. K. Paetzold	Weißenu bei Ravensburg Max-Planck-Institut für Physik der Stratosphäre
Dipl.-Phys. W. Pohl	München 42, Gatterburgstr. 10
Dr. K. Rawer	Neuershausen bei Freiburg/Br. Service de Prévision Ionosphérique Militaire
Prof. Dr. H. Reuter	Wien XIII / Österreich, Kupelwiesergasse 5/1
Dr. H. U. Roll	Hamburg 6, Felix-Dahn-Str. 2
Dr. G. Schanz	Braunlage, Tannerstr. 35
Prof. Dr. R. Scherhag	Berlin-Dahlem, Podbielskiallee 62 Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität
Dr. M. Siebert	Göttingen, Herzberger Landstr. 180 Geophys. Institut der Universität
Dr. G. Skeib	Potsdam, Telegraphenberg Meteor. Hauptobservatorium
Prof. Dr. med. F. Verzár	Basel / Schweiz Physiol. Institut der Universität

Begrüßungsansprache des 1. Vorsitzenden

Prof. Dr. H. Flohn

Hochansehnliche Versammlung, meine sehr verehrten Damen und Herren!

Es ist mir eine große Freude und Ehre, Sie heute zur Eröffnung der diesjährigen Herbsttagung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft, veranstaltet vom Zweigverein Frankfurt/Main, begrüßen zu können. Ganz besonders darf ich als Vertreter des Herrn Bundesverkehrsministers Herrn Min.-Dir. Dr. Schiller willkommen heißen, der zusammen mit Min.-Rat Dr. Bell heute wie schon mehrmals zu unserer Tagung gekommen ist. Ebenso begrüße ich als Vertreter des hessischen Ministers für Arbeit, Wirtschaft und Verkehr Herrn Min.-Rat Dienstbach, als Vertreter des Herrn Oberbürgermeisters der Stadt Frankfurt Herrn Prof. Dr. Gläss, sowie als Vertreter S. Magnifizenz des Herrn Rektors der Joh.-Wolfgang-Goethe-Universität den Prorektor, Herrn Prof. Dr. Gans. Besonders herzlich heiße ich willkommen den Präsidenten des Deutschen Wetterdienstes, Herrn Dr. Benkenhoff, der heute vielleicht zum letzten Mal in amtlicher Funktion unter uns weilt. Ich begrüße auch den Vorstand des hiesigen Physikalischen Vereins, Herrn Dr. Protz.

Wie immer in den letzten Jahren, weilen auch heute wieder zahlreiche Gäste und Kollegen aus 9 Staaten des Auslandes unter uns, trotz der fast pausenlosen Folge von Konferenzen und Kongressen, zu denen jeder Wissenschaftler heute ebenso herzlich wie dringend aufgefordert wird; stellvertretend für alle erwähne ich nur drei: Prof. Palmén von der Akademie von Finnland, Prof. van Mieghem (Brüssel), den Präsidenten der Aerologischen Kommission der Weltorganisation für Meteorologie, und Dr. Mörkfer (Davos), den Präsidenten der internationalen Strahlungskommission. Es freut mich ganz besonders, bei dieser Gelegenheit drei Herren begrüßen zu dürfen, die nach langjährigem Auslandsaufenthalt wieder zurückgekehrt sind oder doch für kürzere oder längere Zeit hier weilen: Prof. Georgii, der aus Mendoza (Argentinien) zurückgekehrt ist, Prof. Haurwitz (New York), der z. Zt. als Gastprofessor an der Universität Mainz tätig ist, und Prof. Lettau (Cambridge-Mass.) Der Vorstand schätzt sich glücklich, daß in diesem Jahre wieder eine ganze Reihe unserer Freunde und Kollegen aus der Deutschen Demokratischen Republik sich zur Teilnahme an unserer Tagung entschlossen haben — ich begrüße aus ihrem Kreis Herrn Prof. Hesse von der Universität Leipzig: Seien Sie überzeugt, daß wir alle ohne Ausnahme den Tag herbeiwünschen, an dem wir wieder in einem Staate zusammen wirken und arbeiten dürfen.

Vor 18 Jahren (1937) fand hier die letzte Tagung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft statt, deren Vorbereitung wir dem unvergessenen Prof. Linke zu verdanken hatten. Wir freuen uns, daß wir heute Frau Prof. Linke wieder unter uns willkommen heißen dürfen.

Bei dieser Tagung wurde ein Gesichtspunkt in den Vordergrund gerückt, der — nach vielen Äußerungen aus den Kreisen unserer Mitglieder — bisher nicht immer genügend beachtet worden ist. Eine wissenschaftliche Tagung soll nicht nur den aktiven Wissenschaftlern einer Fachrichtung Gelegenheit geben, ihre speziellen Ergebnisse vorzustellen und zu diskutieren: diese Diskussion kommt dann leider nur allzuoft wegen der großen Zahl der Spezialthemen und Vortragenden zu kurz. Eine Tagung soll aber auch den im täglichen Dienst eingespannten Fachleuten einen großzügigen

Überblick über aktuelle Fragen und Aufgaben des Faches vermitteln. Der Vorstand hat sich daher entschlossen, einige der aktuellen Probleme der heutigen Meteorologie in Form zusammenfassender Referate von hoher Warte aus behandeln zu lassen, und wir sind den Herren des In- und Auslandes, die sich für diese mühevolle Arbeit zur Verfügung gestellt haben, ganz besonders dankbar. Im Anschluß daran werden zur Einleitung der Diskussion Einzelfragen des gleichen Themas erörtert.

Wir haben das Problem der Turbulenz in den Vordergrund gestellt, weil es in unserem Fach immer mehr eine zentrale Rolle spielt. Wärme- und Strahlungshaushalt, die Meteorologie der Hochatmosphäre wie die allgemeine Zirkulation können ohne die Grundvorstellungen und mathematischen Beschreibungen der Turbulenzlehre nicht verstanden werden, und das für die praktische Wettervorhersage so wichtige Problem der Zyklogenese ist in großräumiger Sicht nichts anderes als das Problem der Neubildung von Wirbeln — der Produktion von Wirbelmaß (Vorticity) — in der Makroturbulenz der allgemeinen Zirkulation. Alle diese großräumigen Probleme stehen im Mittelpunkt des internationalen Geophysikalischen Jahres 1957/8, an dem alle Kulturländer der Erde weitgespannte Forschungsprojekte durchführen, und an denen sich hoffentlich auch die Bundesrepublik wenigstens in bescheidenem Umfang beteiligen kann.

Selbstverständlich kann diese Tagung nur einen Ausschnitt aktueller Fragen der Meteorologie bieten. Überblicken wir die Geschichte unseres Faches, so darf festgestellt werden, daß wohl noch zu keiner Zeit eine so rasche Entwicklung zu verzeichnen war als gerade jetzt. Auch in unserem Fache wird die rein phänomenologische Empirie überall abgelöst von der Experimentierkunst des Physikers und von den Differentialgleichungen des Mathematikers; dieser Entwicklung kann sich auf die Dauer kein Meteorologe entziehen. Die Entwicklung elektronischer Hochgeschwindigkeits-Rechenanlagen hat das klassische Programm (V. Bjerknes 1904) der Wettervorhersage auf mathematisch-physikalischer Grundlage inzwischen weitgehend verwirklicht; die Ergebnisse der seit wenigen Monaten laufenden Erprobungen in Schweden und den USA haben auch die Zweifler von der Zukunft der numerischen Vorhersage überzeugt. Die Einführung der Radartechnik in die Meteorologie hat — genau wie in der Astronomie — eine ungeahnte Erweiterung unserer Beobachtungsmöglichkeiten zur Folge: sie gestattet uns, auf 200 km Entfernung alle Niederschlagsgebiete in ihrer Wanderung auf einem Schirm abzubilden und nach Ort, Zeit und wahrscheinlich sogar Intensität festzulegen. Wir haben heute einen ersten Einblick in die Physik der Kondensationsprozesse und übersehen daher die Möglichkeiten, aber auch die (sehr engen) naturgegebenen Grenzen, die Bildung und Auflösung von Niederschlag und Hagel zu beeinflussen.

Von diesen sehr bedeutungsvollen Fragen werden wir auf dieser Tagung höchstens am Rande sprechen, da in den Nachkriegsjahren die deutsche Mitarbeit leider nur allzu begrenzte Möglichkeiten besaß. Alle deutschen Meteorologen, die Gelegenheit hatten, im Auslande die rasch fortschreitende Entwicklung auf all diesen für die Praxis der Meteorologie so wichtigen Gebieten zu sehen, kennen das Gefühl der Bitterkeit im Bewußtsein der Tatsache, daß wir nur in ganz bescheidenem Umfange nach Überwindung unendlicher Schwierigkeiten ein Scherflein dazu beitragen können.

Es ist eine der großen Sorgen, die viele deutsche Forscher bewegen, daß trotz aller positiven Äußerungen der leitenden politischen Persönlichkeiten, trotz aller Bemühungen der verantwortlichen Fachministerien die Wiederaufnahme einer intensiven, den heutigen Forderungen gemäßen Forschung auf so große Schwierigkeiten und Widerstände stößt. Die Genfer Atomkonferenz hat dies selbst dem Blinden klargemacht. Aber auch in unserem wesentlich bescheideneren Fachbereich stehen wir vor denselben, nur noch härteren Widerständen.

Als Sprecher der Meteorologischen Gesellschaft darf ich bei dieser Gelegenheit nicht die tiefen Sorgen verschweigen, die heute jeder Meteorologe in verantwortlicher Stellung trägt. Die Reorganisation des Deutschen Wetterdienstes soll nunmehr nach 4jährigem Aufschub durchgeführt werden unter dem leitenden Gesichtspunkt der „Wirtschaftlichkeit in der Verwaltung“; eine Serie von niedrigeren Einstufungen Versetzungen und Einsparungen trotz ständig wachsender Aufgaben wird die Folge sein. Sie droht die Arbeitsfreude vieler Angehörigen des immer mehr überalternden Dienstes lahmzulegen; selbst das brennende Nachwuchsproblem, eines der wichtigsten überhaupt, kann nicht einmal in Angriff genommen werden. Wird diese Reorganisation jetzt durchgeführt, bevor alle technischen und wissenschaftlichen Errungenschaften von heute in den Wetterdienst eingeführt sind und sich im täglichen Betrieb bewährt haben, dann muß durch diese Maßnahmen die Leistungsfähigkeit absinken, dann fehlt vor allem die Fähigkeit zur Anpassung an die immer neuen Aufgaben, die uns die Öffentlichkeit stellt. Wenn das Gutachten des Bundesbeauftragten für die Wirtschaftlichkeit in der Verwaltung durchgeführt wird, dann wird — im Angesicht der raschen Entwicklung und Leistungssteigerung selbst in kleineren und wirtschaftlich schwächeren Ländern — die Weiterentwicklung des Dienstes, die Verbesserung seiner Leistungen, besonders auf dem Gebiet der Wettervorhersage, etwa auf dem der mittel- und langfristigen Vorhersage, sehr erschwert. Wohl braucht ein Dienst auf wissenschaftlich-technischer Grundlage eine gute Verwaltung, aber er ist keine Verwaltung, bei der der Gesichtspunkt der Wirtschaftlichkeit allein maßgebend sein kann. Der wissenschaftliche Beirat des Wetterdienstes, der Verwaltungsbeirat haben mit Nachdruck auf diese Gefahren hingewiesen. Auch der für den Wetterdienst zuständige Bundesverkehrsminister hat sehr ernsthafte Bedenken gegen das Gutachten geäußert; die an den Leistungen des Wetterdienstes interessierten Kreise der Wirtschaft und Wissenschaft sind überhaupt nicht gefragt worden. Ich muß hier als Sprecher der Meteorologischen Gesellschaft vor der Öffentlichkeit eindringlich auf die ersten Folgen hinweisen, die die Durchführung des Gutachtens mit sich bringen wird. Trotz alledem haben wir die Hoffnung nicht verloren, daß es durch die Unterstützung aller zuständigen und verantwortlichen Vertreter des Ministeriums gelingen möge, ein gefährliches Absinken unserer Leistungsfähigkeit zu vermeiden.

Zufällig trifft unsere Tagung mit dem Jubiläum eines Ereignisses zusammen, dessen wir auch hier im Interesse der gesamtdeutschen Meteorologie gedenken müssen. Am 16. Oktober 1905, also vor genau 50 Jahren, wurde das neue Aeronautische Observatorium Lindenberg feierlich eingeweiht, das mit seinem Gründer, Richard Assmann, aus der Geschichte der Aerologie ebensowenig wegzudenken ist, wie Trappes bei Paris mit Teisserenc de Bort oder das noch immer arbeitende Blue Hill-Observatorium nahe Boston mit Lawrence Rotch. Wir freuen uns, daß unsere Potsdamer Kollegen in der glücklichen Lage waren, dieses traditionsreiche Observatorium wieder in erfolgversprechende wissenschaftliche Arbeiten einzuschalten. Der Vorstand ist glücklich und dankbar, daß Herr Prof. Koschmieder sich bereit erklärt hat, zum Geden-

ken an die Pionierleistungen von Richard Assmann einige Worte im Anschluß an die Begrüßungsreden zu uns zu sprechen.

Indem ich nochmals alle Gäste und lieben Kollegen aus dem In- und Ausland herzlich willkommen heiße, darf ich die diesjährige Tagung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft eröffnen und wünsche allen Teilnehmern einen guten Verlauf und viele wissenschaftliche und persönliche Anregungen.

Den Reigen der Begrüßungsansprachen setzte fort der Vertreter des Hausherrn, S. Magnifizenz des Herrn Rektors der Joh.-Wolfg.-Goethe-Universität Frankfurt am Main, der Prorektor Prof. Dr. Gans. Die Grüße des Bundesministers für Verkehr, Dr. Seebohm, überbrachte Ministerialdirektor Dr. F. Schiller, der den versammelten Meteorologen die Zusicherung gab, für die Forderung der meteorologischen Forschung einzutreten und insbesondere den Einsatz einer Elektronenrechenmaschine sowie die Einführung des Facsimile-Verfahrens im Wetterdienst in Aussicht stellte. Der Vorsitzende sprach den Dank der Meteorologen für die vielfältige Unterstützung ihrer Bestrebungen nach Verbesserung der Leistungsfähigkeit des Wetterdienstes aus und bat, diesen Dank auch dem Herrn Bundesverkehrsminister übermitteln zu wollen. Nach ihm sprach der Vertreter des Herrn Hessischen Ministers für Arbeit, Wirtschaft und Verkehr, sowie im Auftrage des Herrn Oberbürgermeisters der Stadt Frankfurt a. M., Prof. Dr. Gläß, der sich für eine stärkere Berücksichtigung der meteorologischen Grundkenntnisse in der Schule einsetzte; der Vorsitzende erinnerte im Anschluß daran an den Beginn einer der ersten noch erhaltenen Reihe wertvoller Klimabeobachtungen, die der Kaufmann P. Meermann 1756—86 in den engen Gassen der Altstadt mit großer Regelmäßigkeit durchführte. Der Präsident des Deutschen Wetterdienstes, Dr. Benkendorff, wünschte der Versammlung ein volles Gelingen und weitere gute Erfolge auf dem Gebiete der meteorologischen Forschung; der Vorsitzende dankte auch ihm dafür, daß er besonders während des Krieges und beim Wiederaufbau sich jederzeit für eine gesunde Forschung eingesetzt habe, und wünschte ihm alles Gute in seinem bevorstehenden Ruhestand. Zum Abschluß begrüßten Prof. Dr. J. van Mieghem (Brüssel), Präsident der Aerologischen Kommission der Weltorganisation für Meteorologie, und Prof. Dr. W. Hesse (Universität Leipzig) als Vertreter der Gäste die Versammlung.

Nach den Begrüßungsansprachen sprach Prof. Dr. H. Koschmieder (Darmstadt) Gedenkworte auf Richard Assmann, den Gründer des Observatoriums Lindenberg, dessen wissenschaftliche Leistungen — die Konstruktion des in allen Ländern als Normalinstrument geltenden Aspirations-Psychrometers, die Einführung der Gummiballon-Technik in die Aerologie — heute als selbstverständlicher Besitz jedem praktisch tätigen Meteorologen längst vertraut sind, damals erst entwickelt und gegen ungeahnte Widerstände verteidigt werden mußten. Die Ausführungen des Vortragenden werden im ersten Heft der von Assmann und Hergesell begründeten, Anfang 1956 wieder neu erscheinenden Zeitschrift „Beiträge zur Physik der Atmosphäre“ veröffentlicht werden.

Im Laufe der Tagung gingen eine Reihe von Grüßen auswärtiger Mitglieder ein, so u. a. von der Wetterwarte des Fischerei-Schutzbootes „Meerkatze“ auf hoher See und von Dr. Dietrichs (San Salvador). Besonders freudige Aufnahme fand eine Grußadresse der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin (Vizepräsident Prof. Dr. H. Ertel).

1. Fachsitzung: Austausch

Vorsitz: L. Weickmann, Bad Kissingen

Über den gegenwärtigen Stand des atmosphärischen Turbulenzproblems

von Heinz Lettau

Zusammenfassung

Der weite Schwankungsbereich der Turbulenzerscheinungen in der Atmosphäre wird durch eine Übersichtstafel veranschaulicht, in welcher die Logarithmen der charakteristischen Länge und Geschwindigkeit als unabhängige Koordinaten verwendet werden. Da es im Rahmen eines Vortrages nicht möglich ist, allen Einzelheiten des umfangreichen Komplexes der Turbulenzerscheinungen nachzugehen, läßt sich eine mehr oder weniger subjektive Bevorzugung spezieller Fragen nicht vermeiden.

Der erste Teil des Vortrages ist der Turbulenz in einer homogenen atmosphärischen Grenzschicht gewidmet. Theoretische Grundlagen werden erörtert, welche eine Lösung der Bewegungsgleichungen in der Form von abgewandelten Ekman-Spiralen ermöglichen. Energieumwandlungen in der Reibungsschicht und das Auftreten von über-geostrophischen Windstärken finden besondere Berücksichtigung.

Im zweiten Teil werden einige kleinmeteorologische Prozesse im Zusammenhang mit dem täglichen Gang des Strahlungsenergieumsatzes am Boden behandelt. Theoretische Ergebnisse („Synthetische Klimatologie“) werden verglichen mit den Daten eines großzügigen Beobachtungsprogrammes, das im Präriegebiet von Nebraska (in der Nähe der Stadt O'Neill) vom 1. August bis 10. September 1953 („Great Plains Turbulence Field Program“) durchgeführt wurde. Diese Messungen erbrachten eine wesentliche Verfeinerung unserer Kenntnis über Tagesgänge der meteorologischen Elemente in den unteren 2000 m der Atmosphäre über einem nahezu idealen, horizontal ungestörten, flachen Gelände unter der Herrschaft synoptisch wohldefinierter Wetterlagen. Besonders interessant sind die systematischen Änderungen der Windrichtung; ein Windstärkemaximum bildet sich allnächtlich in etwa 500 m („Low-Level Jet Stream“) aus. Es erlangt vielfach auch synoptische Bedeutung, wenn differentielle Warmluftadvektion die für dieses Gebiet typischen Nachtgewitter auslöst.

Die Ursache der Windprofiländerungen scheint eine Trägheitsschwingung im Zusammenhang mit dem Tagesgang des Vertikalaustausches zu sein. Der nächtliche „Jet Stream“ der Reibungsschicht ähnelt in mancher Hinsicht dem der Tropopause. Die Windgeschwindigkeit wächst im Bereich des Maximalstromes über viele Stunden hindurch auf Kosten des an sich geringeren Impulses der Nachbarschichten. Infolge dieses gegen den Gradienten gerichteten Transportes von Horizontalimpuls treten erheblich über-geostrophische Windstärken auf.

Der dritte Vortragsteil behandelt einige Anwendungen hydro-aerodynamischer Turbulenzvorstellungen. Eine Interpretierung der Instabilitätstheorie der Tollmien-Schlichting-Wellen wird gegeben; die Größenordnung der scheinbaren Zähigkeit in der atmosphärischen Grenzschicht stellt sich so ein, daß eine abgewandelte Reynoldssche Zahl (definiert als geostrophische Windstärke mal Verdrängungsdicke dividiert durch scheinbare Zähigkeit) gerade unterhalb des Minimalwertes der kritischen Zahl (etwa 400) bleibt. Eine von mehreren Autoren (Richardson, Kolmogoroff, von Weizsäcker, Onsager) in verschiedenen Ländern nahezu gleichzeitig entwickelte statistische Theorie sagt unter gewissen Voraussetzungen eine formelmäßige Beziehung zwischen charakteristischer Länge und Geschwindigkeit der Turbulenzprozesse voraus. In der Atmosphäre sind diese Gesetze nur in unbefriedigendem Maße erfüllt, was auf mangelnde Isotropie oder den starken Einfluß der Konvektion zurückzuführen ist.

Im vierten Teil des Vortrages kommen einige Turbulenzprobleme der freien Tropo- und Stratosphäre zur Diskussion, u. a. die Frage der Luftzusammensetzung in großen Höhen. Von Interesse ist in diesem Zusammenhang die Betrachtung der zonalen Zirkulation in der äquatorialen Stratosphäre, wo im Höhenbereich zwischen etwa 20 und 27 km eine reibungsgetriebene, erdumspannende Westwindzone den typischen Ostwinden eingelagert zu sein scheint. Abschließend werden Ausblicke für zukünftige Entwicklungen der atmosphärischen Turbulenzforschung gegeben.

Atmosphärische Temperaturschichtung und Austauschprobleme über dem Meer

von Karl Brocks

(mit 3 Abbildungen und 3 Tabellen im Text)

1. Vorbemerkung

Für die Behandlung aller Probleme, die mit der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre zusammenhängen, ist der Zustand der untersten Luftschichten über der Meeresoberfläche von Bedeutung. Denn bei der quantitativen Erfassung der meteorologisch interessierenden Größen (sei es der vertikale Wärmefluß, die Verdunstung, die Schubkraft des Windes, die Ausbreitungsbedingungen elektromagnetischer Wellen u. s. f.) sind wir auf Beobachtungen innerhalb dieses Bereiches angewiesen, und deren Deutung ist von dem Austauschzustand, der sich hier einstellt, abhängig.

Wegen der beträchtlichen technischen Schwierigkeiten und wegen der großen Kosten, die mit experimentellen Arbeiten auf dem Meer verbunden sind, ist die Anzahl der Beobachtungen aus der wassernahen Luftschicht über den Ozeanen z. Z. erheblich geringer als aus den bodennahen Luftschichten der Kontinente. Auch erschwert die Windabhängigkeit der Meeresoberfläche die Lösung von Austauschproblemen in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre. Während über dem Festland die hydrodynamischen Eigenschaften der unteren Grenzfläche meistens wohldefiniert sind und gleich bleiben oder zum mindesten die Möglichkeit besteht, sie im Laufe einer Versuchsserie konstant zu halten, bildet die Windabhängigkeit der Meeresoberfläche einen zusätzlichen Parameter, ganz abgesehen von der windbedingten Trift und den Orbitalbewegungen der Teilchen, aus denen die Meeresoberfläche besteht.

Glücklicherweise stehen diesen Schwierigkeiten, mit denen der Meteorologe sich auseinandersetzen hat, wenn er über dem Meere experimentiert, auch einige Vorteile gegenüber. Die Temperatur- und die Feuchtigkeitsverhältnisse an der Meeresoberfläche sind (abgesehen vom Bereich unmittelbarer Küstennähe) über sehr viel größeren Bereichen homogen als diejenigen der festen Erdoberfläche. Auch ist die Morphologie der Meeresoberfläche auf allen Ozeanen trotz ihrer Windabhängigkeit so einheitlich im Vergleich mit den differenzierten Oberflächenformen, Vegetationstypen usw. des Festlandes, daß Untersuchungen der wassernahen Luftschicht allgemeinere Schlüsse, z. B. über die maritime Energiebilanz der Atmosphäre, erlauben als solche der bodennahen Luftschicht der Kontinente.

Eines der z. Z. aktuellsten Probleme der atmosphärischen Austauschforschung ist der Einfluß der vertikalen Dichteschichtung auf den Austauschmechanismus, insbesondere die Wirkung der sogenannten Konvektion, die sich bei ausreichend starker überadiabatischer Temperaturschichtung entfaltet. Im folgenden werden einige Ergebnisse mitgeteilt, die diese Frage berühren.

2. Die „labile Unterschicht“ der Atmosphäre über dem Meer

Das seinerzeit vorliegende Material mehrjähriger Registrierungen der Lufttemperatur in verschiedenen Höhen über dem Festland zeigte die Existenz einer Schicht mit einheitlichen Höhenfunktionen der Lufttemperatur innerhalb der untersten Atmosphäre („la-

bile Unterschicht“ bei positiver, „Inversionsunter-schicht“ bei negativer Wärmebilanz der Erdoberfläche) (1). Die Vertikalausdehnung dieses Bereiches und die charakteristischen Parameter der Schichtung in ihm (Wert der Gradienten und der Exponenten der durch Potenzfunktionen angenäherten Höhenabhängigkeit) erwiesen sich, abgesehen von dem Einfluß der Windgeschwindigkeit, als Funktionen des vertikalen Wärmeflusses.

Wegen der prinzipiellen Schwierigkeit, ausgeglichene Höhenfunktionen der Lufttemperatur ohne Dauerregistrierungen, nur mit stichprobenartigen Vertikalprofilen, zu erhalten, sind unsere Kenntnisse der entsprechenden Temperaturschichtung über See bisher besonders dürftig.

Mit Hilfe der zahlreichen Terminbeobachtungen an Bord von Schiffen können wir aber die Häufigkeit der

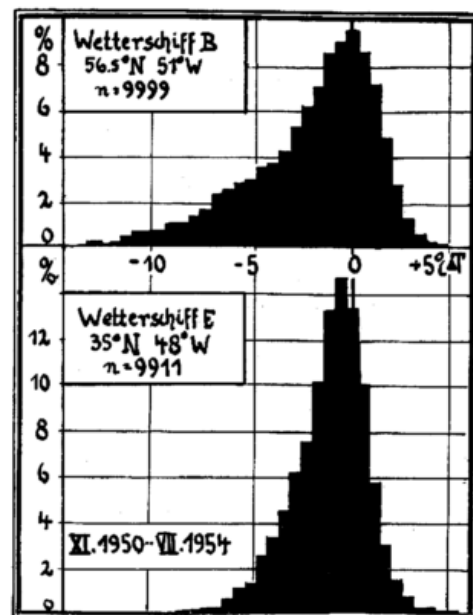


Abb. 1

Häufigkeitsverteilung der Temperaturdifferenzen ΔT Luft minus Wasser an zwei nordatlantischen Wetterschiffen, 1. 11. 1950 — 31. 7. 1954.

vorkommenden Zustände feststellen. Die Abbildung 1 zeigt als Beispiel Häufigkeitsverteilungen der Temperaturdifferenz Luft minus Wasser

$$\Delta T_1 = T_1 - T_w$$

T_1 Lufttemperatur [°C] im Niveau z_1 ,
 T_w Wassertemperatur [°C],

die vom 1. 11. 1950 bis 31. 7. 1954 an Bord der nordatlantischen Wetterschiffe B (56.5° N, 51° W) und E (35° N, 48° W) beobachtet wurden. Es handelt sich um 9999 bzw. 9911 Beobachtungen. Wenn die Wasseroberfläche wärmer ist als die Luft ($\Delta T_1 < 0$), muß sich eine der „labilen Unterschicht“ analoge Temperaturschich-

tung im wassernahen Bereich einstellen, und wir sehen, daß das in 67,0% bzw. 67,8% der Beobachtungszeit der Fall ist. Dieser Zustand wird im folgenden näher behandelt.

Die oben angedeuteten Schwierigkeiten, die einer Erfassung des ausgeglichenen Temperaturfeldes über See mit Hilfe von Vertikalprofilen entgegenstehen, vermeidet man bei Anwendung der optischen Gradientenmeßmethode (ausführliche Darstellung der theoretischen Grundlagen in (2)). Die zeitliche Mittelbildung vieler Vertikalprofile wird durch eine momentane räumliche Mittelbildung während einer Einzelmessung ersetzt. Mit Hilfe der Strahlenbrechung werden Linienintegrale des vertikalen Gradienten des Brechungsindex entlang einer Anzahl von Strahlen bis zu 30 km Länge gemessen. So erhält man mit verhältnismäßig wenigen Messungen die von turbulenten Schwankungen befreite ausgeglichene Schichtung. Über See hat dieses Verfahren außerdem den Vorteil, daß die wassernahen Luftschichten nicht durch Schiffe als Instrumententräger gestört werden. Mit dieser Methode wurden in den Sommern 1949 bis 1951 im Vorfeld der deutschen Nordseeküste zwischen dem Leuchtturm „Roter Sand“ und Büsum zahlreiche Messungen gewonnen.

Die Abbildung 2 zeigt ein Ergebnis aus dem Sommer 1950. Die Dicke der Luftschicht mit vertikaler Zunahme des Brechungsindex n ($\partial n/\partial z > 0$) ist als Funktion der Temperaturdifferenz ΔT_1 dargestellt, wie sie sich aus Beobachtungen mit 20 Strahlen verschiedener Höhe ergibt. Es wurde von fünf Meßständen (je zwei übereinander auf der Westmole des Fischereihafens

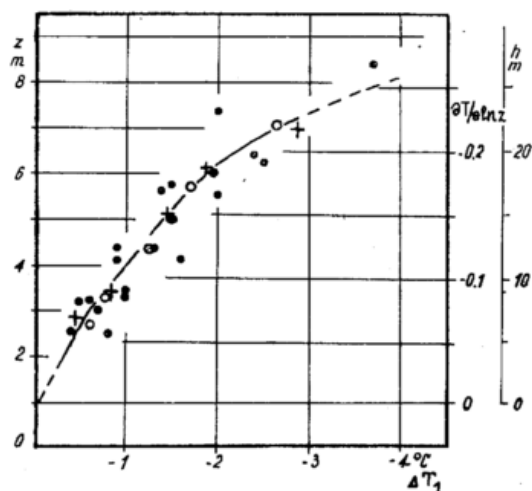


Abb. 2

Die Dicke z des Bereiches der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre, in dem der Brechungsindex mit der Höhe zunimmt als Funktion der Temperaturdifferenz ΔT_1 Luft minus Wasser. Nach optischen Gradientenmessungen vor der Elbmündung im Sommer 1950.

Es bedeuten ferner

$\partial T/\partial \ln z$ den vertikalen Temperaturgradienten nach dem Logarithmus der Höhe ($\partial T/\partial z = \partial T/\partial \ln z : z$) in $^{\circ}\text{C}$,

h die Dicke der Schicht mit überadiabatischen Temperaturgradienten,

● Einzelmessungen,

○+ Gruppenmittel.

Büsum und auf der Nordspitze der Insel Neuwerk, einer an der Westküste des Sandes Trischen) nach zahlreichen Zielen in 10,4 km bis 20,3 km Entfernung beobachtet, nachdem die Koordinaten und Höhen der Beobachtungsorte und Ziele mit möglichst großer Genauigkeit festgelegt worden waren. (Einzelheiten werden in der noch ungedruckten ausführlichen Veröffentlichung dieser Untersuchungen angegeben).

Die ausgefüllten Kreise in dem Diagramm geben jeweils den Wert der Temperaturdifferenz ΔT_1 (Abszisse) an, für den der betreffende Strahl am Beobachtungspunkt im Mittel mit der Richtung der Verbindungsgeraden nach dem Ziel zusammenfiel, d. h. bei dem der Refraktionswinkel und damit auch der mittlere Brechungsindex-Gradient entlang des Strahles Null wurde. Der gleichzeitige Wasserabstand z des Strahles (Ordinate) wurde mit Hilfe der Gleichungen [44—46] in (2) ermittelt. Die Beobachtungen der Temperaturdifferenz ΔT_1 , Windgeschwindigkeit u_1 usw. wurden auf dem Feuerschiff „Elbe 3“ und im Fahrwasser bei Büsum gewonnen (Beobachtungsniveau $z_1 = 5$ m über dem Wasserspiegel). Die betreffenden Werte ergeben sich durch Ausgleichung von je 17 bis 54 Linienmittelwerten, die bei verschiedenen Temperaturdifferenzen und Windgeschwindigkeiten erhalten wurden.

Die Streuung der Punkte ist dadurch zu erklären, daß nicht alle Messungen gleichzeitig ausgeführt werden konnten, so daß die Mittelwerte sich auf unterschiedliche meteorologische Durchschnittszustände beziehen, auch wirken sich hier in Küstennähe die horizontalen Unterschiede der Schichtung aus.

Tab. 1 Die Temperaturschichtung in den untersten Metern über See als Funktion der Temperaturdifferenz ΔT_1 Luft minus Wasser ($z_1 = 5$ m). Nach optischen Gradientenmessungen vor der Elbmündung zwischen Scharhorn und Büsum im Sommer 1950.

z Dicke der Schicht mit vertikaler Zunahme des $\frac{\partial T}{\partial \ln z}$ Brechungsindex Gradient der Temperatur nach dem Logarithmus der Höhe in

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial \ln z} \cdot z$$

h ungefähre Dicke der Schicht mit überadiabatischen Temperaturgradienten, Mittlere Geschwindigkeit in 5 m Höhe etwa 6 m/sec.

1	2	3	4
ΔT_1	z	$\frac{\partial T}{\partial \ln z}$	h
0°C	(1 m)	—	—
-0,5	2,5	-0,06 $^{\circ}\text{C}$	6 m
-1,0	4,0	-0,11	11
-1,5	5,2	-0,15	15
-2,0	6,2	-0,19	19
-2,5	(6,8)	(-0,21)	(21)
-3,0	(7,4)	(-0,23)	(23)

Die Mittelwerte für gleichabständige ΔT_1 -Gruppen (Kreuze) und z -Gruppen (unausgefüllte Kreise) sind im Diagramm mit angegeben. So erhalten wir die ausgezogene Kurve und die mittleren Schichtdicken, die in der 2. Spalte der Tabelle 1 enthalten sind.

Auf die Bedeutung dieser Schicht negativer Refraktion für die Wellenausbreitung und damit für die Ortsbestimmung usw. auf See soll hier nicht näher eingegangen werden, entsprechende Werte für die bodennahe Luftschicht über dem Festland wurden in (1c) veröffentlicht.

In der Abbildung 2 ist noch der Einfluß der Wasserdampfschichtung enthalten. Wenn wir Aussagen über die vertikale Temperaturschichtung machen wollen, müssen wir auf die Gleichung für den vertikalen Brechungsindex-Gradienten zurückgreifen (Gleichung [17]

und Tabelle 3a in (2)). Sie lautet in unserem Fall (mittlerer Luftdruck 1015 mb, mittlere Lufttemperatur +18° C)

$$\frac{\partial n}{\partial z} = -3,20 \cdot 10^{-8} - 0,94 \cdot 10^{-6} \frac{\partial T}{\partial z} - 4,27 \cdot 10^{-8} \frac{\partial e}{\partial z} \quad [1]$$

n Brechungsindex,

z Wasserabstand [m], nach oben positiv,

e Wasserdampfdruck [mb].

Das letzte Glied dieser Gleichung bewirkt, daß die Schichtdicke nicht mit ΔT_1 gegen 0 geht, sondern für $\Delta T_1 = -0,05^\circ \text{C}$ (adiabatischer Wert) bei linearer Extrapolation einen Wert von etwa $z = 1 \text{ m}$ erreicht.

Das vertikale Wasserdampfprofil ist eine komplizierte Funktion der Temperaturschichtung ΔT_1 und der Windgeschwindigkeit u_1 , kann aber in erster Näherung durch eine logarithmische Höhenfunktion der Form

$$\frac{\partial e}{\partial z} = \frac{\Gamma e_1 \Delta e_1}{z} \quad [2]$$

ersetzt werden mit $\Delta e_1 = e_1 - E_w$.

e_1 Wasserdampfdruck in der Höhe z_1 ,

E_w Sättigungsdampfdruck bei der Wassertemperatur T_w

und dem Schichtungskoeffizienten (s. u.), der von Montgomery als „Verdunstungskoeffizient“ (3) eingeführt wurde

$$\Gamma e_1 = \frac{1}{\Delta e_1} \frac{\partial e}{\partial \ln z} \quad [3]$$

Dieser ist seinerseits von ΔT_1 und u_1 abhängig (4). Diese Annäherung ist hier ausreichend. Im Mittel wurde die Wasserdampfdifferenz $\Delta e_1 = -6 \text{ mb}$ beobachtet. Wenn man das in Gleichung [2] einsetzt und annimmt, daß sich für $\Delta T_1 = -0,05^\circ \text{C}$ der adiabatische Temperaturgradient einstellt, ergibt sich mit der für diesen Wert erhaltenen Schichtdicke $z = 1 \text{ m}$ aus den Gleichungen [1] und [2] und mit $\partial n/\partial z = 0$

$$\Gamma e_1 = 0,09 \quad [3a]$$

und das Höhenprofil der Wasserdampfschichtung

$$\frac{\partial e}{\partial z} = -\frac{0,54}{z} \text{ [mb m}^{-1}\text{]} \quad [2a]$$

Für den vertikalen Temperaturgradienten im Niveau z mit $\partial n/\partial z = 0$ gilt dann

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -3,42 \cdot 10^{-2} + 2,44 \cdot 10^{-2} z^{-1} \text{ [}^\circ\text{C m}^{-1}\text{]} \quad [4]$$

Hiermit können die vertikalen Temperaturgradienten berechnet werden, die den in Tabelle 1 angegebenen Wasserabständen entsprechen.

Die hier nicht wiedergegebenen Einzelprofile gleichzeitiger Messungen zeigen, daß die aktuelle Temperatur T im Gegensatz zur potentiellen durch eine logarithmische Höhenabhängigkeit angenähert werden kann, ähnlich wie es über dem Festland beobachtet wurde (1), d. h. wir können auch hier schreiben

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial \ln z} z^{-1} \quad [5]$$

Die Werte des Gradienten $\partial T/\partial \ln z$ nach dem Logarithmus der Höhe, die sich so aus den oben abgeleiteten Wertepaaren von $\partial T/\partial z$ und z ergeben, sind in der Spalte 3 der Tabelle 1 enthalten. Durch Extrapolation auf den adiabatischen Temperaturgradienten mit Gleichung [5] erhalten wir die angenäherte Dicke h der oben definierten „labilen Unterschicht“ über dem Meer (siehe Tabelle 1, Spalte 4). Der Maßstab für beide Größen ist am rechten Rand der Abbildung 2 angegeben.

So wird ein recht anschaulicher Vergleich mit der mittleren Temperaturschichtung möglich, die aus Beobachtungen über dem Festland abgeleitet wurde (1a). Die zwischen $\Delta T_1 = -0,5^\circ \text{C}$ und $\Delta T_1 = -3^\circ \text{C}$ in der Ta-

belle 1 angegebenen Gradienten und Schichtdicken wurden z. B. über grasbewachsenen Ebenen Südenglands an heiteren Junitagen bei Sonnenhöhen zwischen etwa 10° und 25° beobachtet.

Die Abbildung 2 und Tabelle 1 gelten für eine mittlere Windgeschwindigkeit in 5 m Höhe von etwa 6 m/sec. Im Einzelfall treten charakteristische Abweichungen von der mittleren Schichtung auf, verursacht durch den wechselnden Anteil der konvektiven und turbulenten Komponente des Austausches bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten.

Diese Abweichungen beziehen sich sowohl auf die Größe der beobachteten Gradienten als auch auf die Höhenfunktionen der potentiellen Temperatur. Während des Vortrages wurden charakteristische Einzelprofile gezeigt, welche die Verstärkung des Konvektionseinflusses mit abnehmender Windgeschwindigkeit (bei gleichbleibendem ΔT_1) und die dadurch intensivierte vertikale Zunahme des Austauschkoeffizienten illustrieren. Diese Ergebnisse werden (s. o.) an anderer Stelle veröffentlicht.

2. Der Schichtungskoeffizient

Wie zahlreiche Beobachtungen zeigen, können die Höhenfunktionen der austauschbaren atmosphärischen Eigenschaften in den unteren Dekametern der Atmosphäre durch Potenzfunktionen der Form

$$\frac{\partial i}{\partial z} = \left(\frac{\partial i}{\partial z}\right)_1 \left(\frac{z_1 + z_0}{z + z_0}\right)^\beta \quad [6]$$

angenähert werden, wo

i die austauschbare Eigenschaft

z_0 den Rauigkeitsparameter [m]

bedeutet, und der Index 1 ein festes Niveau kennzeichnet. Der Exponent β ist bei überadiabatischen Temperaturgradienten größer, bei stabiler Temperaturschichtung kleiner als eins und kann für verschiedene Eigenschaften unterschiedliche Werte annehmen (siehe (1d) und (4)). Deacon wies nach, daß β eine Funktion der Richardson'schen Zahl ist (5). Je stärker die Konvektion ist, um so mehr nimmt der Absolutwert von β mit dem Wasserabstand zu. Die Gleichung [6] gibt also in solchen Fällen nur die Annäherung einer komplizierteren Höhenabhängigkeit. Bei adiabatischer Schichtung gilt $\beta = 1$, und die Gleichung [6] wird mit dem bewährten Prandtl'schen Ansatz der Turbulenz über rauen Flächen identisch.

In den meisten Fällen lassen die Beobachtungen über dem Meer eine nähere Analyse der Höhenabhängigkeit der Gradienten und der Gleichung [6] gar nicht zu, weil die vertikalen Gradienten nicht exakt genug bestimmt werden können, eine Ausnahme bildet die optische Gradienten-Meßmethode, die unmittelbar die Gradienten liefert.

Für eine Abschätzung der vertikalen Schichtung wird deshalb häufig von logarithmischen Profilen Gebrauch gemacht

$$\frac{\partial i}{\partial z} = \frac{\partial i}{\partial \ln z} z^{-1} \quad [7]$$

oder mit

$$\Gamma_{i1} = \frac{1}{\Delta i_1} \frac{\partial i}{\partial \ln z} \quad [8]$$

$$\frac{\partial i}{\partial z} = \frac{\Gamma_{i1} \Delta i_1}{z} \quad [9]$$

wie wir sie oben schon (Gleichung [2] und [5]) verwendeten. Den Faktor Γ_{i1} bezeichnen wir allgemein als „Schichtungskoeffizient“, der Index i weist auf die betreffende Eigenschaft hin, der Index 1 auf das Bezugsniveau z_1 , in dem die Differenz

$$\Delta i_1 = i_1 - i_0 \quad [10]$$

gemessen wird, wobei i_0 den Wert an der Meeresoberfläche bedeutet. Es gilt also

$$\Gamma_{u_1} = \frac{1}{\Delta u_1} \frac{\partial u}{\partial \ln z}, \Gamma_{e_1} = \frac{1}{\Delta e_1} \frac{\partial e}{\partial \ln z}, \Gamma_{\theta_1} = \frac{1}{\Delta \theta_1} \frac{\partial \theta}{\partial \ln z} \quad [11]$$

für die Schichtungskoeffizienten der Windgeschwindigkeit, des Wasserdampfgehaltes und der potentiellen Temperatur θ .

Der erstere ist mit einigen oft verwendeten Parametern der Prandtl'schen Theorie durch folgende Beziehungen verbunden.

Schubspannungsgeschwindigkeit: $\dot{u} = k \Gamma_{u_1} u_1 \quad [12],$

Reibungskoeffizient: $\gamma^2 = k^2 \Gamma_{u_1}^2 \quad [13],$

Rauhigkeitsparameter z_0 bei hydrodynamisch rauhen Grenzflächen $\Gamma_{u_1} = \frac{1}{\ln \frac{z_1 + z_0}{z_0}} \quad [14],$

wobei k die Kármánkonstante bedeutet. In einer früheren Veröffentlichung (4) wurde ausführlich diskutiert, daß man leicht zu falschen Schlüssen bezüglich dieser Größen kommen kann, wenn man die Gleichungen [12] bis [14] außerhalb des Gültigkeitsbereichs der Prandtl'schen Theorie verwendet, insbesondere bei nichtadiabatischer Temperaturschichtung. Am Beispiel von Wasserdampfprofilmessungen über dem Meer wurde gezeigt, daß der Schichtungskoeffizient sich stark mit der Windgeschwindigkeit und der Temperaturschichtung (charakterisiert durch ΔT_1) ändert u. a. als Folge der Variabilität des Exponenten β in der Gleichung [6].

Bei nichtadiabatischer Temperaturschichtung kann deshalb aus logarithmisch angenäherten Höhenprofilen der austauschbaren Eigenschaften nicht auf die Größe des zugehörigen vertikalen Stromes (des Impulses, des Wasserdampfgehaltes und der fühlbaren Wärme) geschlossen werden, denn die Annäherung durch logarithmische Höhenfunktionen erlaubt dann keine Extrapolation an die Meeresoberfläche. Die Schichtungskoeffizienten geben aber eine Möglichkeit, die betreffenden vertikalen Gradienten in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre abzuschätzen, und das ist für manche Fragestellung (z. B. Stabilitätsbetrachtungen, Ausbreitung von sichtbarem Licht und von Mikrowellen) vorteilhaft.

Kürzlich wurden von H. U. Roll (6) und von J. S. Hay (7) neue Beobachtungen der Windgeschwindigkeit über dem Meer veröffentlicht, die eine Berechnung der Schichtungskoeffizienten der Windgeschwindigkeit und damit einen Vergleich mit den bereits abgeleiteten Werten für den Wasserdampfgehalt (4) ermöglichen.

a.) Beobachtungen von Roll

Roll legte Ergebnisse gleichzeitiger Windgeschwindigkeitsmessungen in 19 m Höhe und Beaufort-Wind-

stärkeschätzungen vor, die auf 738 Messungen im Bereich der Nordsee und des Nordmeeres beruhen. Analog dem in (4) angewendeten Verfahren wurden Mittelwerte der Windgeschwindigkeit für ausgewählte Temperaturdifferenzen ΔT_1 abgeleitet. Mit Hilfe von Windgeschwindigkeits- und Temperaturprofilmessungen im Wattenmeer versucht Roll auf diese Weise den Beaufort-Windstärken eine Windgeschwindigkeit in 0,5 m Höhe zuzuordnen, die von der Temperaturschichtung unabhängig sein soll, und es ergibt sich eine lineare Beziehung. Da die Wattenmeer-Beobachtungen nur bei Temperaturdifferenzen ΔT_1 (bezogen auf 1 m Höhe) zwischen $-2,1^\circ \text{C}$ und $-3,1^\circ \text{C}$ gewonnen wurden, d. h. bei recht großen Labilitäten (siehe unsere obige Tabelle 1), muß der Beweis einer allgemeinen Gültigkeit dieser Beziehung allerdings noch durch weitere Beobachtungen erbracht werden. Auch ist es nicht erwiesen, ob Windgeschwindigkeitsmessungen im flachen Wattenmeer mit solchen auf freier See kombiniert werden können. Es ist wahrscheinlich, daß die Morphologie der Meeresoberfläche (und damit auch die geschätzte Beaufort-Windstärke) bei gleichen Windgeschwindigkeiten von der Wassertiefe abhängt.

Wenn man von diesen Unsicherheiten zunächst abstrahiert, kann man aus den von Roll angegebenen Werten der Windgeschwindigkeit u_1 in $z_1 = 19$ m Höhe (Tabelle 2 in (6)) und u_2 in $z_2 = 0,5$ m Höhe (Tabelle 4 in (6)) Schichtungskoeffizienten mit Hilfe der Gleichung

$$\Gamma_{u_1} = \frac{u_1 - u_2}{u_1} \ln \frac{z_1}{z_2} \quad [15]$$

berechnen, die sich auf das Niveau $z_1 = 19$ m beziehen. Die Schichtungskoeffizienten für Wasserdampf, die in (4) veröffentlicht wurden, entsprechen dem Niveau $z_1 = 4$ m und wurden als Funktion der Windgeschwindigkeit und der Temperaturdifferenz in 6 m Höhe dargestellt. Um einen exakten Vergleich zu ermöglichen, wurden die mit Gleichung [15] erhaltenen Werte deshalb mit folgender Beziehung

$$\Gamma_{4m} = \Gamma_{19m} \frac{1}{1 - \Gamma_{19m} \ln \frac{19}{4}} \quad [16]$$

auf das Niveau 4 m umgerechnet und aus den Roll'schen Angaben die betreffende Windgeschwindigkeit in 6 m Höhe ermittelt. Auf diese Weise erhalten wir die in der Tabelle 2a wiedergegebenen Schichtungskoeffizienten der Windgeschwindigkeit, und in der Tabelle 2b sind die entsprechenden Werte für den Wasserdampf nach (4) wiedergegeben.

Es bestehen (besonders bei höheren Windgeschwindigkeiten) charakteristische Unterschiede. Aber es wäre unrealistisch, diese systematischen Verschiedenheiten ausführlicher zu diskutieren, sei es unter dem Gesichtspunkt verschiedener Austauschkoefizienten für

Tab. 2a Schichtungskoeffizienten der Windgeschwindigkeit

$\Gamma_{u_1} = \frac{1}{u_1} \frac{\partial u}{\partial \ln z}$ (Bezugsniveau $z_1 = 4$ m), als Funktion der Windgeschwindigkeit u in 6 m und der Temperaturdifferenz ΔT in 16,5 m Wasserabstand nach Messungen von Roll (6). Unsichere Werte in Klammern.

$\Delta T_{16,5 \text{ m}}$ $u_6 \text{ m}$	Schichtungskoeffizient $\Gamma_{u_{4m}}$				
	-4	-2	-1	0	+1° C
2 m/sec	0,03	0,03	0,05	0,08	0,12
4	0,06	0,06	0,07	0,10	0,12
6	0,07	0,07	0,07	0,10	0,12
8	0,08	0,08	0,09	0,11	0,12
10	0,09	0,10	0,10	0,11	0,12
12	(0,11)	(0,11)	(0,12)	(0,12)	(0,13)

Tab. 2b Schichtungskoeffizienten des Wasserdampfdrucks

$\Gamma_{e_1} = \frac{1}{\Delta e_1} \frac{\partial e}{\partial \ln z}$ (Bezugsniveau $z_1 = 4$ m), als Funktion der Windgeschwindigkeit u und der Temperaturdifferenz ΔT (Luft minus Wasser) in 6 m Höhe nach (4).
Unsichere Werte in Klammern.

$\Delta T_{0\text{ m}}$ $u_{6\text{ m}}$	Schichtungskoeffizient $\Gamma_{e_{4\text{ m}}}$				
	-3	-2	-1	0	+10 C
2 m/sec	(0,02)	0,03	0,05	0,06	(0,07)
4	(0,03)	0,05	0,08	0,11	(0,14)
6	(0,07)	0,08	0,10	0,13	(0,14)
8	(0,11)	0,12	0,13	0,14	(0,14)
10	(0,12)	0,15	0,15	0,15	(0,16)

Impuls und Wasserdampfgehalt, sei es in bezug auf Unterschiede zwischen dem Mechanismus der Impulsübertragung Ozean-Atmosphäre und demjenigen der maritimen Verdunstung. Hierfür sind die Unsicherheiten des Materials, das der Tabelle 2a zugrunde liegt, und auch die Streuung der Wasserdampfprofile, aus denen die Tabelle 2b abgeleitet wurde, zu groß.

Die Übereinstimmung des Ganges der Koeffizienten mit der Windgeschwindigkeit und der Temperatur aber bestätigt die in (4) entwickelten Vorstellungen.

Allerdings möchte ich auch an dieser Stelle betonen, daß eine Ableitung von Reibungskoeffizienten aus Windgeschwindigkeitsprofilen (z. B. mit Gleichung [13] oder unmittelbar aus den Messungen) zu fiktiven Werten führt, wenn die Temperaturschichtung nichtadiabatisch ist. Es ergeben sich auf diese Weise bei Labilität kleinere Windreibungswerte als bei Stabilität (siehe die Abbildung 8 bei R o l l und die Schlußsätze seiner Abhandlung), und das steht im Gegensatz sowohl zu unseren Erfahrungen über das Aussehen der Meeresoberfläche (größere Beaufort-Windstärken bei Labilität als bei Stabilität, wenn die Windgeschwindigkeit in Anemometerhöhe gleich bleibt), als auch zu neuen Windstaumessungen (8), die bei Labilität einen wesentlich größeren Windstau ergaben als bei Stabilität.

b.) Beobachtungen von Hay

Hay veröffentlichte die Ergebnisse einiger Windprofilmessungen, die auf einem großen Ponton, 800 m vor der Küste, über 25 m Wassertiefe gewonnen wurden. Vier mittlere Serien bei nahezu adiabatischer Schichtung ergeben Schichtungskoeffizienten der Windgeschwindigkeit, die mit den gleichzeitigen Windgeschwindigkeiten in 6 m Höhe in der Tabelle 3 enthalten sind. Sie nähern sich den Schichtungskoeffizienten für Wasserdampf besser an als die Werte der Tabelle 2a.

Tab. 3

Schichtungskoeffizient der Windgeschwindigkeit

$$\Gamma_{u_1} = \frac{1}{u_1} \frac{\partial u}{\partial \ln z}$$

Bezugsniveau 4 m, als Funktion der Windgeschwindigkeit in 6 m Höhe bei annähernd adiabatischer Temperaturschichtung nach Messungen von H a y (7).

$u_{6\text{ m}}$	$\Gamma_{u_{4\text{ m}}}$
6,0 m/sec	0,11
6,3	0,11
7,5	0,12
10,7	0,14

In Abbildung 3 sind die adiabatischen Schichtungskoeffizienten der Windgeschwindigkeit und des Wasserdampfgehaltes, aus denen die Werte der Tabellen 2a, b und 3 für $\Delta T_1 = 0$ abgeleitet wurden, als Funktion

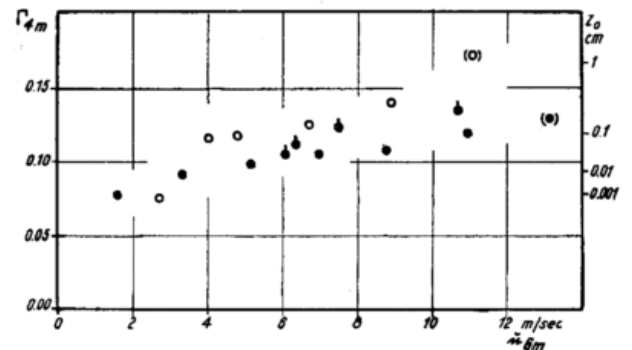


Abb. 3

Maritime Grenzschicht der Atmosphäre. Adiabatische Schichtungskoeffizienten Γ , (Bezugsniveau $z_1 = 4$ m) als Funktion der Windgeschwindigkeit u in 6 m Wasserabstand

- a.) Schichtungskoeffizienten des Wasserdampfes $\Gamma_{e_1} = \frac{1}{\Delta e_1} \frac{\partial e}{\partial \ln z}$ nach B r o c k s (4).
- b.) Schichtungskoeffizienten der Windgeschwindigkeit $\Gamma_{u_1} = \frac{1}{u_1} \frac{\partial u}{\partial \ln z}$ nach Messungen von R o l l (6) und H a y (7).
- Wasserdampfgehalt
- Windgeschwindigkeit
- Eingeklammerte Werte sind unsicher

der Windgeschwindigkeit zusammengestellt. Die Streuung ist beträchtlich und wirft ein bezeichnendes Licht auf die heute noch vorhandene Unsicherheit unserer Kenntnisse von den Austauschverhältnissen in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre.

Allen Beobachtungen ist aber die Tendenz gemeinsam, daß die Schichtungskoeffizienten in dem betrachteten Bereich mit der Windgeschwindigkeit zunehmen. Falls der Prandtl'sche Ansatz für das Windgeschwindigkeitsprofil über rauhen Flächen auch in den wassernahen Luftschichten über der windbewegten Meeresoberfläche gültig ist, muß hieraus auf eine Zunahme des Rauheitsparameters z_0 mit dem Wind geschlossen werden. Eine Skala für z_0 , die sich in diesem Fall aus Gleichung [14] ergeben würde, ist am rechten Rand des Diagramms angegeben.

Literatur

- (1) Brocks, K.: a) Über den täglichen und jährlichen Gang der Höhenabhängigkeit der Temperatur in den untersten 300 Metern der Atmosphäre und ihren Zusammenhang mit der Konvektion. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 5 (1948).

- b) Die Höhenabhängigkeit der Lufttemperatur in der nächtlichen Inversion. Meteor. Rdsch. 2, 159 — 167 (1950)
- c) Über vertikale Luftdichtezunahme in Bodennähe. Meteor. Rdsch. 2, 227—229 (1949)
- d) Temperatur und Austausch in der untersten Atmosphäre. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 12, 166 bis 170 (1950)
- (2) Brocks, K.: Eine räumlich integrierende optische Methode für die Messung vertikaler Temperatur- und Wasserdampf-Gradienten in der untersten Atmosphäre. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. A 6, 370—402 (1954)
- (3) Montgomery, R. B.: Observations of vertical humidity distribution above the ocean surface and their relations to evaporation. Pap. phys. Oceanogr. Meteor. 7, No. 4 (1940)
- (4) Brocks, K.: Austauschprobleme über dem Meer. Ann. Meteor. 5, 312 (1952)
Wasserdampfschichtung über dem Meer und „Rauigkeit“ der Meeresoberfläche. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. A 8, 354—383 (1955)
- (5) Deacon, E. L.: Vertical diffusion in the lowest layers of the atmosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 75, 89—103 (1949)
- (6) Roll, H. U.: Beaufortäquivalente auf See bei verschiedenen thermischen Schichtungen, angewendet auf die Bestimmung der Windschubspannung an der Meeresoberfläche. Ann. Meteor. 6, 193—201 (1953/54)
- (7) Hay, J. S.: Some observations of airflow over the sea. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 81, 307—319 (1955)
- (8) Darbyshire, J. and M.: Determination of wind stress on the surface of Lough Neagh by measurement of tilt. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 81, 333—339 (1955)

Über den Zusammenhang zwischen Temperaturgradient und Temperaturruhe

(Vorläufige Mitteilung)

von Herfried Hoinkes

(mit 3 Abbildungen im Text)

Die Auswertung von Thermogrammen mit Tagesumlauf des Uhrwerkes hatte einen deutlichen Zusammenhang zwischen den unregelmäßigen, turbulenten Schwankungen und dem vertikalen Gradienten der Lufttemperatur über Gletschereis ergeben, über den seinerzeit berichtet worden ist (1). Dieser Zusammenhang ließ sich zwanglos durch die lineare Beziehung beschreiben, die O. G. Sutton (2) dafür angegeben hatte:

$$T' = \text{const.} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + I' \right)$$

Wenn T' die Temperaturschwankungen und \bar{T} die Mitteltemperatur in einer bestimmten Höhe bedeuten, dann gibt die Konstante den Mischungsweg für den Wärmeübergang l_w an, dessen Kenntnis für Fragen des Wärmetransportes wünschenswert ist. Da jedoch auch ein guter Thermograph ohne Zweifel kein geeignetes Gerät zur Untersuchung der turbulenten Schwankungen der Lufttemperatur ist, durfte diesem vernünftigen Ergebnis kein großes Gewicht gegeben werden. Zusammen mit W. Ambach habe ich mich daher in diesem Sommer am Hintereisferner in den Ötztaler Alpen mit etwas verbesserten Methoden erneut auch mit dieser Frage beschäftigt; die Österreichische Akademie der Wissenschaften in Wien hat diese Untersuchung durch eine Subvention ermöglicht, wofür auch an dieser Stelle gedankt sei.

Die Lufttemperatur wurde mit einzelnen Thermoelementen gemessen, von denen fünf bis sechs zwischen

der Eis- bzw. Schneeoberfläche und 100 cm Höhe an einem Mast angeordnet waren. Dabei wurde mit Erfolg eine Schaltung verwendet, die von K. Takasu (3) angegeben, sich dadurch auszeichnet, daß der Strahlungsfehler durch ein zusätzliches Paar von Lötstellen, von denen eine beschirmt ist, kompensiert wird. Die eigentlich der Messung dienende Lötstelle bleibt dabei ohne jede Beschirmung und damit ohne Störung. Es sei bemerkt, daß bei der hohen Albedo der Schnee- und Eisflächen die Abschirmung der direkten Sonnenstrahlung nicht genügt, sondern daß auch die Reflexstrahlung abgeschirmt werden müßte. So sind bis jetzt nur Messreihen bei starker Bewölkung oder nach Sonnenuntergang gelungen. Diese wurden zumeist so gewonnen, daß mit einem Spiegelgalvanometer Ruhstrat Type ESG 7 mit einer Schwingungsdauer von 1.9 Sekunden jedes Thermoelement durch drei Minuten beobachtet wurde, wobei sämtliche Umkehr- oder Haltepunkte des Lichtzeigers diktiert und von einem Mitarbeiter notiert wurden.

Die Mittelwerte für jedes Element haben zunächst die Gültigkeit des logarithmischen Temperaturprofils von der Form

$$\vartheta(z) = \vartheta_0 + k \ln \frac{z+z_0}{z_0}$$

für das Höhenintervall 1 bis 100 cm bestätigt. Für den Rauigkeitsparameter wurde nach den bisherigen Erfahrungen $z_0 = 0.15$ cm eingesetzt (4). Abb. 1 zeigt

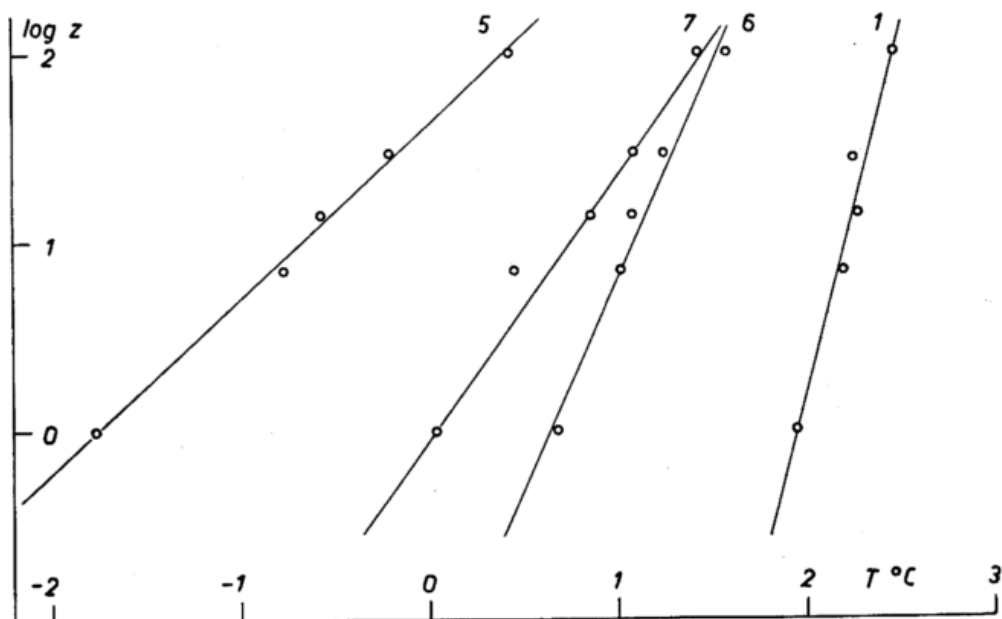


Abb. 1
Temperaturprofile, gemessen am Hintereisferner (Ötztaler Alpen) bei 2950 m Höhe, im August 1955.

einige Beispiele; der kleinste Gradient ($k = 0.113$) wurde bei ganz bedecktem Himmel und Windstille, unmittelbar nach der Auflockerung von dichtem Nebel beobachtet, der größte ($k = 0.470$) bei 4/10 Cu Fc nach Sonnenuntergang und bei bereits gefrorener Gletscheroberfläche. Gebildet wurde ferner für jedes Element als Maß für die Temperaturunruhe die mittlere quadratische Schwankung T' , definiert durch

$$T' = \sqrt{(t_i - t_{i+1})^2}$$

wobei die t_i die einzelnen, für den Leitungswiderstand korrigierten Ablesungen am Spiegelgalvanometer sind, deren mittlerer zeitlicher Abstand 3 bis 6 Sekunden betrug. Bei der geringen Schwingungsdauer des Galvanometers kann man annehmen, daß die relativ kleinen, stets nur einige Zehntelgrade betragenden Differenzen zwischen zwei Werten im wesentlichen unverzerrt erhalten wurden.

Die für fünf verschiedene Höhen und bei verschiedenen Gradienten ermittelten Werte der Temperaturunruhe waren nicht dem vertikalen Temperaturgradienten

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{k}{z+z_0}$$

proportional, wie zu erwarten gewesen wäre, sondern einem Ausdruck von der Form

$$T' = \text{const.} \frac{k^{1/2}}{z+z_0}$$

wie die Abbildung 2 zeigt. Der Zusammenhang ist in den größeren Höhen über 14 cm klar und gut belegt.

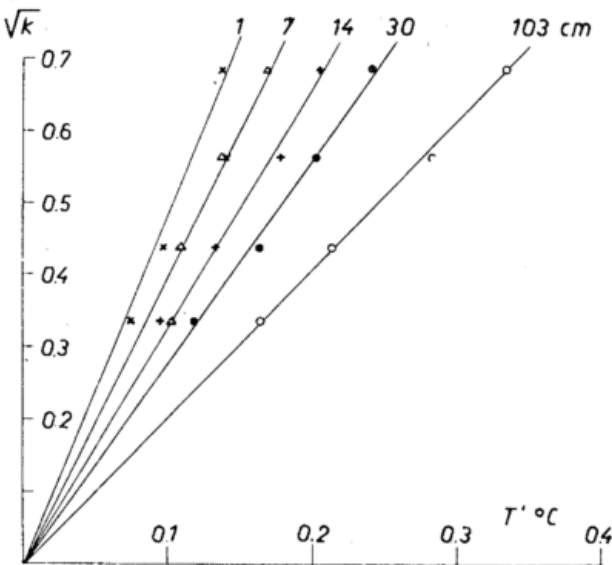


Abb. 2

Die Beziehung zwischen der mittleren quadratischen Schwankung der Lufttemperatur T' und dem Temperaturprofil, repräsentiert durch die Wurzel aus der Steigung der logarithmischen Geraden k für die Meßhöhen 1, 7, 14, 30 und 103 cm.

während unterhalb 7 cm die Streuung der Werte ziemlich groß ist. Die Unruhe der Temperatur nimmt also in allen Höhen bis 100 cm langsamer zu, als der vertikale Temperaturgradient. Der wirksame Mischungsweg für Wärme scheint somit bei Temperaturschwankungen mit einer mittleren Periode von 6 bis 12 Sekunden kleiner zu sein, als bei solchen mit mittleren Perioden von der Größenordnung einiger Minuten, für die die von Sutton (2) gefundene und am Eis des Vernagtferners bestätigte (1) Beziehung galt. Sutton erwähnt jedoch eine der Hauptschwingung überlagerte feinere Struktur der Temperaturunruhe, auf die sich unsere Beobachtungen vorwiegend erstreckt haben

dürften. Der Mischungsweg für Wärme ist in 103 cm Höhe erst um den Faktor 1.22 größer, als der Mischungsweg für Impuls, den man mit dem Ausdruck $l_1 = \kappa (z + z_0)$ abschätzen kann, und beträgt in 1 cm Höhe nur 55% von diesem.

Die Höhenabhängigkeit dieses wirksamen Mischungsweges für den Wärmeübergang läßt sich mit

$$l_w = \text{const} \cdot z^{1.25} \text{ für } 1 \text{ cm} < z < 103 \text{ cm}$$

beschreiben. Da der Ausdruck $k^{1/2} / (z + z_0)$ zugleich umgekehrt proportional der Höhe abnimmt, folgt für die Höhenabhängigkeit der Temperaturunruhe der Ausdruck $T' = \text{const} \cdot z^{0.25}$. Abbildung 3 läßt bei vier

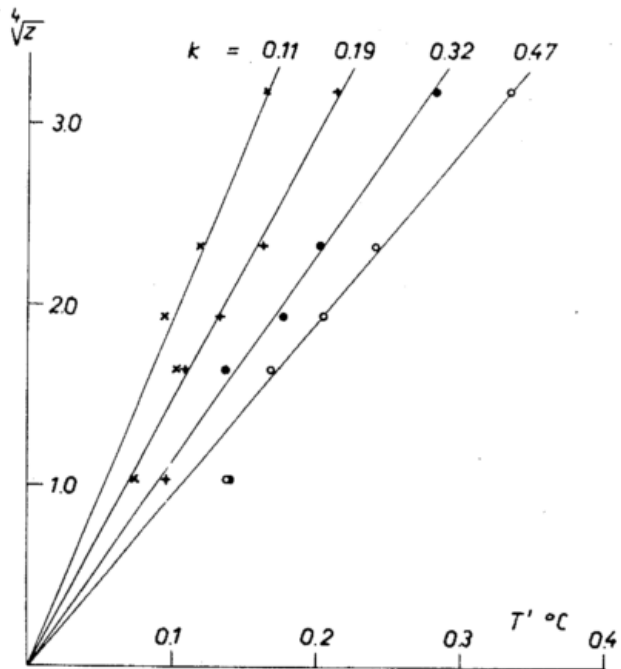


Abb. 3

Die Höhenabhängigkeit der mittleren quadratischen Schwankung der Lufttemperatur T' bei verschiedenen vertikalen Temperaturgradienten in der eisnahen Luftschicht.

verschiedenen Gradienten erkennen, daß die mittlere quadratische Temperaturschwankung in der eisnahen Luftschicht proportional zur vierten Wurzel aus der Höhe zunimmt. Lediglich für den untersten Meßpunkt in 1 cm Höhe wurden systematisch zu große Schwankungen erhalten; hier gibt vielleicht die mit 0.1°C begrenzte Ablesegenauigkeit am Spiegelgalvanometer zu große Sprünge, oder es spielen Strahlungsprozesse eine größere Rolle.

Die Diskussion folgender Fragen scheint wünschenswert:

1. Warum gilt für die Temperaturschwankungen mit mittleren Perioden von 6 bis 12 Sekunden nicht die Beziehung $T' = \text{const} \frac{\partial \theta}{\partial z}$, die bei Schwankungen mit mittleren Perioden von einigen Minuten Dauer gilt?
2. Warum ist für diese kürzeren Temperaturschwankungen der wirksame Mischungsweg für Wärme offenbar kleiner, als für die längeren Temperaturschwankungen?
3. Welche Temperaturschwankung ist für den Austausch von Wärme maßgebend: die längerdauernde mit mittleren Perioden von einigen Minuten oder die kürzere, dieser überlagerte feinere Temperaturunruhe?

Literatur

- (1) Hoinkes, H.: Beiträge zur Kenntnis des Gletscherwindes. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. B 6, 36 (1954)
- (2) Sutton, O. G.: Convection in the atmosphere near the ground. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 74, 13 (1948) Micrometeorology. New York u. London 1953.
- (3) Takasu, K.: Microclimatic Study II: A new Type Thermojunction for microclimatic use. Mem. Coll. Sci. Univ. Kyoto A, 27, No 1,55 (1953)
- (4) Hoinkes, H.: Über glazial-meteorologische Arbeiten im Sommer 1952 (Vorläufige Mitteilung). Anz. math.-naturw. Kl. Österr. Akad. Wiss. Wien Nr. 15, 219 (1954)

Diskussionsbemerkungen

Georg Schanz

Dr. Schanz weist darauf hin, daß von ihm während des Krieges bei der meteorologischen Betreuung der Sperrballoneinheiten übergradientige Windgeschwindigkeiten, gebunden an die Obergrenze von Absinkinversionen, an verschiedenen Stellen in Mittel- und Westeuropa regelmäßig beobachtet wurden. Die Windgeschwindigkeiten wuchsen in einer Schicht von geringer vertikaler Mächtigkeit (etwa 50 bis 100 m) während der Nacht bis zu einem Maximum in der Morgendämmerung an. Es wurden mit Kontaktanemometern hauptsächlich im Südwestteil von Hochdruckgebieten, also bei SE-Wind, sehr stetige Geschwindigkeiten bis 28 m/sec. bei einem Gradientwind von etwa 10 m/sec. gemessen und registriert.

Die Vorschriften für Auswertung von Höhenwindmessungen, deren Mittelungsintervalle größer sind als die in Frage kommenden Schichtdicken, sowie die generelle Deutung aller kurzzeitigen Unregelmäßigkeiten bei aerologischen Aufstiegen als „Böigkeit“ verhindern

die Erfassung dieser Erscheinung im routinemäßigen Beobachtungsdienst trotz ihrer Regelmäßigkeit und Stetigkeit.

Hans Ulrich Roll

Ich möchte im Anschluß an die letzte von Herrn Dr. Brocks gezeigte Abbildung ergänzend bemerken, daß die Reibungskoeffizienten der Meeresoberfläche in absoluter Größe und Gang mit der Windgeschwindigkeit nicht nur bei den neueren Feldmessungen verschiedener Autoren annähernd gleich ausfallen, sondern daß diese darüber hinaus auch mit den Resultaten von Laboratoriumsmessungen (Francis) befriedigend übereinstimmen. Man kann hieraus schließen, daß die Windreibung über dem Meere weniger durch die „charakteristischen“ Wellen des Seeganges — die bei den einzelnen Autoren erhebliche Unterschiede aufwiesen — bestimmt wird, als durch die kleinen Rauigkeiten der Meeresoberfläche.

2. Fachsitzung: Strahlungs- und Wärmehaushalt

Vorsitz: W. Mörkofer, Davos

Strahlungs- und Wärmehaushalt

von Friedrich Lauscher

(mit 4 Abbildungen und 1 Tabelle im Text)

Darstellungen der Gesamtenergiebilanz der Erde

Wilhelm Trabert (1) hat sich in seinem 1911 erschienenen Lehrbuch der Kosmischen Physik recht eingehend und, wie man heute feststellen kann, auch recht erfolgreich bemüht, die Größenordnung der einzelnen Posten der Strahlungs- und Wärmebilanz der Erde und der Atmosphäre abzuschätzen. Bezeichnet man, um mit späteren Darstellungen der Gesamtenergiebilanz der Erde in Einklang zu kommen, die extraterrestrische Einstrahlung von ungefähr 700 cal pro Tag und Quadratcentimeter als 100 %, so findet man bei Trabert folgende Prozentzahlen:

Reflexion an Wolken	22 %
Diffuse Reflexion der Luft in den Weltenraum (zuzüglich eines kleinen Betrages an der Erdoberfläche reflektierter Strahlung)	18 %
Summe = Energie-Albedo der Erde	40 %
Absorption in der Atmosphäre (zuzüglich eines kleinen Betrages in Wolken absorbierter Strahlung)	20 %
Zum Erdboden kommende Strahlung	
a) bei klarem Himmel	18 %
b) bei wolkenbedecktem Himmel	22 %
Summe	40 %

Genau dieselben Zahlen, 40 % Albedo, 20 % Absorption in Luft und 40 % Absorption im Boden findet man 1950 bei P. Raethjen (2) in einer didaktisch äußerst wertvollen Schrift des Hamburger Universitätsinstituts über den Wärmehaushalt der Atmosphäre. Aber dazwischen liegt eine enorme Entwicklung der Strahlungskunde und Raethjen darf es wagen, die genannten Prozentzahlen fett zu drucken, während man sie bei Trabert als Resultat vorsichtigster Schätzungen noch an verborgener Stelle aufspüren muß. Der Fettdruck ist der Lohn des Schweißes vieler edler Strahlungsforscher.

Zurück zu Trabert! Er nahm an, daß von der Einstrahlung des Bodens von 40 % der extraterrestrischen Strahlung 10 % als effektive Ausstrahlung des Bodens in den Weltenraum gehen, während 30 % als Verdunstungswärme in die Luft gelangen und dort als Kondensationswärme frei werden.

Die Atmosphäre gewinnt also 20 % durch direkte Absorption der Sonnenstrahlung, 30 % durch latente Wärme. Folglich, schließt Trabert, muß sie 50 % als Eigenausstrahlung in den Weltenraum senden, um auch ihre Wärmebilanz auf Null auszugleichen. — Stimmt, möchte man heute sagen, wenn man die Gesamtbilanzen späterer Autoren großzügig überblickt.

In der Tabelle 1 habe ich 14 Gesamtbilanzen verschiedener Autoren (1) — (14) zusammengestellt. Am Schluß dieser Tabelle sind in zwei Spalten a) Gesamtmittel für alle 14 Bilanzen und b) Mittel für die 6 letzten, in der Zeit nach dem zweiten Weltkrieg geschaffenen angegeben.

Diese letztgenannten Mittel zeige ich in einer der seit E. Alts Vortrag vor der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft in Dresden 1929 üblich gewordenen Darstellungen (Abb. 1).

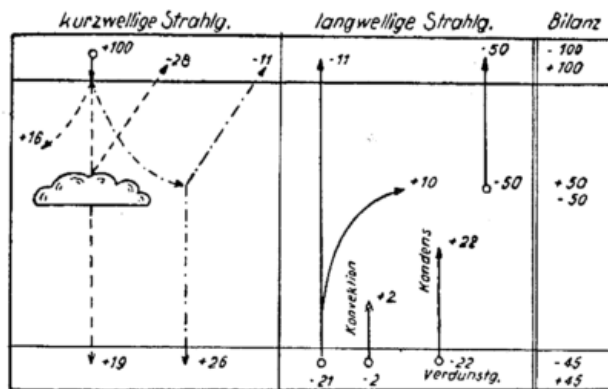


Abb. 1

Durchschnittliche Jahresbilanz der Erdoberfläche und der Atmosphäre in Prozenten der extraterrestrischen Einstrahlung. (Schematische Darstellung nach E. Alt (1929) mit neueren Zahlenwerten aus 1949 — 1954).

Zunächst nur einige Bemerkungen: Die Gesamtreflexion an Wolken nahmen Trabert und Alt noch relativ klein an, nämlich 22 bis 24 %. Später setzte sich die auf Aldrichs Messungen beruhende höhere Zahl von 33 % vorübergehend fest. In den letzten Jahren ist man durch Fritz eingehendere Studien der Wolkenreflexion wieder zu geringeren Zahlen, 24 bis 25 % zurückgekehrt.

Die diffuse Reflexion der Luft schätzten Trabert und Alt noch viel zu hoch ein, nämlich zu 18 bis 19 %. Seit Baur und Philipps gilt im Mittel etwa 11 %. In diesen elf Prozent ist noch ein vielleicht zu 3 % schätzender Anteil vom Erdboden kommender Reflexstrahlung inbegriffen.

Bezüglich der Absorption der Strahlung in der Atmosphäre liegen die äußersten Grenzen zwischen 13 % bei Albrecht (1949) und dem runden Betrag von 20 % bei Trabert. Neuerdings scheint man sich dem Trabertschen Wert wieder sehr zu nähern, da die Absorption in Wolken doch größer sein dürfte als man lange Zeit angenommen hat. Vorläufig wollen wir mit 9% Absorption der Luft und 7% Absorption der Wolken rechnen.

Bemerkenswert unsicher ist man bezüglich der Strahlungssummen am Boden. Man sollte doch glauben, daß die zum Boden kommende Strahlung bei klarem Himmel, bzw. bei bedecktem Himmel für uns Erdenbürger am leichtesten festzustellen sei. Und doch wird die Einstrahlung bei klarem Himmel in unserem Prozentmaße zwischen den weiten Grenzen 16 und 34 % eingeschätzt, die Einstrahlung bei bedecktem Himmel zwischen 8 und 27 %!

Tab. 1 Prozentanteile des jährlichen Strahlungs- und Wärmeumsatzes der Erde und ihrer Atmosphäre nach Abschätzungen verschiedener Autoren in den Jahren zwischen 1911 und 1954. (Extraterrestrische Durchschnittseinstrahlung $\sim 700 \text{ cal/cm}^2 \text{ min} = 100 \%$.)

	1911	1917	1929	1929	1936	1936	1937	1944	1949	1950	1950	1952	1953	1954	Gesamtmittel	1949
	Trabert	Dines	Simpson	Alt	Baur u. Philipps	Möller	Hann-Süring	Willet	Albrecht	Möller	Raethjén	Falckenberg u. Schnaidt	Lettau	Houghton		Mittel seit
a) Reflexion an Wolken	22	—	—	24	33	33	33	—	33	27	27	30	24	25	28	28
b) Reflexion der Luft	18	—	—	19	9	9	9	—	12	8	13	12	10	9	12	11
a) + b) = Albedo der Erde	40	50	45	43	42	42	42	43	45	35	40	42	34	34	40	29
c) Absorption in der Atmosphäre	20	18	—	14	15	15	15	14	13	14	18	15	15	19	16	16
d) Zum Boden bei klarem Himmel	18	—	—	20	16	16	16	23	34	34	23	16	29	30	22	26
e) Zum Boden bei bedecktem Himmel	22	—	—	23	27	27	27	20	8	17	19	27	22	17	22	19
d) + e) = Einstrahlung am Boden	40	42	—	43	43	43	43	43	42	51	42	43	51	47	44	45
f) Effektive Ausstrahlung des Bodens																
a) in den Weltenraum	10	11	15?	11	—	12	8	11	12	17	—?	8	15	14	11	11
b) zur Atmosphäre	—	?	?	16	24	12	16	?	6	6	17?	16	12	10	10	10
g) Verdunstungswärme	30	28	—	16	23	23	23	18	18	24	23	23	20	23	23	22
h) Scheinleitung (—), Konvektion (+)	—	—	—	—	—4	—4	—4	—4	+6	+4	+2	—4	+4	—	0	+2
i) Effektive Ausstrahlung der Luft	50	46?	40	46	58	46	50	46	43	48	60?	50	51	52	49	50

Die effektive Ausstrahlung der Erdoberfläche, also die Differenz zwischen der Eigenausstrahlung und der Gegenstrahlung der Atmosphäre, wird nur bei einem Teil der Autoren getrennt a) in einen von der Erde direkt in den Weltenraum hinausgelangenden Anteil und b) in einen Anteil, der zur Erwärmung der Luft beiträgt. Beide Anteile dürften mit 10 bis 11 % der extraterrestrischen Einstrahlung etwa gleich groß sein. Die Unsicherheiten in den Angaben sind noch beträchtlich.

Hingegen scheint man sich auf einen Betrag von 22 % für die gesamte Verdunstungswärme ziemlich einheitlich festgelegt zu haben.

Bezüglich des Wärmeaustausches mit der Luft hat sich ein Wandel vollzogen. Während man früher entsprechend der mittleren Zunahme der potentiellen Temperatur mit der Höhe mit einem kleinen Zustrom „fühlbarer“ Wärme von der Luft zum Boden rechnete, ist man jetzt geneigt, zufolge der in vielen Gebieten der Erde überwiegenden konvektiven Vorgänge bei überadiabatischen Gradienten einen kleinen Wärmestrom vom Boden zur Atmosphäre anzusetzen.

Bemerkenswert enig sind sich alle Autoren von Trabert bis Houghton, daß die effektive Ausstrahlung der Atmosphäre in den Weltenraum rund die Hälfte der extraterrestrischen Einstrahlung beträgt. Dies bedeutet eine durchschnittliche Abkühlungswir-

kung in der Atmosphäre von 1.41° pro Tag. Offen bleibt die Frage nach der Verteilung dieser Abkühlung auf die einzelnen Höhen.

Die planetarische Bilanz der Erde geht mit rund 40 % Albedo, 10 % Ausstrahlung von der Erde und 50 % Ausstrahlung von der Luft auf.

Die Atmosphäre deckt ihren 50 % der extraterrestrischen Einstrahlung der Erde betragenden Jahresumsatz zu 16 % durch direkte Absorption der Sonnenstrahlung, zu 10 % durch Absorption von Erdausstrahlung, zu 22 % durch Kondensationswärme der Wolken und zu 2 % durch Konvektion.

Fast zwei Drittel der der Atmosphäre zur Verfügung kommenden Energie wird in Wolkenumsätzen frei.

Der Erdboden aber strahlt ungefähr die Hälfte seiner aufgenommenen Sonnenenergie langwellig ab, die andre Hälfte dient der Verdunstung.

Der nichtstationäre Fall

Die bisherigen Darlegungen betrafen nur Relativwerte der ausgeglichenen Jahresbilanz.

Die Energiebilanz, gleichgültig ob am Boden oder in der Atmosphäre ist aber zeitlich und örtlich variabel. Sie setzt sich zusammen aus:

1. der kurzwelligen Strahlungsbilanz im Bereich von 0.3μ bis 3.0μ ,
2. der langwelligen Strahlungsbilanz im Bereich von 4 bis 40μ ,
3. dem Wärmetransport in fühlbarer oder latenter Form, und
4. der noch der spezifischen Wärme und der Dichte umgekehrt proportionalen Temperaturänderung.

Dabei gibt es zwei grundsätzliche Problemkreise:

A. Der Energieumsatz an der Erdoberfläche.

Seine Durchforschung soll Aussagen liefern über die zu erwartenden Temperaturen, über die Wärmeumsätze im Boden B, den Wärmeumsatz mit der Luft L und die Verdunstung V.

B. Der Energieumsatz in der freien Atmosphäre.

Sein Studium dient dem auch für die Wettervorhersage bedeutungsvollen Ziel, in der Dynamik der Atmosphäre auch nichtadiabatische Einzelvorgänge zu verstehen.

Einige methodische Bemerkungen:

Zu A.: Bekanntlich versucht man nach den richtungsweisenden Arbeiten von F. Albrecht (15) die gesamte Strahlungsbilanz an der Erdoberfläche, also die kurzwellige Einnahme von Sonne + Himmel, vermindert um die langwellige Ausgabe von Emission minus Gegenstrahlung ($S + H - E + G$) mit einem einzigen Apparat, dem Strahlungsbilanzmesser, zu erfassen.

Zur Frage der Strahlungsbilanzmesser

Wohl jeder von uns hat schon einmal den „Befehlstab“ von F. Albrecht gesehen. Über eine beliebige Fläche gehalten, soll er deren Strahlungsbilanz angeben. Der Apparat besteht in seiner einfachsten Form aus zwei geschwärzten Platten. Die obere steht mit Sonne und Atmosphäre in Strahlungsaustausch, die untere mit dem Boden. Die Temperaturdifferenz der beiden Platten ist der Strahlungsbilanz proportional. Sie wird im Normalfalle thermoelektrisch gemessen.

Man darf nicht übersehen, daß dieses Instrument in der fachkundigen und geduldigen Hand eines E. Niederdorfer und F. Sauberer in Österreich schon in den dreißiger Jahren eine Fülle wertvoller Erkenntnisse über die Strahlungsbilanz gebracht hat.

Die Hauptstörungen bei lebhafter Konvektion milderte F. Sauberer schon 1935 durch Befestigung des Bilanzmessers an einem Schwenkarm, der in dauernder Bewegung gehalten wurde. O. Eckel und Chr. Thams versuchten 1938 in Davos das Anblasen mit einem Ventilator.

Nach 1945 erfolgte in vielen Ländern eine lebhaftere Konstruktionstätigkeit: Eine von F. Albrecht selbst angegebene Form mit zwei nebeneinander angebrachten Plattensystemen bewährte sich besser als das einfache Plattenpaar. G. Falckenberg schuf 1947 ein „Vibrationspyranometer“, das dem Beobachter das von F. Sauberer seinerzeit empfohlene Schwenken abnahm, vielleicht aber doch keine genügende Bewegung ergab.

Es wurden daher zahlreiche ventilierte Modelle gebaut, zum Teil mit bedeutendem Kostenaufwand und technischem Raffinement, meines Wissens von Gier (1949), Courvoisier und Mörkofer (1950), Fransilla (1953) und MacDowall (1955).

Ferner gibt es neuere unventilierte Apparate von Hofmann, München, und von Schultze, Hamburg. Dieser überdeckte seine beiden Thermosäulen mit dem

für alle Wellenlängen ziemlich gleichmäßig durchlässigen Kunststoff Lupolen H. Dadurch wird vielleicht auch der Betrieb bei Regen zum Teil möglich. Technisch kann das automatische Aufspannen eines Regenschirmes ja kein Problem mehr sein, wenn man im Filme sieht, wie ein Autobesitzer aus dem 40. Stockwerk eines Wolkenkratzers wohlgefällig betrachtet, wie sich das Dach seines unten parkenden Autos beim einsetzenden Regen von selbst schließt.

Sehr interessant sind auch automatisch kompensierte Instrumente von Schoen, Niederlande, und von Wagner, Hamburg. Es darf wohl als ein Triumph der Instrumententheorie bezeichnet werden, daß z. B. das holländische Gerät auch ohne Eichung, nur auf Grund der Materialkonstanten, richtige Summen des Kompensationsstromes ergab. Das Davoser Instrument arbeitet mit einem Lichtmarkengalvanometer, gestattet Kontrolle durch Heizströme, die Messung der Teilbilanzen der oberen und der unteren Platte, und natürlich auch (durch Differenzschaltung) die Messung der Strahlungsbilanz.

Die Resultate eines im September 1955 in Hamburg vorgenommenen Vergleiches der verschiedenen Systeme stehen noch aus. Ich will mir kein Urteil anmaßen, aber als Mann, der früher oft Messungen in der Natur ausgeführt hat und der vielleicht nochmals alpin-meteorologische Experimentaluntersuchungen aufnehmen wird, folgende grundsätzliche Bemerkungen erlauben:

1. Wer an Messungen im Gelände und an Verwendung durch Nichtmeteorologen denkt, bleibt vielleicht doch im Banne der einfacheren österreichischen und finnischen Instrumente. Z. B. gestattet der Apparat von Fransilla und Rossi eine sehr einfache Regulierung des aus einem Tubus kommenden Ventilationsstromes und so die gleichmäßige Belüftung der oberen und der unteren Platte zur Behebung der Konvektionsstörungen.

Man sollte also an beides denken, an äußerst stabile, wenn auch teure Dauerregistriergeräte an Hauptobservatorien, und an billigere, im Gelände und auf Expeditionen verwendbare Instrumente, die den ursprünglichen Sinn des Albrecht'schen Zauberstabes zur Befragung der Natur nach ihrer Strahlungsbilanz erfüllen.

2. Bei Aufstellung von Dauerregistriergeräten erfordert die Auswahl des Meßplatzes besondere Sorgfalt, mehr noch als bei Temperatur und Niederschlag. Am besten wäre es, verschiedene repräsentative Stellen, über Gras, Ackerland, Wald usw. auf eine gemeinsame Registrierstelle schalten zu können. Die Strahlungsbilanz ist ja mikroklimatisch sehr variabel, abhängig von der Wärmeleitfähigkeit des Bodens, seinem Reflexionsvermögen usw. Mit punktförmigen Messungen ist da für die Landschafts- und Weltklimatologie noch nicht viel ge-dient.

Deshalb registriert man z. B. in Wien die einzelnen Strahlungskomponenten getrennt. Es freut mich, hier in der Stadt Franz Linkes mitteilen zu können, daß in Wien zur Zeit mit Sternpyranometern Sonne + Himmel, Himmel allein, sowie fallweise auch die Sonnenstrahlung allein registriert wird. Ferner wird mit Photozellen in Dauerbetrieb mit und ohne Augenlichtkorrektionsfilter die Helligkeit erfaßt, sowie mit einer Sauberer'schen Thermosäule, bedeckt mit einer Schwermetalloxydscheibe (KRS 5) die effektive Ausstrahlung.

Dieses Meßprogramm ist aber zur Erfassung der Strahlungsbilanz auch noch ungenügend: Notwendig wären Dauerregistrierungen des Reflexionsvermögens der hauptsächlichlichen Boden- und Vegetationsarten unserer Gegend, sowie zur Errechnung der langwelligen

Strahlungsemission ständige Beobachtungen über die wahren Oberflächentemperaturen.

Die Unkenntnis der wahren Oberflächentemperaturen ist ein fundamentaler Mangel der Meteorologie. Extrapolationen vom Boden her oder gar von der Luft her führen nie zu Resultaten, welche weitergehendere Schlußfolgerungen rechtfertigen. Wir müssen feststellen: Es ist völlig unverständlich, warum nicht mit der bei Einzelversuchen bewährten thermoelektrischen Methode wenigstens an einigen Hauptobservatorien die wahre Oberflächentemperatur an einigen repräsentativen Stellen routinemäßig beobachtet wird.

Die Diskussion über die Aufstellung eines weltweiten Strahlungsprogrammes ist im Gange. Sicherlich wird man dabei danach trachten, die größten Lücken im Strahlungsweltnetz zu schließen. Ist es doch paradox, daß Strahlungsbilanzen für Weltmeere aufgestellt werden müssen, ohne daß eine einzige Meßstelle auf dem Meere herangezogen werden kann. Für die vielen Wetterschiffe könnte die Anschaffung einiger Strahlungsmeßgeräte keine nennenswerte Budgetbelastung bedeuten.

„Südlich von 30° Breite liegt zwar die halbe Fläche der Nordhalbkugel, aber keine Strahlungsmeßstelle“ bemängelte Houghton in seiner Studie über die Wärmebilanz der Nordhalbkugel. Um so dankbarer muß man Herrn W. Schüpp (16) sein, der seit 1950 im Belgisch Kongo intensive Strahlungsforschung betreibt.

Interessant wären auch Strahlungsstudien in Chile, wo die größten Gegensätze in der Bewölkung herrschen: Refresco hat 320 heitere und 5 trübe Tage im Jahr, Evangelistas hingegen nur einen heiteren Tag, aber 308 trübe.

Zu B.: Strahlungsbilanzmethodik der freien Atmosphäre

Bisher, solange wir uns am Boden befanden, sprachen wir von handfesten Apparaten. Ich zeigte das erste Modell eines Albrecht'schen Strahlungsbilanzmessers vor. Nun, da wir von der Energiebilanz in der freien Atmosphäre sprechen, ist festzustellen, daß es noch nie gelang, sie an irgendeiner Stelle direkt zu messen. Alle Komponenten müssen indirekt erschlossen werden. Als ein Symbol geistreicher theoretischer Methoden zeige ich Ihnen ein Exemplar des Strahlungsdiagramms von F. Möller vor.

Doch müßte ich Ihnen, der Systematik halber, zuerst noch Tabellen von Fowle, Kimball u. a. zeigen, auf Grund derer man gemäß der Wasserdampfverteilung in der freien Atmosphäre die Absorption der Sonnenstrahlung in der Luft berechnet. Besonders verwiesen sei diesbezüglich auf eine Spezialstudie von R. V. Karandikar (17).

Die Absorption im Dunst und in Wolken kann man bisher nur schätzungsweise in Betracht ziehen.

Die Kondensationswärme kann zwar auf Grund der Niederschlagsmengen im Gesamtintegral über alle Höhen einigermaßen abgeschätzt werden, doch bleibt die Verteilung der freiwerdenden Wärme auf die einzelnen Höhen meist doch recht ungewiß.

Ebenso ist man bezüglich der langwelligen vertikalen Strahlungsströme fast nur auf Rechnungen mit Hilfe der Wasserdampfverteilung in der freien Atmosphäre angewiesen. Messungen der Ausstrahlung im Ballon durch A. Ångström, 1928, (18) und im Flugzeug durch G. Falckenberg und F. Hecht, 1941 (19) sind meines Wissens vereinzelt geblieben.

Ich kann es mir wohl ersparen, den Entwicklungsgang der Theorie der atmosphärischen Absorption über Emden, Ångström, Simpson und Albrecht

bis zur Schaffung des ersten Diagrammpapiers zur Berechnung vertikaler Strahlungsströme in dieser Stadt Frankfurt am Main im Jahre 1932 durch F. Möller und R. Mügge zu schildern (siehe (20)). Auch ist es mir unmöglich, die Flut theoretischer Arbeiten zu erwähnen, welche in den letzten Jahren der Verbesserung unserer Kenntnisse über das Absorptionsspektrum des Wasserdampfes dienten. Glücklicherweise hat uns W. L. Godson (21) darüber jüngst in einer Schrift der WMO unterrichtet.

Meines Wissens gibt es zur Zeit fünf verschiedene Diagrammpapiere der langwelligen Strahlung, das erwähnte Möller'sche, dann das gleichfalls viel benützte Elsasser, USA, 1942, ferner die von Robinson, England, 1947, Deacon, Australien, 1950, und von Yamamoto, Japan 1952 (siehe (22) bis (25)).

Welches Papier ist das richtige? F. Möller (26) zeigte, daß der Strahlungsstrom im 400-mb-Niveau bei gleichen Annahmen über die Wasserdampfverteilung mit der Höhe nach Elsassers Papier um 9 % geringer, nach Yamamos Papier um 7 % größer herauskam als nach seinem eigenen.

Ob die Entscheidung leicht sein wird? Selbst wenn es gelingt, Prüfversuche in der freien Atmosphäre zu organisieren, werden noch zwei Klippen zu umschiffen sein:

1. Allen Papieren haftet der prinzipielle Mangel an, daß der Einfluß des Dunstes jeder Art nicht erfaßt wird. Z. B. fand H. Tollner auf der arktischen Insel Mayen, daß der ständige Wasserstaub auch in klarer Polarnacht viel geringere effektive Ausstrahlungsbeträge zur Folge hatte als sie jede Theorie ergeben würde.
2. Ein Grundübel unserer aerologischen Messungen ist die Ungenauigkeit der Feuchtigkeitsbestimmung in den oberen Luftschichten.

Daß Bewußtsein dieser empirischen Mängel verbietet mir auch, Ihnen heute vielerlei geistreiche Deduktionen über den Strahlungs- und Wärmehaushalt der oberen Atmosphäre, gewonnen durch Anwendung der Strahlungs-Diagrammpapiere referierend vorzutragen.

Nach diesem Streifzug durch die Methodik der Strahlungs- und Wärmehaushaltsforschung wollen wir nun einige zahlenmäßige Resultate anschließen, entweder einfache theoretische Modelle betreffend, oder in Bezug auf Fragen, für welche schon genügendes Beobachtungsmaterial vorliegt.

Einige Bemerkungen zum solaren Klima

Als „Solarkonstante“ hat sich heute fast allgemein die „subzonale Solarkonstante“, wie sie F. Linke bezeichnet hat, mit dem Betrage von 1.94 cal/cm²min eingebürgert. Die wahre extraterrestrische Solarkonstante soll nach Raketenmessungen rund 2 cal/cm²min sein. Dieser Wert ist erfreulicherweise identisch mit dem von Strahlungstheoretikern, wie M. Milankovitch (27) bevorzugten runden Betrage von rund 2 cal.

Es stimmt aber doch nachdenklich, wenn man in der ausgezeichneten Zusammenstellung von W. L. Godson (21) liest, daß sich auch heute noch Argumente verschiedener Autoren für Solarkonstanten zwischen 1.77 und 2.40 finden. Z. B. ist die Methodik der Extrapolation auf Luftmasse 0 wieder umstritten. Der „Autorenmittelwert“ für die Solarkonstante beträgt zur Zeit 2.01 ± 0.13 cal/cm²min.

Die letzte Entscheidung wird nun vielleicht doch bald außerhalb der Lufthülle gefällt werden können. Dann wird Linkes einsichtsvoller Zwischenbegriff der subzonalen Solarkonstante entbehrlich werden.

Die Meteorologie hat seit Aristoteles definitionsgemäß alle Schichten der Atmosphäre zu erfassen. Man sollte daher nicht von der Absorption einzelner Schichten abstrahieren und einengende „meteorologische Solarkonstanten“ definieren. Die Solarkonstante ist ihrem Wesen nach eine extraterrestrische Größe.

Bei vorgegebener Solarkonstante, also z. B. mit dem Wert $2.0 \text{ cal/cm}^2\text{min}$ kann man sehr wertvolle Berechnungen über das „solare Klima“ anstellen, die Bestrahlung aller Zonen, aller Jahreszeiten, im jetzigen Zustand und in grauer Vorzeit, alles mit mathematischer Präzision, solange es sich nur um astronomisch-geographische Probleme der Strahlungsverteilung handelt.

Sobald man aber versucht, die aus der Bestrahlung resultierenden Wärmegrade abzuleiten, ist das Ergebnis in außerordentlich hohem Maß von den physikalischen Eigenschaften des Strahlungsempfängers abhängig, besonders von seiner Wärmeleitfähigkeit und seinem Reflexionsvermögen.

Den prinzipiellen Schlüssel zum Übergang von Strahlungswerten zu Temperaturen bietet das von den beiden Wienern Stefan (1878) und Boltzmann (1884) aufgestellte Gesetz der Emission eines schwarzen Körpers $E = \sigma T^4$. Man rechnet mit $\sigma = 8,26 \cdot 10^{-11}$.

$2.0 \text{ cal/cm}^2\text{min}$ emittiert eine schwarze Fläche von $+121^\circ \text{C}$. Die höchste mir bekannte Schwarzkörpertemperatur von $+95^\circ$ maß W. H. Workmann bei 5200 m inmitten von Firmmassen des Karakorumgebirges. Jeder reelle Körper, auch eine dünne mit Materie behaftete „Doppelfläche“ hat aber zwei Seiten. Findet zwischen den beiden Seiten keine Wärmeleitung statt, so wird die Strahlungsgleichgewichtstemperatur der schwarzen Doppelfläche auf der einen Seite $+121^\circ \text{C}$ sein, auf der anderen Seite gleich dem absoluten Nullpunkt, also -273°C . Die formale „Mitteltemperatur“ der schwarzen Doppelfläche ist dann rund -76°C .

Die günstigste Mitteltemperatur ergibt sich bei vollkommener Leitfähigkeit. Sind beide Seiten gleich warm, so braucht jede nur 1 cal abzustrahlen, was eine Gleichgewichtstemperatur von $+59^\circ \text{C}$ ergibt.

Zwischen den weiten Grenzen -76° und $+59^\circ \text{C}$ liegt also die Strahlungsgleichgewichtstemperatur einer schwarzen Doppelfläche, je nach ihrem Wärmeleitvermögen (Vgl. Abb. 2!).

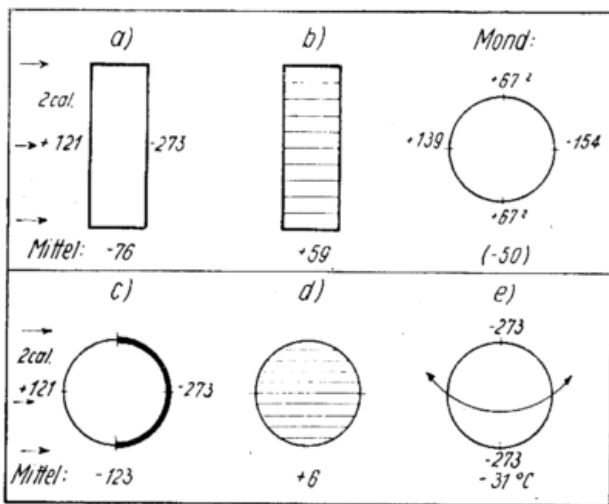


Abb. 2

Extraterrestrische Strahlungsgleichgewichtstemperaturen schwarzer Körper: a) und b) „Doppelflächen“, c) bis e) Kugeln. a), c) und e) absolut nicht wärmeleitend, b) und d) vollkommen wärmeleitend. Zum Vergleich gemessene Mondtemperaturen.

Für eine nicht rotierende Kugel gelten die entsprechenden Extremtemperaturen von nur -123°C bei feh-

lender Wärmeleitfähigkeit und $+6^\circ \text{C}$ bei vollkommener Leitfähigkeit. Der letztgenannte Fall ist weitgehend auch gegeben bei einer schnell rotierenden Kugel ohne nennenswerten Tagesgang der Temperatur, während eine absolut nicht leitende rotierende Kugel nur eine Mitteltemperatur von -31°C zustande bringt.

Man sieht also, daß selbst die primitivsten Fälle des sogenannten „Strahlungsgleichgewichtes“ reichlich verwickelt sind.

Auch darf man nicht glauben, daß ein alle Wellen absorbierender „schwarzer“ Körper die höchstmöglichen Temperaturen erzielt. Das stimmt nur im Vergleich zu nichtmetallischen Substanzen, deren Reflexionsvermögen sich im wesentlichen auf den kurzwelligen Bereich erstreckt, die aber im langwelligen praktisch ebenso stark strahlen wie ein schwarzer Körper. Das beste Musterbeispiel hierfür ist der Schnee. Würde er mit einem Reflexionsvermögen von 50% im Sichtbaren die ganze Erde bedecken, so würde die Mitteltemperatur vermutlich um fast 50° absinken. Diese Erniedrigung um rund 1°Grad pro 1% Albedo-Zunahme spielt bekanntlich in der Eiszeittheorie eine Rolle.

Metallische Stoffe aber haben die Eigenschaft, daß sie zwar im Sichtbaren schon stark glänzen, daß aber ihr Reflexionsvermögen im Ultrarot noch viel größer ist. Beispielsweise reflektieren Nickel und Stahl im Ultraviolett 45% , im Sichtbaren 60% , im Ultrarot aber noch viel mehr, bei 2μ 80% , bei 4μ 90% und ab 10μ 95% und mehr. Solche Substanzen, welche im Ultraroten wenig abstrahlen, können im luftleeren Raum Gleichgewichtstemperaturen von 200°C und mehr erreichen.

Warum also, muß man fragen, verwenden wir Metalle als Strahlungsschutz?

Eine solarklimatische Anwendung: Mit der Theorie der Mondtemperaturen haben sich u. a. der Wiener R. Dietz (28) und F. Möller (29) beschäftigt. Nach Messungen von Pettit und Nicholson soll die Vollmondtemperatur $+134^\circ \text{C}$ betragen, die Schattenseitentemperatur -154°C . Der obere Grenzwert ist um 13° höher als die maximale Strahlungsgleichgewichtstemperatur einer schwarzen Fläche. Da aber der Mond im Sichtbaren reflektiert, steigt der unerklärte Mehrbetrag auf etwa 20°C . Andererseits ist der untere Grenzwert von -154°C relativ hoch. Die Mondnacht dauert lang genug und man würde ein Absinken der Temperatur fast auf den absoluten Nullpunkt vermuten. Es muß also in der Mondnacht ein Nachschub im Boden aufgespeicherter Wärme erfolgen. Nach F. Möller muß eine staubartige Sandschicht, zumindestens 1 m tief, die Mondoberfläche bedecken, mit einer Wärmeleitung, welche um eine Zehnerpotenz geringer sein muß als man sie bei feinstem irdischem Material gefunden hat. Astronomen nehmen an, daß die Zertrümmerung des Materials durch den durch keinen Luftwiderstand gehemmten ständigen Aufprall von Meteoriten erfolgt.

Nun frage ich mich: Ist dieses Meteoriten-Material nicht selbst am Strahlungsumsatz der Mondoberfläche beteiligt? Seine zum Teil metallische Natur würde sowohl die Überhöhung der Maximaltemperaturen als auch bis zu einem gewissen Grade die verzögerte Abstrahlung zur Nachtzeit erklären.

Noch eine grundsätzliche Lehre können wir aus dieser Betrachtung ziehen: Der Zustand der obersten Zentimeter ist für das Mondklima entscheidend: Das Mikroklima ist also entscheidend für das Makroklima, eine Tatsache, die uns auch bei den komplizierteren tellurischen Problemen des Strahlungs- und Wärmehaushalts mitunter begegnen kann.

Reflexion der Sonnenstrahlung an einer ganz mit Wasser bedeckten Erdkugel

Wir haben nun vom solaren Klima einer luftlosen, ganz mit Sand bedeckten Kugel gesprochen, und auch des Falles einer ganz mit Schnee bedeckten Kugel gedacht. Ein weiteres einfaches Modell wäre eine ganz mit Wasser bedeckte Kugel. Dieses Modell ist für die Erde gar nicht so unzutreffend, sind doch mehr als 70% der Erdoberfläche von Wasser bedeckt.

Versuche, die Gesamtreflexion an einer nur von Wasser bedeckten Erdkugel zu berechnen, führten zu Beginn dieses Jahrhunderts zu numerisch viel zu hohen Werten. Die Wiederauffindung einer Reflexionsformel von Bouguer, in der nur Potenzen des Cosinus der Zenitdistanz der einfallenden Strahlung stehen — allerdings bis zur 9. Potenz — ermöglichte mir vor 15 Jahren die geschlossene Integration der Reflexion der Sonnenstrahlung an einer mit Wasser bedeckten Kugel. Das Ergebnis lautete 6.60%.

Später habe ich die vollständige Integration, wenn auch mathematisch etwas mühsam, mit Hilfe der Fresnelschen Gleichungen, getrennt für die beiden Polarisationskomponenten der Strahlung durchgeführt. Man kann nämlich auch die Fresnelschen Formeln so transformieren, daß nur der Cosinus des Einfallswinkels als Argument vorkommt. Es resultiert dann die Reflexion der senkrecht zur Einfallsebene schwingenden Strahlung zu 10.2%, die der in der Einfallsebene schwingenden Strahlung zu 2.7%. Mittelt man über diese beiden Komponenten, so erhält man als endgültigen Wert der Gesamtreflexion der Sonnenstrahlung an einer ganz mit Wasser bedeckten Kugel 6.44%.

Ich muß es mir versagen, auf die Berechnungen der Reflexion der Himmelsstrahlung, der Berücksichtigung des Wellenganges usw. einzugehen, Themen zu welchen auch die Amerikaner W. V. Burt (30) und R. T. Young (31), der Engländer W. E. Knowles Middleton (32) und die beiden in Berlin lebenden Österreicher O. Czepa (33) und H. Grisseier (34) wertvolle Arbeiten geliefert haben.

Weitere Reflexionsprobleme

Für feste Böden schwankt nach den bisherigen Kenntnissen das Reflexionsvermögen zwischen 7 und 45%. Dieser weite Spielraum erweist wohl eindringlich die Notwendigkeit weiterer Messungen. Keine Landschaftsklimatologie ist vollständig, wenn in ihr nicht auch Angaben über das Reflexionsvermögen der hauptsächlichsten Bodenarten und Vegetationsarten stehen.

H. G. Houghton (14) versuchte, die mittlere Reflexion der Nordhalbkugel abzuleiten, indem er aus einem Schulatlas die Flächenanteile von sechs Hauptlandschaftstypen feststellte und dabei folgende Annahmen über die Reflexion traf: Grasland (einschließlich Tundra) 15% Reflexion, Wald 7%, Buschland 10%, Sand 25%, Wasser 6 bis 8%, Neuschnee 70%, Altschnee 55%.

Viele dieser Zahlen sind noch umstritten. Auch ist nicht einzusehen, warum Schnee keinen Einfluß auf die Albedo von Wäldern haben soll. Gar nicht Rücksicht genommen ist auf die Tatsache, daß nasser Boden nur halb so viel reflektiert als trockener. Das Endergebnis Houghtons von genau 10.00% mittlerem Albedowert der Erdoberfläche der Nordhalbkugel kann daher nur als verdienstvolles Provisorium gewertet werden.

Hier möchte ich einschalten, daß die Strahlungseigenschaften der Vegetation, also zum Beispiel die Durchlässigkeit und Reflexion von Blättern, keine konstanten

Größen sind. Sie hängen nicht nur vom Chlorophyllgehalt, sondern auch vom Chlorophyllzustand ab und damit von der Bestrahlungsstärke, wie z. B. neue Untersuchungen des Wiener Pflanzenphysiologen R. Biebl (35) ergaben. Im Dunkel oder bei schwachem Licht sind die Farbkörper des Chlorophylls, die sogenannten Plastiden, über die ganze Zellfläche verbreitet, bei stärkerer Bestrahlung ziehen sie sich aber an die Flanken der Zellen zurück und decken einander gegenseitig ab, wodurch der zentrale Zellraum optisch leerer wird.

Wir erwähnten vorhin: Die Albedo-Werte gelten meist für trockene Versuchswitterung. Nasser Erdbodenzustand ist aber mitunter vorherrschend. Was liegt näher, als den Strahlungsforscher durch Statistiken der Erdbodenzustände zu unterstützen. Dadurch könnten auch Pencks qualitative Klimabegriffe „humid, arid, nival“ quantitativer gestaltet werden. Leider hat der unerforschliche Ratschluß der synoptischen Praxis die Meldung des Erdbodenzustandes gerade in dem Augenblick aufgehoben, in welchem seine fundamentale Bedeutung für viele Zwecke so richtig klar geworden wäre. In konservativen österreichischen Klimadienst verwenden wir noch immer die Erdbodenzustandsskala des Kopenhagener Wetterschlüssels. In Abb. 3 gebe ich

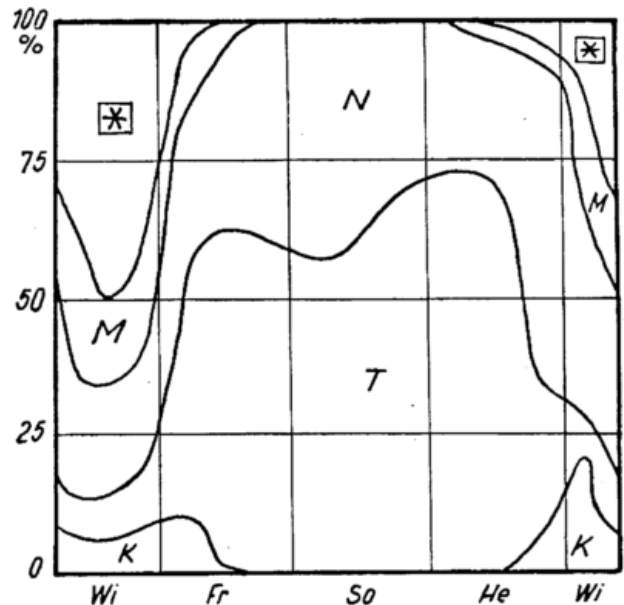


Abb. 3
Häufigkeit verschiedener Erdbodenzustände im Gebiet von Wien in einem Normaljahre, u. zw. Schneedecke, M = Matsch, N = naß, T = trocken und K = Kahlfrost.

eine Probe einer Erdbodenzustands-Statistik aus dem Wiener Gebiet.

Ferner erwähnten wir bereits die große Bedeutung der Strahlungsreflexion an Schneeflächen. Dieses Problem liegt uns an alpiner Meteorologie interessierten Wienern natürlich besonders am Herzen. Z. B. haben F. Sauberer und I. Dirnhirn für die alpine Hochregion die tägliche Strahlungsbilanz bei verschiedenen Albedowerten für heitere, wolkige und trübe Tage für alle Kalendermonate systematisch durchgerechnet. Aus ihren Zahlen habe ich die Abb. 4 gestaltet.

Bei Neuschnee mit einer Albedo um 75% ist die Strahlungsbilanz an heiteren Tagen ganzjährig negativ, hingegen bei trübem Wetter meist leicht positiv.

Bei einer Albedo von 50%, entsprechend Altschnee im Gebirge, ist zur Zeit der großen Frühjahrsschmelze noch kein Einfluß heiteren Wetters auf die Strahlungsbilanz zu sehen. Der Bauer sagt dann: „Ein Tag Föhn schmilzt mehr Schnee als eine Woche Sonne“. Erst bei noch ge-

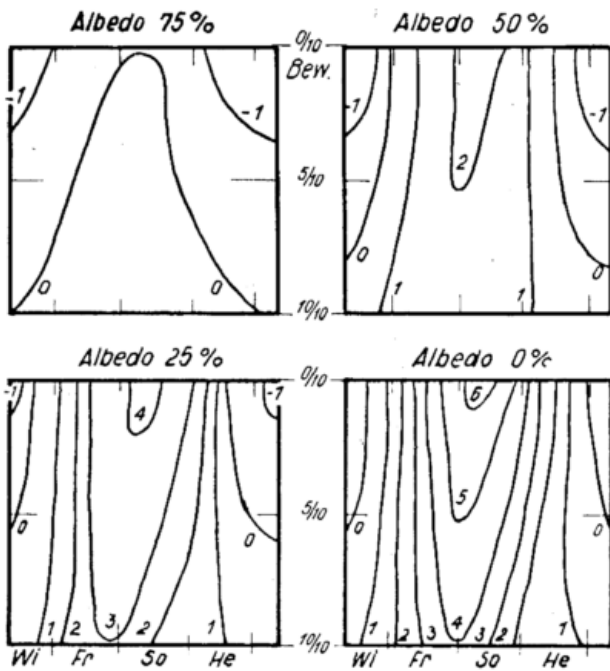


Abb. 4

Isoplethen des Jahresverlaufs der Strahlungsbilanz ebener Flächen mit verschiedenem Reflexionsvermögen in der alpinen Hochregion in Abhängigkeit von der Bewölkung. Angaben in Hundertkleinkalorien pro cm² und Tag. Albedo 75% entspricht Neuschnee, Albedo 50% Altschnee, Albedo 25% verschmutztem Gletschereis und Albedo 0% schwarzen Flächen.

ringerer Albedo — 25% entspricht etwa verschmutztem Gletschereis — macht sich die Kraft der Sonne richtig bemerkbar.

Für die Konservierung von Gletschern ist es daher ausschlaggebend, ob im Sommer häufige, wenn auch geringe Neuschneefälle erfolgen.

Damit sind wir mitten drinnen in der Besprechung einer kleinen Auslese österreichischer Arbeiten zu Problemen des Strahlungs- und Wärmehaushaltes.

Verzeihen Sie, wenn ich aus historischen Gründen mit einigen eigenen Studien beginnen muß. Im Jahre 1934 habe ich gezeigt, daß der Tagesgang der Sonnenstrahlung in allen Zonen der Erde der gleiche ist, wenn man ihn „normiert“, also als Abszisse die Tageszeit in Prozenten der Halbtageslänge aufträgt (Mittag = 0%, Sonnenuntergang = 100%) und als Ordinate die Strahlung in Prozenten der mittäglichen Strahlung. Ich würde dies nicht erwähnen, wenn nicht zu berichten wäre, daß F. Sauberer mittlerweile gezeigt hat, daß dieser normierte Tagesgang sogar noch für die Globalstrahlung an bedeckten Tagen gilt. Bei ungestörtem Tagesgang kann man also die Tagessummen aus den Mittagswerten erhalten, wenn man diese mit 0.55 auf den Tagesdurchschnitt umrechnet, mit dem Faktor 60 auf Stundensummen übergeht und dann noch mit der Tageslänge in Stunden multipliziert.

Meine Rechnungen über Wärmeausstrahlung und Horizonteinengung aus dem gleichen Jahre 1934 wurden von Sauberer und Dirmhirn durch Beobachtungen verifiziert und für alpine und bautechnische Probleme vielfach verwendet.

Auch die Regel, daß die winterliche Strahlungsbilanz im Gebirge bei einem mittleren Abschirmungswinkel des Horizonts von etwa 15° am ungünstigsten ist, bewährte sich. Wir sind dabei, die Strahlungsklimate aller unserer österreichischen Klimastationen systematisch zu erfassen.

Weiters bewährte sich die Regel, daß in trockenen Monaten die Regenhäufigkeit um etwa 17 Uhr ihr Maximum hat, in nassen dagegen um Mitternacht. Dies hängt

natürlich mit den verschiedenen Wärmeumsätzen zusammen. Im ersten Falle kommt die Tageseinstrahlung zur Geltung, im zweiten Falle wirkt die nächtliche Ausstrahlung von der Wolkenoberfläche. Gegensätze, welche man ansonsten dem Land- und Meerklima zuschreibt, kommen also bei stark geänderten Wärmeumsatzbedingungen nacheinander auch am gleichen Ort des Binnenlandes vor.

Wie man sieht, muß man nicht Strahlungsspezialist im engeren Sinne sein und kann doch aus energetischen Betrachtungen seinen Nutzen ziehen.

Daß ich in früheren Jahren Strahlungsstudien betrieben hatte, kam mir auch bei der Stützung folgender bioklimatischen Hypothese sehr zustatten: Im Jahre 1946 hatte der Fichtenspinner in den Wäldern der Steiermark ungeheure Schäden angerichtet. Eine ungewöhnliche Folge von heiteren Tagen ließ die Baumstämme viel rascher warm werden als den Waldboden. Tatsächlich konnte ich aus Wärmeumsatzmessungen zeigen, daß an einem heiteren Frühjahrstag die Baumstammtemperatur von Tag zu Tag um 1.1° wärmer wurde, die Waldbodentemperatur aber nur um 0.3°. Die synoptische Lage brachte damals einen großen Vorsprung der auf den Stämmen schlüpfenden Raupen mit sich, einen großen Vorsprung vor den Parasiten der Raupen, welche aus dem Waldboden zu spät erweckt wurden und naher der Raupenmassen nicht mehr Herr werden konnten. Das biologische Gleichgewicht war durch mikroklimatische Unterschiede des Wärmeumsatzes zum Verderben der Wälder gestört.

Die Strahlungsverhältnisse unserer Wälder haben uns öfters beschäftigt. Dabei spielt auch ein prinzipieller Gedanke von M. Toperczer eine Rolle, die Trennung der Sonnenstrahlung in eine Vertikalkomponente und eine Horizontalkomponente.

Die Vertikalkomponente ist für die Bestrahlung des ebenen Bodens maßgebend, die Horizontalkomponente für die von Baumstämme, oder auch für die Bestrahlung des Menschen als homo erectus.

Leider fehlt noch eine weltweite Darstellung der Horizontalkomponente. Sie ist am größten bei etwa 20 bis 30° Sonnenhöhe, weshalb wir die niedrigstehende Wintersonne im Gebirge besonders verspüren. Es würde mich freuen, wenn in der Diskussion unser H. Reuter über seine Studien des Strahlungshaushaltes der menschlichen Haut unter Berücksichtigung deren teilweiser Lichtdurchlässigkeit berichten würde. Er wäre auch der geeigneter Mann, um über seine, zum Teil zusammen mit O. Czepa und J. Drimmel betriebenen Untersuchungen des nächtlichen Wärmeumsatzes zum Zwecke einer Vorhersage der Minimum-Temperatur zu referieren, über K. Knizeks Beitrag zur Prognose der Maximum-Temperatur und last not least über seinen hochinteressanten Beitrag zum solaren Klima, in welchem er nachwies, daß selbst bei ausgeglichenem Strahlungshaushalt der Erde durch Pendelungen der Wärmehaushaltskomponenten Schwankungen der Jahresmitteltemperatur um ihren ausgeglichenen Durchschnittswert möglich sind.

Damit ist der Kreis unserer Betrachtungen für diesmal geschlossen. Wir waren von der mittleren Jahresbilanz ausgegangen und hatten uns dann bemüht, allenthalben das Bedürfnis nach weiterem empirischen Material aufzuzeigen. Die Auswahl des zu Bietenden hat mit bei der Reichhaltigkeit der Probleme ungewöhnlich viel Mühe gemacht. Es soll auch kein Spezialist gekränkt sein, wenn sein engeres Arbeitsgebiet, auf welchem er vielleicht Hervorragendes leistet, zu kurz kam. Sie haben eben einem Nichtspezialisten das Wort erteilt und er versuchte, zu allen zu sprechen, die hier willens sind, sich wieder einmal die Probleme des Strahlungs- und Wärmehaushaltes zu vergegenwärtigen.

Literatur

- (1) Trabert, W.: Lehrbuch der Kosmischen Physik. Leipzig u. Berlin 1911.
- (2) Raethjen, P.: Wärmehaushalt der Atmosphäre. Geophys. Einzelschr. H. 1, Hamburg 1950.
- (3) Dines, W. H.: The heat balance of the atmosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. **43**, 151 (1917)
- (4) Simpson, C. G.: Further studies in terrestrial radiation. Mem. Roy. Meteor. Soc. **3**, Nr. 21 (1928); The distribution of terrestrial radiation, ebenda **3**, Nr. 23 (1929)
- (5) Alt, E.: Der Stand des meteorologischen Strahlungsproblems. Meteor. Z. **46**, 504 (1929)
- (6) Baur, F. u. Philipps, H.: Der Wärmehaushalt der Lufthülle der Nordhalbkugel im Januar und Juli. Gerlands. Beitr. Geophys. **45**, 82 (1935); **47**, 218 (1936)
- (7) Möller, F.: Bemerkungen zur Wärmebilanz der Atmosphäre und der Erdoberfläche. Gerlands Beitr. Geophys. **47**, 215 (1936)
- (8) Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie, 5. Aufl., 1. Lief., Leipzig 1937, 76.
- (9) Willett, H. C.: Descriptive Meteorology. New York 1944.
- (10) Albecht, F.: Über die Wärme- und Wasserbilanz der Erde. Ann. Meteor. **2**, 129 (1949)
- (11) Möller, F.: Der Wärmehaushalt der Atmosphäre. Experientia **6**, 361 (1950)
- (12) Falckenberg, G. u. Schnaidt, F.: Strahlungshaushalt und meteorologische Optik. In Landolt-Börnstein: Zahlenwerte u. Funktionen. III. Bd., Berlin 1952, 686.
- (13) Lettau, H.: A study of the mass, momentum and energy budget of the atmosphere. Arch. Meteor. Geophys. Biokl., A **7**, 134 (1953)
- (14) Houghton, H. G.: On the annual heat balance of the northern hemisphere. J. Meteor. **11**, 1 (1954) (siehe auch 516—518!)
- (15) z. B. Albrecht, F.: Untersuchungen über den Wärmehaushalt der Erdoberfläche in verschiedenen Klimagebieten. Wiss. Abh. RfW **8**, Nr. 2 (1940)
Albrecht, F.: Die Methoden zur Bestimmung der Verdunstung der natürlichen Erdoberfläche. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. B **2**, 1 (1950)
- (16) z. B. Schüepp, W.: Le rayonnement solaire a Stanleyville (Congo belge). Acad. Roy. Sci. Colon. Nouv. sér. **2**, fasc. 1 (1955)
Dupont, G. et Schüepp, W.: Le rayonnement solaire a Léopoldville (Congo belge). Mém. Inst. Roy. Colon. Belge **25**, fasc. 4 (1954)
- (17) Karandikar, R. V.: Radiation balance of the lower stratosphere. Proc. Indian. Acad. Sci., Sect. A, **23**, 70 (1946)
- (18) Ångström, A.: Messungen der nächtlichen Ausstrahlung i. Ballon. Beitr. Phys. fr. Atm. **14**, 8 (1928)
- (19) Falckenberg, G., u. Hecht, F.: Messungen der infraroten Eigenstrahlung der Atmosphäre vom Flugzeug. Meteor. Z. **58**, 415 (1941)
- (20) Möller, F.: Das Strahlungsdiagramm. Anhang zu P. Lunz: Nomogramme f. d. Reichswetterdienst. Berlin 1943.
- (21) Godson, W. L.: Atmospheric radiation. WMO Technical. Note Nr. 8 (1955)
- (22) Elsasser, W. M.: Harvard Meteor. Studies Nr. 6 (1942)
- (23) Robinson, G. D.: Notes on the measurement and estimation of atmospheric radiation. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. **73**, 127 (1947) u. **76**, 37 (1950)
- (24) Deacon, E. L.: Radiative heat transfer in the air near the ground. Austral. J. sci. Res. A **3**, 274 (1950)
- (25) Yamamoto, G.: On a radiation chart. Sci. Rep. Tohoku Univ. 5th ser. Geophys. **4**, 9 (1952)
- (26) Möller, F.: Ein Kurzverfahren zur Bestimmung der langwelligen Ausstrahlung dicker Atmosphärenschichten. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. A **7**, 157 (1954)
- (27) Zusammenfassung aller Werke siehe Milankovitch, M.: Kanon der Erdbestrahlung und seine Anwendung auf das Eiszeitenproblem. Kgl. Serb. Akad. Wiss. Belgrad 1941. (Siehe auch Schoenberg, E.: Über die Temperaturen der Planeten. Phys. Z. **26**, 870 (1925))
- (28) Dietzius, R.: Über die Tagesschwankung der Temperatur der Mondoberfläche. Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Wien, IIA **132**, 193 (1923)
- (29) Möller, F.: Die Temperatur der Mondoberfläche. Meteor. **5**, 185 (1951)
- (30) Burt, W. V.: A note on the reflection of diffuse radiation by the sea surface. Trans. Amer. Geophys. Un. **34**, 199 (1953)
- (31) Young, R. T.: J. Opt. Soc. Amer. **28**, 95 (1938)
- (32) Middleton, W. E. Knowles: Note on the reflection of diffuse daylight from still water. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. **78**, 627 (1952)
- (33) Czepa, O.: Über die spektrale Reflexion der Globalstrahlung an Wasseroberflächen. Acta Hydrophys. **1**, 172 (1954)
- (34) Griesseier, H.: Über die Reflexion der diffusen Himmelstrahlung an einer unbewegten Wasseroberfläche. Acta Hydrophys. **2**, 35 (1954). (Siehe auch die dort zitierten weiteren Arbeiten.)
- (35) Biebl, R.: Lichttransmission und Chloroplastenbewegung. Flora **141**, 163 (1954)

Auswahl österreichischer Arbeiten

- Dirmhin, I., u. Sauberer, F.: Über den Strahlungshaushalt der Ozeane auf der Nordhalbkugel. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. B **5**, 113 (1954)
- Dirmhirn, I.: Einfache Sternpyranometer. Wetter u. Leben **6**, 132 (1954)
- Drimmel, J.: Über theoretische Formeln zur Berechnung der nächtlichen Abkühlung der Erdoberfläche und ihre Anwendungsmöglichkeiten. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. A **5**, 18 (1953)
- Eckel, O., u. Reuter, H.: Zur Berechnung des sommerlichen Wärmeumsatzes in Flußläufen. Geogr. Ann. **32**, 188 (1950)
- Lauscher, F.: Beziehungen zwischen der Sonnenscheindauer und Sonnenstrahlungssummen für alle Zonen der Erde. Meteor. Z. **51**, 437 (1934)
- Lauscher, F.: Wärmeausstrahlung und Horizonteinengung. Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Wien IIA **143**, 503 (1934)
- Lauscher, F.: Gesetzmäßige Ergebnisse von Strahlungsuntersuchungen. Meteor. Z. **54**, 475 (1937)
- Lauscher, F.: Theorie der Strahlungsreflexion in Gewässern. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. B **4**, 168 (1952)

- Lauscher, F.: Sonnen- und Himmelsstrahlung im Meer und in Gewässern. In: Handbuch der Geophysik Bd. VIII, Berlin 1955, Kap. 12, 723—768
- Niederdorfer, E.: Messungen des Wärmeumsatzes über schneebedecktem Boden. Meteor. Z. 50, 201 (1933)
- Reuter, H.: Zur Berechnung kurzfristiger Änderungen der menschlichen Hauttemperatur. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. B 4, 213 (1952)
- Reuter, H.: Theoretische Betrachtungen über die Veränderlichkeit von Jahresmitteltemperaturen. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. B 4, 459 (1953)
- Sauberer, F.: Messungen des Strahlungshaushaltes horizontaler Flächen. Meteor. Z. 54, 213 u. 273 (1937)
- Sauberer, F.: Einiges über Erfahrungen mit dem Strahlungsbilanzmesser nach F. Albrecht. Meteor. Z. 54, 329 (1937)
- Sauberer, F., u. Dirmhirn, I.: Die Bedeutung des Strahlungsfaktors für den Gletscherhaushalt. Wetter u. Leben 2, 248 (1950)
- Sauberer, F.: Zur Abschätzung der Globalstrahlung in verschiedenen Höhenstufen der Ostalpen. Wetter u. Leben 7, 22 (1955)
- Tollner, H.: Ausstrahlungsmessungen in der Polarnacht 1932/33 auf Jan Mayen. Meteor. Z. 52, 186 (1935)
- Toperczer, M.: Die Horizontalkomponente der Strahlung. Gerlands Beitr. Geophys. 26, 98 (1930)

Messungen des ultraroten Strahlungsstromes in der freien Atmosphäre

von Wolfgang Pohl

(mit 1 Abbildung im Text)

Es gilt seit langem als sicher, daß unter den energetischen Prozessen in der freien Atmosphäre neben konvektiven und advektiven Vorgängen auch die Energieumsetzung durch ultrarote Strahlung von Bedeutung ist. In der Troposphäre und den unteren Schichten der Stratosphäre bewirken besonders Wasserdampf, CO₂ und kolloidal verteilter Staub solche Emissions- und Absorptionsvorgänge; in der Stratosphäre tritt O₃ hinzu.

Diesbezügliche Erfahrungen beruhten bisher fast nur auf experimentellen Labor-Kenntnissen (Hettner, Fowle, Falckenberg, Adel, Randall, Weber, Strong) und darauf basierenden rechnerischen Überlegungen (Mügge und Möller, Elsasser, Bruinenberg, Yamamoto). Für das eigentlich interessante Gebiet, die freie Atmosphäre, liegen, soweit bekannt, nur wenige Messungen vor. Sie wurden auf zwei Weisen unternommen, wobei jedoch immer nur die Komponenten des ultraroten Strahlungsstromes $S = A - G$ ($A =$ Ausstrahlung, $G =$ Gegenstrahlung) mit nach oben und unten gerichteten Pyrgeometern gemessen wurden: 1922/23 von A. Ångström im bemannten Ballon bis 5000 m Höhe und in den letzten Jahren von Houghton und Brewer im Flugzeug bis 12 000 m Höhe.

Unmittelbare Messungen des ultraroten Strahlungsstromes mit unbemannten Ballons bis zu größeren Höhen erfolgten nun erstmals im Auftrag der Deutschen Forschungsgemeinschaft und als Gemeinschaftsarbeit des Meteorologischen Institutes der Universität München mit der Aerologischen Station München-Riem unter Leitung von Herrn Priv.-Doz. Dr. H. G. Müller.

Als Meßverfahren wurde ein von Hofmann zur Strahlungsbilanzmessung am Boden benutztes Prinzip verwendet. Darauf basierend wurde ein mit Halbleitern (sogenannten Thermistoren) ausgestatteter Strahlungsstrommesser entwickelt, der nur 45 g wiegt und dessen Halbwertszeit der Einstellung unter Normalbedingungen rund 20 sec beträgt.



Je zwei nach oben und unten gerichtete, geschwärzte und heizbare Blättchen absorbieren die vertikalen Strahlungskomponenten. Die absorbierten Leistungen erzeugen vermittels Temperaturänderungen in den vier Halbleitern elektrische Widerstandsveränderungen.

Als übertragendes Meßverfahren wurde die Radiosondemethode benutzt. Die Thermistoren liegen im Kippkreis eines Sperrschwingers und erzeugen gemäß ihrem variablen Widerstand niederfrequente Schwingungen. Mittels Anodenmodulation wird der Schwingkreis eines Dezimeterwellensenders (403 MHz = 75 cm) frequenzmoduliert. Die Trägerwelle wird von der Bodenstation angepeilt, demoduliert und die niederfrequenten Zeichen als Meßgrößen in einem Frequenzschreiber während des Aufstieges notiert, so daß trotz Verlust des Gerätes die Meßdaten als Registrierung vorliegen.

Die gesuchte Größe des Strahlungsstromes in beliebiger Höhe berechnet man aus den Differenzen der registrierten Skalenwerte α für das linke und rechte System sowie der bekannten mitgegebenen Heizleistung H im Strahlungsstrommesser nach folgender Beziehung:

$$S = \frac{\Delta \alpha_r + \Delta \alpha_l}{\Delta \alpha_r - \Delta \alpha_l} \cdot H = q \cdot H$$

Störende Einflüsse durch die realen Absorptionseigenschaften der Schwärzung, durch die Eigenstrahlung der umgebenden Gegenstände, durch unsymmetrische Ventilation u. a. wurden untersucht und durch Korrekturen berücksichtigt. Danach wird die mittlere Meßgenauigkeit dieser Methode der ultraroten Strahlungsstrommessung auf $\Delta S \leq \pm 0.015 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ geschätzt, d. s. im Mittel $\pm 5 \dots 10\%$ des Meßwertes.

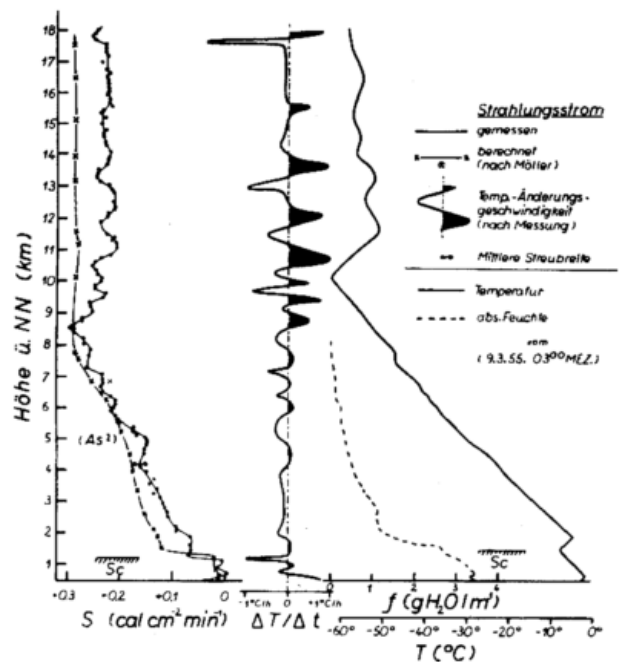


Abb. 1
Beispiel eines Strahlungsaufstiegs
(München-Riem, 8. 3. 55, 21.50 MEZ)

Bisher wurden in München sechs Strahlungsaufstiege unternommen. Die größte erreichte Meßhöhe beträgt 18 010 m ü. NN. Die Messungen bringen allgemeine folgende Erkenntnisse:

1. Der Strahlungsstrom nimmt mit der Höhe zu und erreicht in der Substratosphäre ein Maximum bei $S = 0.3$ bis $0.4 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$.
2. Noch unterhalb der Tropopause geht er stark zurück auf etwa $S = 0.23 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ und behält im Mittel diese Größenordnung in der Stratosphäre bei.
3. Den Messungen wurden vergleichsweise Berechnungen des Strahlungsstromes gegenübergestellt. Sie wurden nach dem Verfahren von Möller ge-

wonnen und basieren auf den Temperatur- und Feuchtemessungen des um einige Stunden später erfolgten Routineaufstieges und der Annahme konstanten Volumengehaltes an CO_2 . Dabei zeigt sich, daß in der mittleren und oberen Troposphäre Experiment und Theorie einigermaßen übereinstimmen, wenn mit der dem Druck linear proportionalen Stoßverbreiterungskorrektur für Spektrallinien nach Lorentz gerechnet wird: $\delta_s \sim p T^{-1/2}$. Die andere oft vertretene Korrektur $\delta_s \sim p^{1/2} T^{-1/4}$ erweist sich als zu gering.

In jener Höhenlage zeigen sich außerdem die nach einem Kurzverfahren von Möller berechneten Werte des Strahlungsstromes für 400 mb Druck überraschend gut in Übereinstimmung mit den Messungen. Beide weichen nur um etwa 4% im Mittel voneinander ab.

4. Die Struktur der Meßkurve ist — besonders bei Bewölkung — viel stärker gegliedert, als die Berechnungen ergeben. In Bodennähe erfolgt — durch die

Temperatur- und Feuchteinversion bedingt — fast regelmäßig eine Abnahme des Strahlungsstromes. In der Troposphäre verursachen nicht nur Wolken-schichten sondern vermutlich auch Dunstschichten starke Maxima und Minima in der Strahlungsstromkurve. In der Stratosphäre üben bisher als unerheblich betrachtete Wasserdampf- und CO_2 -Mengen noch wesentliche thermische Wirkungen aus.

5. Die aus den Messungen berechneten Temperaturänderungsgeschwindigkeiten sind gegenüber den beobachteten Verhältnissen zu groß. Wie in Bodennähe wirken auch in der freien Atmosphäre Austausch und Turbulenz der Ausbildung von strahlungsbedingten Temperaturanomalien entgegen. In der Stratosphäre erreichen die Temperaturänderungsgeschwindigkeiten extreme Beträge, die die Größenordnung an Wolkenobergrenzen übertreffen können.

Abschließend gebe ich der Hoffnung Ausdruck, daß im Internationalen Geophysikalischen Jahr weitere Untersuchungen tiefere Aufschlüsse geben mögen.

Der Jahresgang der Strahlungsbilanz sowie ihrer lang- und kurzwelligen Komponenten.

Das System Strahlungsbilanz-Globalstrahlung

von Richard Fleischer

(mit 6 Abbildungen und 3 Tabellen im Text)

I. Einleitung

Für die große Anzahl der im Rahmen des Strahlungshaushaltes interessierenden Probleme ist nicht nur die Kenntnis von Momentanwerten der Strahlungsbilanz und ihrer lang- und kurzwelligen Komponenten notwendig, sondern ist es wünschenswert, den Verlauf dieser Strahlungsgrößen über kleinere und größere Zeitintervalle zu kennen. Das Meteorologische Observatorium Hamburg des Deutschen Wetterdienstes registriert seit mehreren Jahren in Hamburg-Fulsbüttel mittels des von Schulze (1), (2) vorgeschlagenen Strahlungsbilanzmessers die Strahlungsbilanz, die ultrarote Gegenstrahlung der Atmosphäre, die langwellige Ausstrahlung des Erdbodens sowie mittels zweier geeignet aufgestellter Solarimeter (Moll-Gorczyński) die Globalstrahlung und ihre Reflexion am Erdboden. Es stehen somit die Strahlungsbilanz und ihre vier Komponenten für jeden Zeitraum als Momentanwerte in einer Folge von zwei zu zwei Minuten und als Zeitsummen zur Verfügung.

Anlässlich der Tagung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft in Hamburg im Herbst 1954 konnte der Verlauf dieser Größen für einen Strahlungstag und für einen Tag mit wechselnder Strahlungsintensität, gewonnen aus einer großen Zahl von Momentanwerten, gezeigt werden (3). Im ersten Teil dieses Berichtes soll uns ihr Jahresgang, gewonnen aus Tagessummen, beschäftigen (4), in zweiten Teil das System Strahlungsbilanz — Globalstrahlung und im dritten Teil Folgerungen aus diesen beiden Teilen.

II. Der Jahresgang

In Abbildung 1 sind die Tagessummen der Strahlungsbilanz und ihrer vier Komponenten in $\text{cal cm}^{-2} \text{d}^{-1}$ vom 1. Februar 1954 bis 31. Januar 1955 über den entsprechenden Tagen aufgetragen. Die Globalstrahlung (S + H) zeigt den bekannten Jahresgang. Ihre Reflexion am Erdboden R hat relativ hohe Werte im Januar und Februar infolge Schnee. Im Dezember 1954 hat kein Schnee gelegen, außer am 24. Dezember. Der Gang der Ausstrahlung des Erdbodens E ist bestimmt durch die Strahlungstemperatur der Erdoberfläche. Diese hat die höchsten Werte in den Sommermonaten und die niedrigsten Werte im Februar. E liegt als Tagessumme immer höher als die atmosphärische Gegenstrahlung A. E und A können nur gleich sein bei Nebel oder bei mit tiefen Wolken bedecktem Himmel, wenn die Temperatur der Wolkenuntergrenze gleich der Strahlungstemperatur der Erdoberfläche ist. Q stellt den Gang der Strahlungsbilanz dar. Er ist im wesentlichen bestimmt durch den Verlauf der Globalstrahlung bzw. durch den Verlauf der Differenz Globalstrahlung minus ihrer Reflexion am Erdboden. Die Höhe der Strahlungsbilanz wird mitbestimmt durch die Differenz Ausstrahlung des Erdbodens E minus atmosphärischer Gegenstrahlung A. Sie ist verantwortlich für negative Werte der Bilanz, die dann auftreten, wenn $(S + H) - R$ kleiner ist als $(E - A)$, weil $Q = ((S + H) - R) - (E - A)$. Die Differenz $(S + H) - R$ kann schon klein sein bei niedriger Globalstrahlung, wie im letzten Drittel des November 1954, während des ganzen Dezember des gleichen Jahres

Tab. 1 Zusammenstellung charakteristischer Strahlungswerte des Jahres 1954

Strahlung	Tagessummen (Jahresmittel) $\text{cal cm}^{-2} \text{d}^{-1}$	Jahressumme $\text{Kcal cm}^{-2} \text{a}^{-1}$	niedrigster und höchster Wert der Tagessummen $\text{cal cm}^{-2} \text{d}^{-1}$
Globalstrahlung (S + H)	213	77,6	9 — 670 (1 : 74)
am Erdboden reflekt. Globalstr. (R)	39	14,4	1 — 129
Gegenstrahlung der Atmosphäre (A)	659	240,6	415 — 812 (1 : 2)
Ausstrahlung des Erdbodens (E)	737	268,9	510 — 900 (1 : 1,8)
Strahlungsbilanz direkt registriert (Q _{reg})	100	36,4	—75 — 375
Strahlungsbilanz berechnet nach $Q_{\text{ber}} = (S + H) - R + A - E$	96	34,9	—74 — 384

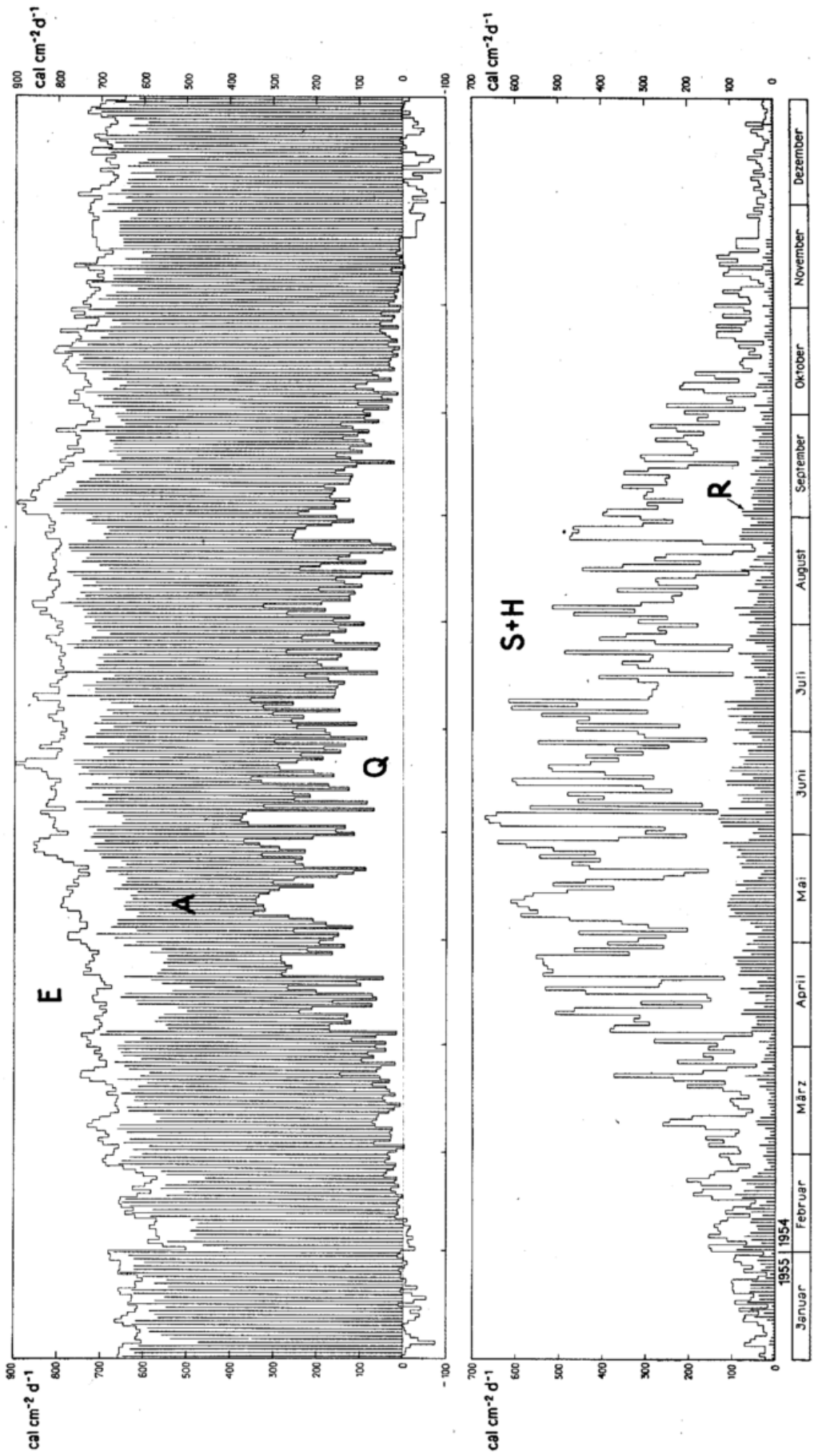


Abb. 1
 Der Jahresgang der Strahlungsbilanz und ihrer vier Komponenten. Meteorologisches Observatorium Hamburg, 1954/55.
 E = Ausstrahlung des Erdbodens
 A = Gegenstrahlung der Atmosphäre
 Q = Strahlungsbilanz
 S + H = Globalstrahlung
 R = am Erdboden reflektierte Globalstrahlung

und im ersten Drittel des Januar 1955 oder bei entsprechend der Jahreszeit hoher Globalstrahlung, wenn infolge Schneebedeckung ihre Reflexion am Erdboden relativ hoch ist, wie im Februar 1954 und im Januar 1955.

In der Tabelle 1 sind einige bemerkenswerte Zahlen für das Jahr 1954 zusammengestellt. Für A und E charakteristisch sind die hohen Jahresmittel der Tagessummen. Die Ursache ist darin zu suchen, daß A und E bei Tag und bei Nacht wirksam sind. Noch deutlicher zeigen dies die im Laufe des Jahres auftretenden höchsten und niedrigsten Tagessummen. Bei A und E verhalten sich diese beiden Werte etwa wie 1 : 2, während sie sich bei (S + H) etwa wie 1 : 74 verhalten. Große Schwankungsbreite ist ebenfalls kennzeichnend für Q. Sie liegt zwischen -75 und $+375 \text{ cal cm}^{-2} \text{ d}^{-1}$. Auch diese Werte sagen aus, daß der Gang der Strahlungsbilanz in erster Linie durch die Globalstrahlung bestimmt ist. Diese Tatsache legt nahe, den Zusammenhang zwischen Strahlungsbilanz und Globalstrahlung näher zu betrachten.

III. Das System Strahlungsbilanz — Globalstrahlung

In Abb. 2 sind die Tagessummen der Strahlungsbilanz über den zugehörigen Tagessummen der Global-

strahlung aufgetragen. Die obere, durch den Nullpunkt des Systems gehende Gerade stellt die obere Grenze der Strahlungsbilanz dar. Die obere Grenze von Q ist gleich der Differenz Globalstrahlung minus ihrer Reflexion am Erdboden (4). Dieser Fall tritt ein bei Nebel oder bei mit tiefen Wolken bedecktem Himmel, wenn infolge Niederschlags oder infolge geeigneter Windverhältnisse die Temperatur der Wolkenuntergrenze gleich der Strahlungstemperatur der Erdoberfläche ist; dann ist die Gegenstrahlung der Atmosphäre gleich der Ausstrahlung des Erdbodens ($E - A = 0$). Dies tritt für einen ganzen Tag von 0 Uhr bis 24 Uhr in Hamburg sehr selten ein, im behandelten Zeitraum einmal am 16. Januar 1955.

Die tiefer liegende Parallele stellt die untere Grenze der Strahlungsbilanz dar. In diesem Falle erreicht die Differenz $E - A$ ein Maximum. Am 23. April 1954 hatte $E - A$ den Maximalwert des Jahres mit $189 \text{ cal cm}^{-2} \text{ d}^{-1}$. Beide Parallelen sind in diesem Abstand gezogen und begrenzen den Bereich, in dem alle Tagespunkte, bestimmt durch ihre Ordinate — die Strahlungsbilanz — und durch ihre Abszisse — die Globalstrahlung —, liegen müssen. In Abbildung 2 sind die Tagespunkte der Monate März, April, Mai, Juni 1954 eingetragen*). Man

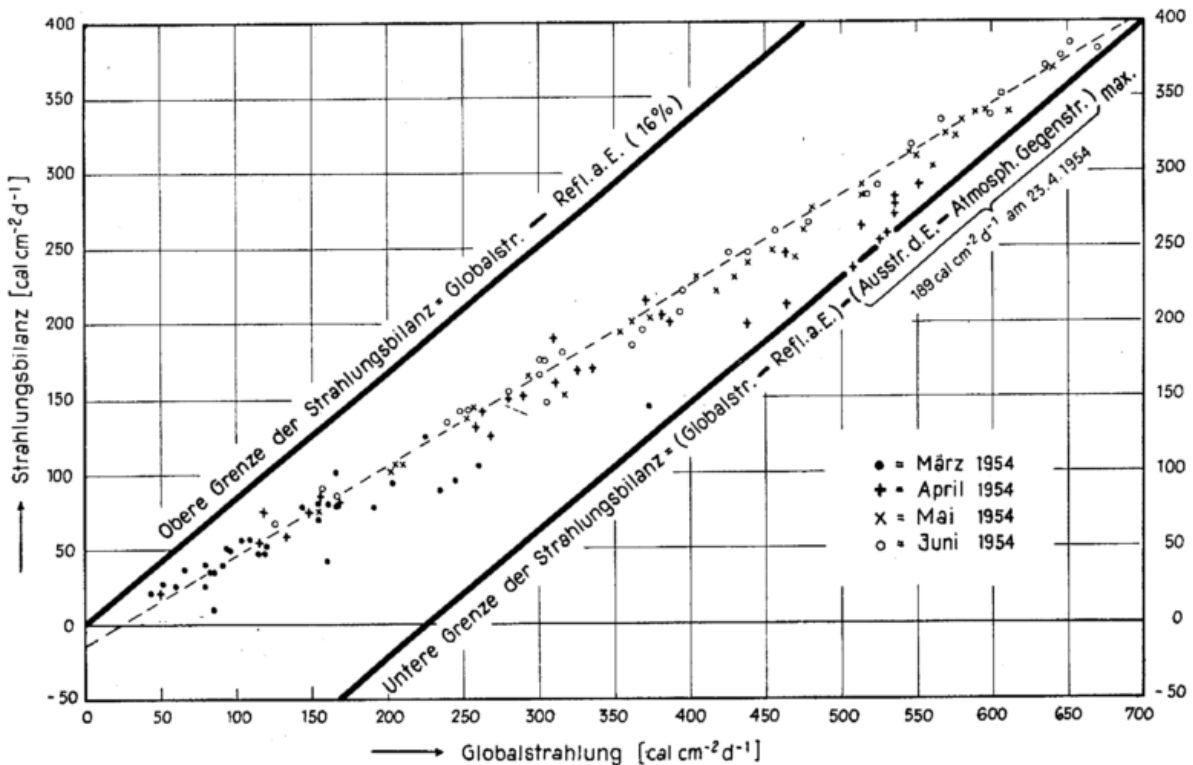


Abb. 2
Strahlungsbilanz als Funktion der Globalstrahlung.
März — Juni 1954.

kann versucht sein, die Lage der Juni-Werte durch die angedeutete Gerade zu charakterisieren. Die Streuung der Einzelwerte um diese Gerade wird durch diejenigen meteorologischen Elemente verursacht, welche die Größe einer oder mehrerer Strahlungskomponenten und damit der Strahlungsbilanz mitbestimmen. Um diese Gerade gruppieren sich noch einigermaßen die Mai-Werte. Die März- und April-Werte weichen schon beträchtlich ab. Für diese Monate hat die Gerade eine andere Neigung. Mit kürzer werdenden Tagen und niederm Sonnenhöchststand gleitet ihr Schnittpunkt mit der

unteren Grenze der Strahlungsbilanz auf dieser in Richtung Nulllinie ab. Vergleichen wir dazu die Abbildung 3 in (4), so sehen wir, daß sich dementsprechend die Tagespunkte der Wintermonate November, Dezember, Januar, Februar über und unter der Nulllinie über die ganze Breite des Begrenzungstreifens verteilen.

In Abbildung 3 ist noch einmal je ein Sommer-, Herbst- und Wintermonat des Jahres 1954 dargestellt. Es wird die Drehung der Monatsgeraden in Richtung Nulllinie ersichtlich. Die Tagespunkte des Dezember liegen unter der Nulllinie, weil die Tagessummen der Strahlungsbilanz in diesem Monate im wesentlichen negativ gewesen sind. Wenn wir den Mut haben, durch die Punktwolke des Dezember uns eine Monatsgerade vor-

*) Die Tageswerte der übrigen Monate des behandelten Zeitraumes sind in gleicher Weise dargestellt in den Abbildungen 3 und 5 von (4).

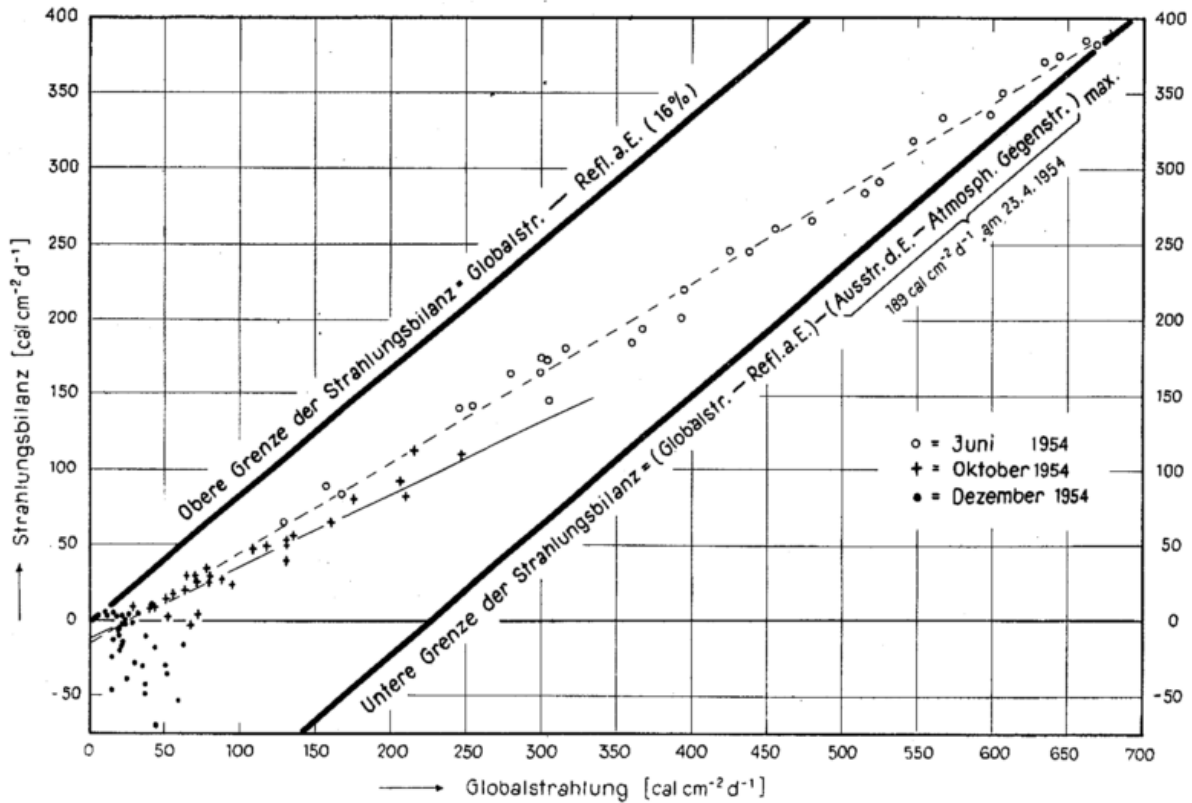


Abb. 3
Strahlungsbilanz als Funktion der Globalstrahlung.

zustellen, so ist ihre Richtung zur Nulllinie negativ. Es kommt hierdurch zum Ausdruck, daß der Dezember der Monat der kürzesten Tage und derjenigen des niedrigsten Sonnenhöchststandes ist. Die Monatsgeraden des Juni und Dezember weichen in Richtung und Länge so voneinander ab, wie eben die beiden Monate und Jahreszeiten, die sie repräsentieren, unterschiedlich sind.

Es scheint aber wenig sinnvoll, in den Wintermonaten von Geraden zu sprechen, weil Q nicht nur eine Funktion von $(S + H - R)$, sondern zusätzlich auch von $(E - A)$ ist, und in den Wintermonaten der Einfluß von $(E - A)$ denjenigen von $(S + H - R)$ überwiegt. In der gewählten graphischen Darstellung ist dann eine Punkt- wolke zu erwarten.

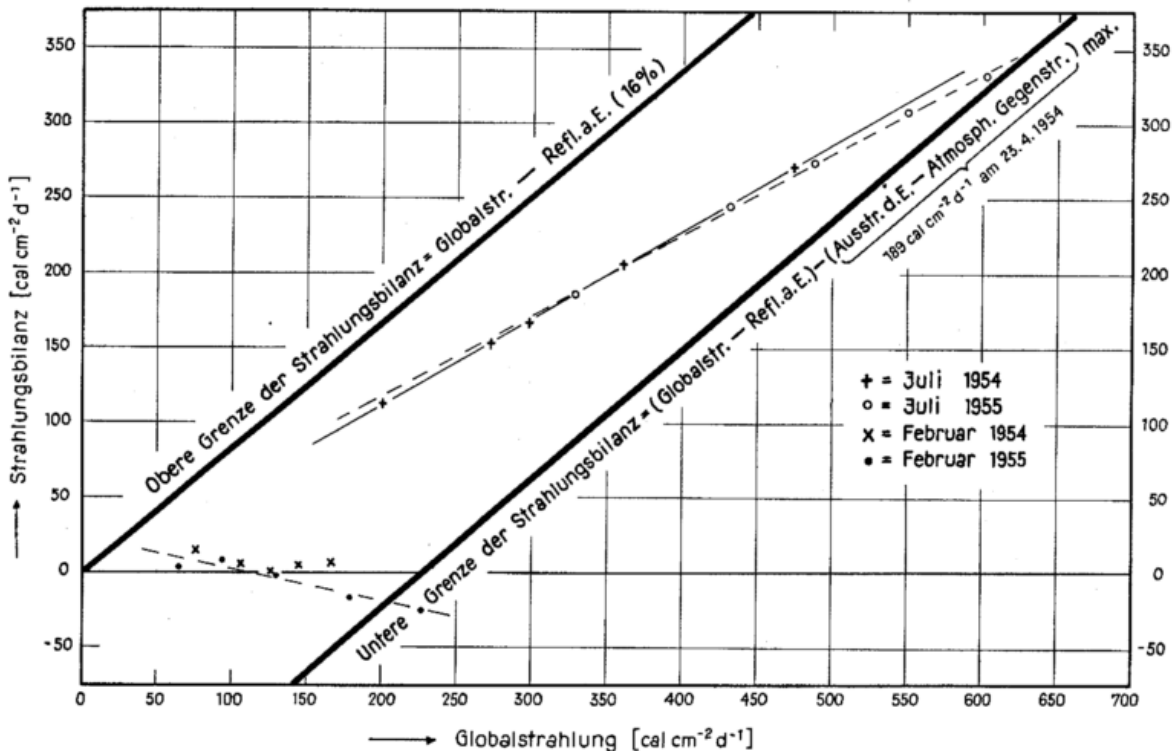


Abb. 4
Strahlungsbilanz als Funktion der Globalstrahlung.
(Zehntagemittel übergreifend.)

Es liegt die Frage nahe, wie sich in diesem System die in Hamburg klimatisch so unterschiedlichen Jahre 1954 (Regenjahr) und 1955 (Sonnenjahr) unterscheiden. Zur Beantwortung werden in Abbildung 4 die Monate Juli und Februar beider Jahre gegenübergestellt. Eingetragen sind die übergreifenden Zehntagemittel. Die Neigungen der beiden vorgeschlagenen Juligeraden sind nur wenig unterschiedlich. Gut zu erkennen ist, daß im Juli des Regenjahres 1954 die meisten Globalstrahlungswerte unter $400 \text{ cal cm}^{-2} \text{ d}^{-2}$, im Sonnenjahr 1955 über $400 \text{ cal cm}^{-2} \text{ d}^{-2}$ liegen. Die Bilanz des Februar 1955 ist wesentlich negativer als die des Februar 1954. In diesem Fall sind die besseren Schneeverhältnisse im Februar 1955 die Ursache.

Die Abbildungen 3 und 4 zeigen, in welcher Weise sich die klimatischen Verhältnisse und die Jahreszeiten im System Strahlungsbilanz — Globalstrahlung widerspiegeln.

Der in die Abbildungen 2, 3, 4 eingezeichnete Grenzstreifen gilt nur an Beobachtungsorten, für die die mittlere Reflexion der Globalstrahlung am Erdboden wie in Hamburg-Fuhlsbüttel mit 16% angesetzt werden kann.

An Beobachtungsorten mit einer anderen mittleren Reflexion wird der Grenzstreifen — durch diese bestimmt — eine andere Neigung gegen die Nulllinie haben. Außerdem kann an Tagen hoher Reflexion der Globalstrahlung am Erdboden, z. B. bei guter Schneebedeckung, trotz großer Globalstrahlungssumme die Tagessumme der Strahlungsbilanz negativ werden, und die Tagespunkte können außerhalb des Grenzstreifens fallen. Derartige Verhältnisse haben im Februar 1955 in Hamburg-Fuhlsbüttel geherrscht. Sie sind in Abbildung 5 dargestellt. Die Tage ohne Schnee sind mit Kreuz, diejenigen mit Schnee sind mit Punkt gekennzeichnet. Die Strahlungsbilanz der Tage mit Schnee ist bis auf einen Tag negativ. Die Tage mit mehr als $200 \text{ cal cm}^{-2} \text{ d}^{-1}$ Globalstrahlung liegen außerhalb des Grenzstreifens. An den Tagen mit Schnee lag die Reflexion der Globalstrahlung am Erdboden zwischen 36% und 83%. Es scheint selbstverständlich, daß für Tage mit so hoher Reflexion die durch 16% Reflexion bestimmte Lage des Grenzstreifens nicht brauchbar ist. Um auch für Tage extrem hoher Reflexion die dargestellte Betrachtungsweise anwenden zu können, sind zwei Wege möglich.

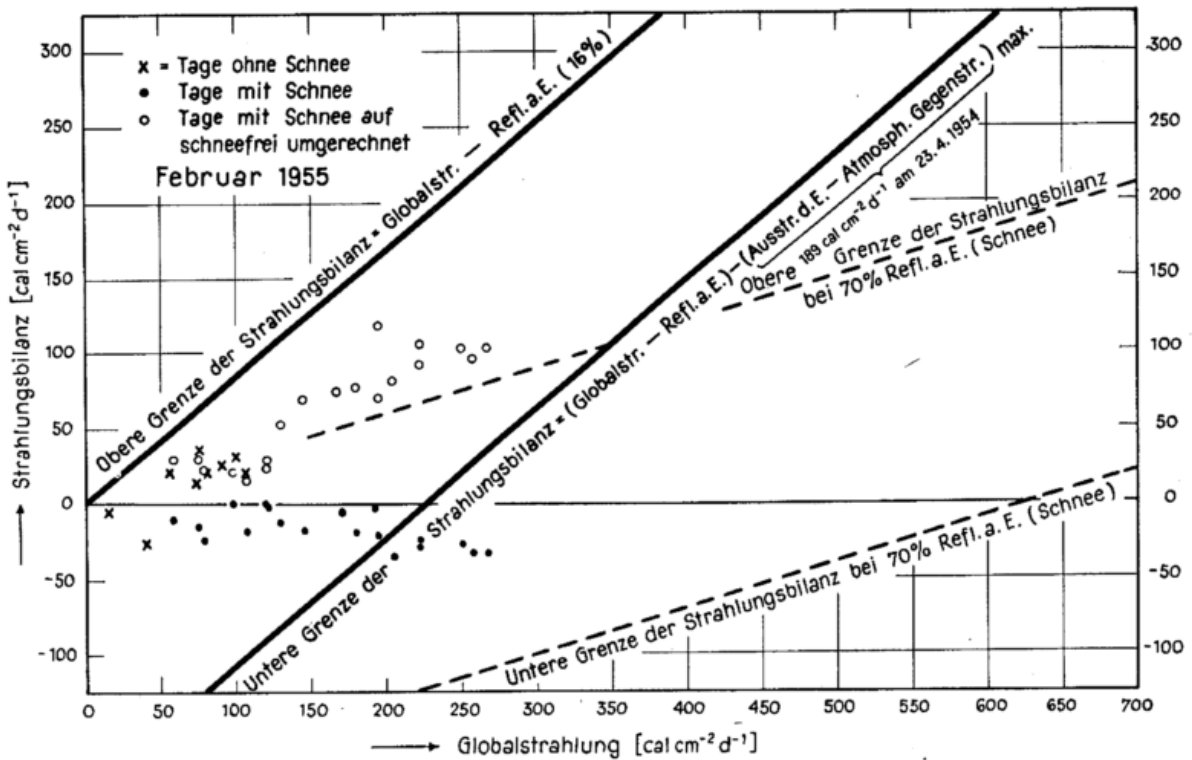


Abb. 5
Strahlungsbilanz als Funktion der Globalstrahlung.

Einmal kann ein Grenzstreifen — nur gültig für diese besonderen Tage — unter Berücksichtigung z. B. der mittleren Reflexion (in unserem Falle rund 70%) zugrunde gelegt werden; oder es wird die Strahlungsbilanz der Tage mit Schnee auf schneefrei umgerechnet. Beide Verfahren sind in Abbildung 5 angewendet worden. Wenn auch das zweite Verfahren — die Umrechnung der Strahlungsbilanz auf schneefrei — den Vorteil eines über das ganze Jahr geltenden Grenzstreifens hat, so ist dies doch eine Maßnahme, deren Resultat die wirkliche Größe der Strahlungsbilanz nicht mehr erkennen läßt. Aus diesem Grunde dürfte dem ersten Weg — dem Verfahren des gesonderten Grenzstreifens — der Vorzug zu geben sein.

IV. Die Gerade größter Strahlungsgegensätze zwischen Tag und Nacht

Die Globalstrahlung kann an jedem Tage des Jahres, bestimmt durch die Tageslänge und bestimmt durch den Sonnenhöchststand, nur einen gewissen größten Wert erreichen. Im folgenden werden als mögliche Höchstwerte für Hamburg die von Gräfe (5) angegebenen „Praktischen Maximalwerte der Globalstrahlung“ zugrunde gelegt. Der Tagespunkt im System Strahlungsbilanz — Globalstrahlung irgendeines Tages im Jahr kann dann auf der „unteren Grenze der Strahlungsbilanz“ liegen, wenn an diesem Tage einerseits der praktische Maximalwert der Globalstrahlung und andererseits der Maximalwert der Differenz Ausstrahlung

des Erdbodens minus Gegenstrahlung der Atmosphäre $(E - A)_{\max} = 189 \text{ cal cm}^{-2} \text{ d}^{-1}$ im Jahr 1954) erreicht wird. Damit ist jedem Tag des Jahres, an dem diese Bedingungen erfüllt sind, ein bestimmter Punkt der unteren

ren Grenze der Strahlungsbilanz zugeordnet. Diese eindeutige Aussage ist möglich, wenn von 0 Uhr bis 24 Uhr Wolkenlosigkeit und beste atmosphärische Verhältnisse herrschen.

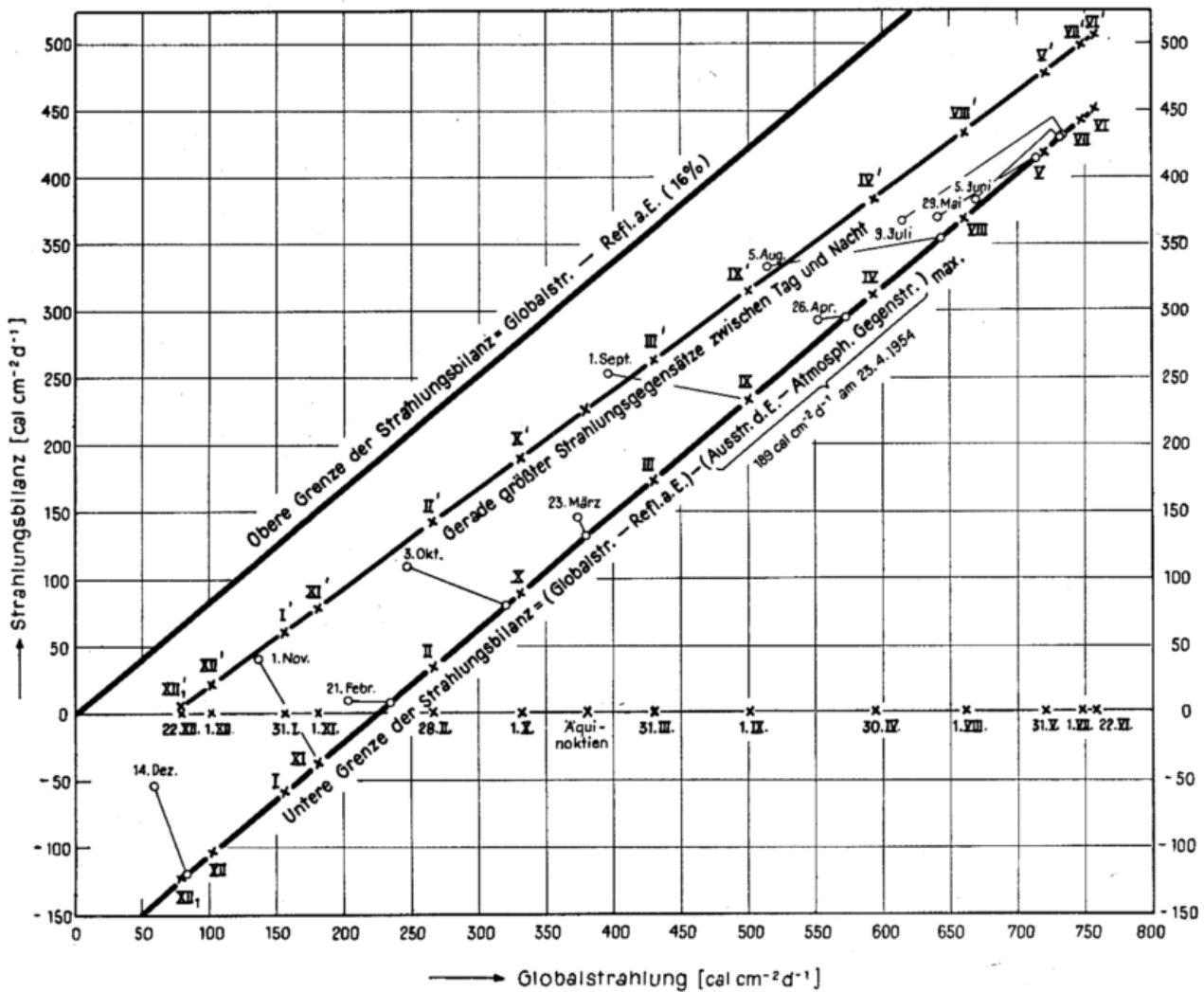


Abb. 6
Die Gerade größter Strahlungsgegensätze zwischen Tag und Nacht, 1954.

In Abbildung 6 ist auf der Abszisse an der entsprechenden Stelle des praktischen Maximalwertes der Globalstrahlung derjenige Tag eines jeden Monats eingezeichnet, der die höchste Globalstrahlungstagesumme erbringen kann. Es sind dies der 1. XII., 31. I. usw. Außerdem sind eingetragen der Tag des kleinsten praktischen Maximalwertes des Jahres (22. XII.) und die Äquinoktien. Sind an diesen Tagen die oben angeführten Bedingungen erfüllt, so liegen ihre Tagespunkte im System Strahlungsbilanz — Globalstrahlung auf der unteren Grenze der Strahlungsbilanz an den mit den entsprechenden römischen Monatszahlen XII, I usw. bezeichneten Punkten.

Sind die Bedingungen für die untere Grenze der Strahlungsbilanz nur über Tag, d. h. von Sonnenaufgang bis Sonnenuntergang erfüllt, ist aber zur Nachtzeit der Himmel mit tiefen Wolken vollkommen bedeckt und ist zudem die Temperatur der Wolkenuntergrenze gleich der Strahlungstemperatur des Erdbodens, dann erreicht am Tage (von Sonnenaufgang bis Sonnenuntergang) die Globalstrahlung den praktischen Maximalwert und $(E - A)$ nur den den Tagesstunden entsprechenden Anteil am Maximalwert. Während der Nachtstunden aber

ist $(E - A) = 0$. Für diese einschränkende Bedingung läßt sich für jeden Tag des Jahres mittels der Tag- und

Tab. 2

Tag	Anteil an $(E - A)_{\max} = 189 \text{ cal cm}^{-2} \text{ d}^{-1}$ Tagstund. Nachtstund.	Taglänge in Std.	Nachtlänge in Std.	Pr kt. Maximalwert der Globalstrahlg. in $\text{cal cm}^{-2} \text{ d}^{-1}$
22. XII.	57 132	7,2	16,8	78
1. XII.	61 128	7,7	16,3	101
31. I.	68 121	8,6	15,4	155
1. XI.	74 115	9,4	14,6	180
28. II.	83 106	10,5	13,5	265
1. X.	90 99	11,4	12,6	331
Äquinoktien	94,5 94,5	12,0	12,0	379
31. III.	100 89	12,7	11,3	429
1. IX.	107 82	13,6	10,4	501
30. IV.	116 73	14,7	9,3	593
1. VIII.	123 66	15,6	8,4	661
31. V.	129 60	16,4	7,6	720
1. VII.	131 58	16,7	7,3	747
22. VI.	132 57	16,8	7,2	757

Nachtlängen der Anteil der Tagstunden bzw. der Nachtstunden an $(E - A)_{\max} = 189 \text{ cal cm}^{-2} \text{ d}^{-1}$ ermitteln. Diese Werte teilen den Grenzstreifen durch G, die „Gerade größter Strahlungsgegensätze zwischen Tag und Nacht“. Sie reicht vom kürzesten bis zum längsten Tag des Jahres.

In Tabelle 2 sind für den längsten Tag jedes Monats, für den kürzesten Tag des Jahres und für die Äquinoktien die Tag- und Nachtlängen in Stunden, ihre Anteile an $(E - A)_{\max}$ in $\text{cal cm}^{-2} \text{ d}^{-1}$ sowie die praktischen Maximalwerte der Globalstrahlung in $\text{cal cm}^{-2} \text{ d}^{-1}$ zusammengestellt. Bei in obigem Sinne extremen Strahlungsgegensätzen zwischen Tag und Nacht liegen die Tagespunkte der in Tabelle 2 angeführten und auf der Abszisse der Abbildung 6 bezeichneten Tage in den mit I', II' usw. bezeichneten Punkten der Geraden G.

Weiterhin läßt sich aussagen, daß z. B. die Tagespunkte aller Tage des März, die von 0 Uhr bis 24 Uhr einwandfreie Strahlungstage sind, auf die Gerade U zwischen II und III entsprechend ihrem praktischen Maximalwert der Globalstrahlung fallen müssen. Herrscht aber nur während der Tagstunden bestes Strahlungswetter und bedecken während aller Nachtstunden vor Sonnenaufgang und nach Sonnenuntergang tiefe Wolken mit Temperaturgleichheit zwischen Wolkenuntergrenze und Erdboden den Himmel ($E - A = 0$), so fallen ihre Tagespunkte auf die Gerade G zwischen II' und III'. Die gemachten Voraussetzungen jedoch sind Extreme, die in Hamburg kaum für einen vollen Tag erfüllt werden.

Denkbar ist aber folgende Situation. Ist beispielsweise der 31. III. während der Tagstunden ein Strahlungstag bester atmosphärischer Verhältnisse und nur während der Nacht der Himmel mehr oder weniger bedeckt, dann muß der Tagespunkt auf der Verbindungsgeraden zwischen III und III' liegen. Wo, das hängt von den atmosphärischen Gegebenheiten, dem Bewölkungszustand und von den Temperaturverhältnissen ab. Auf dieser Geraden kann, wenn die gemachten Voraussetzungen erfüllt sind, vom Monat März nur der Tagespunkt des 31. liegen. Alle anderen Tagespunkte des März liegen unter gleichen Voraussetzungen auf der ihren praktischen Maximalwerten entsprechenden Geraden, also weiter links. Für gute Strahlungstage mit den möglichen atmosphärischen Verhältnissen usw. z. B. des März kann nur ausgesagt werden, daß ihre Tagespunkte in das Monatsviereck III II II' III' fallen oder diejenigen z. B. des Monats August in das Monatsviereck VIII IX IX' VIII'. Mit den gleichen Voraussetzungen läßt sich diese Aussage für jeden Monat machen.

Alle Tage jedoch, an denen auch tagsüber Bewölkung vorherrscht, werden näher der Nulllinie und näher der oberen Grenze der Strahlungsbilanz liegen.

Für jeden Monat des Jahres 1954 ist nun in Abbildung 6 im Grenzstreifen derjenige Tag eingetragen, der die größte Tagessumme der Globalstrahlung erbracht hat, also derjenige Tag, der für den betreffenden Monat der relativ beste Strahlungstag war. Die Tagespunkte sind mit denjenigen Punkten der unteren Grenze der Strahlungsbilanz geradlinig verbunden, welche den an diesen Tagen möglichen praktischen Maximalwerten der Globalstrahlung entsprechen. Es

zeigt sich, daß die Tagespunkte der relativ guten Strahlungstage des ersten Halbjahres 1954 von diesen Punkten nur wenig entfernt sind, während die entsprechenden Punkte des zweiten Halbjahres bedeutend weiter voneinander entfernt liegen. Die Tage, welche im ersten Halbjahr große Tagessummen der Globalstrahlung erbrachten, waren auch Strahlungstage mit verhältnismäßig guten atmosphärischen Verhältnissen. Im zweiten Halbjahr ist das nicht mehr der Fall. Nach Pfingsten (6./7. VI.) setzte bekanntlich Regenwetter ein.

Tab. 3

Tag 1954	Prakt. Max-wert d. Globalstrahlg. in $\text{cal cm}^{-2} \text{ d}^{-1}$	erreichte Globalstrahlg. in $\text{cal cm}^{-2} \text{ d}^{-1}$	erreichte Strahlungsbilanz in $\text{cal cm}^{-2} \text{ d}^{-1}$	fällt der Tagespunkt in das entsprechende Monatsviereck?
21. II.	234	203	9	ja
23. III.	379	373	144	ja
26. IV.	573	552	292	ja
29. V.	715	641	368	ja
5. VI.	732	670	382	nein
9. VII.	734	615	366	nein
5. VIII.	644	514	333	nahebei
1. IX.	501	396	252	nahebei
3. X.	320	247	109	ja
1. XI.	180	136	40	ja
14. XII.	82	58	-53	nahebei

Ergänzend sind in Tabelle 3 die am besten Tage jedes Monats tatsächlich erbrachte Tagessumme der Globalstrahlung und der Strahlungsbilanz, sowie der dem Tag entsprechende praktische Maximalwert der Globalstrahlung zusammengestellt. Außerdem ist angegeben, ob der Tagespunkt in das entsprechende Monatsviereck fällt.

Aus den vorangehenden Betrachtungen und behandelten Beispielen ist zu ersehen, wie schwierig es ist, selbst an Hand dieses einfachen Systems aus der registrierten Tagessumme der Globalstrahlung auf eine einigermaßen genaue Tagessumme der Strahlungsbilanz zu schließen.

Literatur

- Schulze, R.: Über ein Strahlungsmeßgerät mit ultrarotdurchlässiger Windschutzhaube am Meteorologischen Observatorium Hamburg. Geofis. pura e appl. 24, 107—114 (1953)
- Schulze, R.: Über die Messung der langwelligen Ultrarot-Strahlung in der Biophysik. Strahlentherapie 94, 152—160 (1954)
- Fleischer, R., u. Gräfe, K.: Die Ultrarot-Strahlungsströme aus Registrierungen des Strahlungsbilanzmessers nach Schulze. Ann. Meteor. 7, 87—95 (1955/56)
- Fleischer, R.: Der Jahresgang der Strahlungsbilanz und ihrer Komponenten. Ann. Meteor 6, 357—364 (1953/54)
- Gräfe, K.: Über Möglichkeiten der Bestimmung, Berechnung und kurzfristigen Vorhersage der Globalstrahlung am Erdboden. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. B 5, 344—376 (1954)

Diskussionsbemerkungen

Ernst Frankenberger (mit 1 Abbildung)

Durch eine Arbeit von H. P. Schmitz wurde im letzten Dezemberheft der Zeitschrift für Meteorologie erneut die Austauschtheorie von W. Schmidt angegriffen. Schmitz weist nach, daß die atmosphärischen vertikalen Austauschströme den vertikalen Gradienten der Konzentration nicht proportional sein können.

Der Einwand betrifft auch Wärmehaushaltsmessungen der Bodenoberfläche, bei denen man vielfach mit Austauschbetrachtungen operieren muß. Weil das Meteorologische Observatorium Hamburg zur Zeit einen Jahrgang Quickborner Wärmehaushalts- und Schichtungsmessungen veröffentlicht, habe ich die Frage zu diskutieren, was wir bei Vernachlässigung der Einwände von H. P. Schmitz messen, bzw. wie groß die aus der Vernachlässigung resultierenden Fehler sind.

Für den noch relativ einfachen Fall des vertikalen Wasserdampftransports erhält H. P. Schmitz die Gleichung [31]:

$$\zeta \cdot \delta a = -A_\alpha \cdot \frac{\partial a}{\partial z} + \bar{\alpha} \zeta \delta \bar{q}$$

(ζ Vertikalwindstärke, a Dampfdichte, ρ Luftdichte, α spez. Feuchte, A_α eine dem Schmidtschen Austauschkoeffizienten entsprechende Größe).

Die Proportionalität zwischen Strom und Gefälle wird durch das Zusatzglied verhindert, das in $\bar{\alpha} \zeta \delta \bar{q}$ den vertikalen Massentransport enthält. Wenn keine Wärmeleitung stattfindet, ist

$$\delta \bar{q} \equiv \delta a$$

Aus Quickborner Feinstruktur-Registrierungen können wir die größten Werte von ζ und δa , sowie ihre Korrelation entnehmen. Das Maximum der Dampfdichteschwankung betrug $1.7 \cdot 10^{-6} \text{gr/cm}^3$. Einer größten Verdunstung von $9.10^{-6} \text{gr/cm}^2 \text{sec}$ stand nur ein Zusatzglied von $9.10^{-8} \text{gr/cm}^2 \text{sec}$ gegenüber.

Auch bei einem größeren Variationsbereich der spezifischen Feuchte als er in Quickborn auftritt, wird man im allgemeinen das Zusatzglied gegenüber den instrumentellen Fehlern vernachlässigen können.

Die Problematik der W. Schmidtschen Wärmestrom-Ableitungen wird besonders klar, wenn man sich nicht auf die turbulente Komponente des Austausches beschränkt, sondern die konvektive hinzunimmt:

$$c_p \cdot \bar{\zeta} \cdot \overline{\delta T} = c_p \cdot \bar{\zeta} \cdot \overline{(\delta T)} + c_p \cdot \bar{\zeta} \cdot \overline{\delta(\rho T)}$$

(T Temperatur)

Beide Glieder enthalten nämlich Komponenten, die an die thermisch bedingte Massenverlagerung geknüpft sind. Bei der Konvektion kommt diese Massenverlagerung durch die thermische Ausdehnung oder Schrumpfung der zwischen Meßniveau und Boden befindlichen Luft zustande. Wenn wir die geländebedingte vertikale Massenverlagerung näherungsweise dem Produkt aus Windstärke und dem Tangens des Gelände-Neigungswinkels β proportional setzen, gilt:

$$c_p \cdot \bar{\zeta} \cdot \overline{(\rho \cdot T_z)} = c_p \cdot \overline{(\rho \cdot T_z)} \cdot \bar{u} \cdot \text{tg } \beta + c_p \cdot \overline{(\rho \cdot T_z)} \cdot \frac{1}{T} \int_0^z \frac{\partial T}{\partial t} dz + c_p \cdot \bar{\zeta} \cdot \overline{\delta T_z} \cdot \bar{\rho} + c_p \cdot \bar{\zeta} \cdot \overline{\delta \rho} \cdot \bar{T}_z$$

Wie wenig die an die Massenverlagerung gebundenen Glieder dem entsprechen, was wir bei Wärmehaushaltsmessungen wissen wollen, erkennen wir, wenn wir den

bei morgendlicher Inversionsauflösung fließenden vertikalen Wärmestrom eines Niveaus betrachten, bis zu dem die vom Boden ausgehende Temperaturwelle noch nicht vorgedrungen ist. Der Wärmestrom ist dann nämlich zahlgleich mit demjenigen Wärmestrom, der vom Boden in die Atmosphäre tritt. Erst, wenn der Temperaturexaustausch das Meßniveau erfaßt, wird die konvektive thermische Komponente um die an den vertikalen Massentransport geknüpfte turbulente Komponente des Wärmestroms verringert, wobei das Integral Schwankungen zeigt, die bevorzugt phasen-verkehrt gegen ζ sein können.

Wir werden also gut tun, die Wirkung der vertikalen Massenverlagerung bei Wärmehaushaltsmessungen wie bisher zu vernachlässigen. Dann erhalten wir näherungsweise den vertikalen Wärmestrom, der eine dem Meßniveau eng benachbarte Druckfläche durchsetzt.

Methodische Fehler entstehen dann nur, weil wir mit dem Meßgerät den Verlagerungen und Fluktuationen der Druckflächen nicht folgen können. Die Größe dieses Fehlers läßt sich aber abschätzen. Aus Registrierungen, die F. Woelfle mit trägheitsfreien Anzeigergeräten in 4 m Höhe bei Kreuzholzhausen gewonnen hat, ergab sich eine mittlere Änderungsgeschwindigkeit der Temperatur von 0.20°C/sec . Wir müssen annehmen, daß Luftballenschichten von einer Mächtigkeit, die dem Mischungsweg entspricht, gleichzeitig dieser Temperaturänderung ausgesetzt sind, was Hebungs- oder Sinkgeschwindigkeiten der Druckfläche bei 4 m Höhe von 2 mm/sec entspricht. Erst in 40 m Höhe können diese Vertikalgeschwindigkeiten einige Prozent der mittleren vertikalen turbulenten Zusatzgeschwindigkeiten erreichen.

Wir sehen also, daß wir bedenkenlos in den untersten Dekametern von den Druck-Koordinaten auf die z-Koordinate übergehen können, wenn wir den Wärmestrom, der eine Druckfläche in vertikaler Richtung durchsetzt, finden wollen. Zum Schluß lassen Sie mich den engen Zusammenhang zwischen solchen Wärmeströmen selbst größerer Höhen und vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur mit empirischen Quickborner Daten belegen. Sie finden in der Abbildung 1 die Temperaturdifferenz zwischen 70 und 13 m Höhe als Funktion des in 40 m Höhe herrschenden abwärts gerichteten Wärmeströms windiger klarer Nächte aufgetragen, der ohne Zuhilfenahme vertikaler Gradienten ermittelt ist. Eine mittlere Linie wird die Ordinate bei einer dem adiabatischen Temperaturgradienten

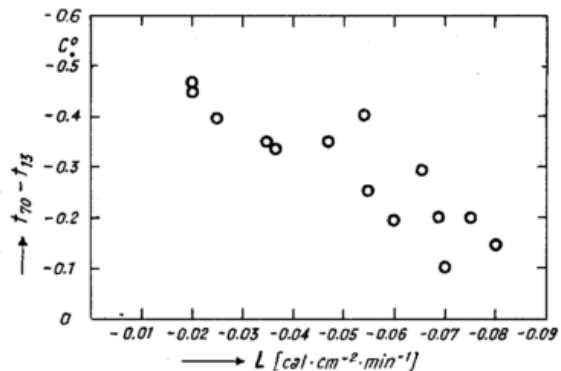


Abb. 1
Der vertikale Unterschied der aktuellen Temperaturen in 70 m und 13 m Höhe als Funktion nächtlicher abwärts gerichteter Wärmeströme in Quickborn/Holst. 1953/1954

ten sehr eng benachbarten Temperaturdifferenz schneiden, woraus folgt, daß die in Frage stehende Methode in einem größeren Höhenbereich anwendbar ist.

Fritz Möller

Für die Bestimmung der langwelligen Ausstrahlung der Troposphäre (Schicht zwischen Boden und 400 bzw. 300 mb) ist ein Kurzverfahren entwickelt worden (1), das auf verschiedene Großwetterlagen angewendet wird. Es werden Karten der Ausstrahlung für Europa, Januar 1954 und 1955, gezeigt, die erkennen lassen, daß die Wärmeabgabe der Troposphäre im Mittel von Südwest-Europa nach Osten und Nordosten hin um 20 bis 50% abnimmt. — Im Einzelfall hat die Verteilung der Wolken einen sehr großen Einfluß auf das Ergebnis; jedoch sind nur wenig brauchbare Angaben speziell für die Obergrenzen der Wolken vorhanden. Deshalb sind

neue statistische Bearbeitungen der Wolkenuntergrenzen und Obergrenzen bei bestimmten Wetterlagen durchgeführt worden, die auf Grund der deutschen Wetterflugaufstiege in den Jahren vor dem Kriege gewonnen sind. Es werden Bilder mit den Ergebnissen gezeigt. — Berechnungen der synoptischen Verteilung der Absorption kurzwelliger Wärmestrahlung und deren Heizwirkung auf die Atmosphäre sind in Bearbeitung.

Literatur

- (1) Möller, F.: Ein Kurzverfahren zur Bestimmung der langwelligen Ausstrahlung dicker Atmosphärenschichten. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. A 7. 158—169 (1954)

3. Fachsitzung: Meteorologie der Hochatmosphäre

Vorsitz: J. Bartels, Göttingen

Die Meteorologie der Stratosphäre

von Hans-Karl Paetzold

(mit 17 Abbildungen und 4 Tabellen im Text)

1. Einleitung

Die im Jahre 1902 von de Bort und Aßmann entdeckte „Stratosphäre“ als eine Schicht konstanter Temperatur und „geringer“ Dynamik ist nach der neueren Forschung der Sitz von Vorgängen, die sowohl von Strahlungsprozessen wie dynamischen Prozessen bestimmt werden. Dies kommt schon in dem komplizierteren Temperaturverlauf zum Ausdruck, der von der Tropopause in ca. 10—17 km Höhe ab einen erst langsameren, dann rascheren Wiederanstieg der Temperatur bis zu dem wohlbekannten Maximum von ca. 270° K in der warmen Schicht zeigt, nach dem die Temperatur wieder fällt, um in ca. 80 km Höhe ein Minimum von ca. 210° K zu durchschreiten und dann in der Ionosphäre wieder anzusteigen. Nach diesem komplexen Gang der Temperatur mit der Höhe sind einige Nomenklaturen (1), (2) vorgeschlagen worden, die aber noch nicht recht befriedigen, da sie die verschiedenen repräsentativen Parameter nur unvollkommen berücksichtigen können. Es erscheint noch nicht an der Zeit — und ist vielleicht auch unmöglich — eine sachlich voll befriedigende Nomenklatur zu entwerfen, da über das Gewicht der einzelnen zu berücksichtigenden Vorgänge noch keine volle Klarheit herrscht. Deshalb sei das Gebiet zwischen 10 und 80 km Höhe hier einheitlich mit der schon historisch gewordenen Bezeichnung „Stratosphäre“ gekennzeichnet, wengleich die bei seiner Prägung herrschende Vorstellung einer „ruhenden“ Schicht der Atmosphäre nicht mehr als gültig angesehen werden kann.

In der Tat zeichnet sich der obige Höhenbereich durch einige einheitliche spezifische Merkmale aus:

- 1.) Die Temperatur der Stratosphäre wird primär durch das Gleichgewicht zwischen Ein- und Ausstrahlung bestimmt, während dynamische Prozesse nur sekundär wirksam sind. Bei der Strahlungsabsorption sind im unteren Bereich der Wasserdampf, im mittleren das Ozon maßgeblich, während an der oberen Grenze der Stratosphäre die Sauerstoffabsorption einsetzt. Die Emission im Ultraroten wird von Wasserdampf, Kohlendioxyd und Ozon bestritten. Nach neueren theoretischen Arbeiten wird sich das Strahlungsgleichgewicht bis in Höhen von 60—70 km mit guter Annäherung einstellen, während oberhalb von 80 km Höhe sehr große Abweichungen zu erwarten sind, so daß hier der Temperaturbegriff nicht mehr einheitlich zu definieren ist.
- 2.) Obgleich die Intensität des vertikalen Massenaustausches sicher 4—5 Größenordnungen kleiner als in der Troposphäre angenommen werden muß, reicht er aus, um nach den Messungen der Luftzusammensetzung bei Raketenanstiegen eine wesentliche Graviationsentmischung zu verhindern.
- 3.) Die durch die Sonneneinstrahlung angeregten photochemischen Prozesse sind mit Ausnahme des obersten Bereiches (D-Schicht in 60—70 km Höhe) Photo dissoziation von Molekülen mit nachfolgenden Sekundärprozessen. Im unteren und mittleren Bereich ist die Ozonbildung (Ozonmaximum in 25 km Höhe) der beherrschende Vorgang, im oberen spielt die

Photochemie des Wasserdampfes eine Rolle (OH-Schicht in 70 km Höhe).

Abb. 1 gibt den Dichteverlauf in der Stratosphäre in mittleren Breiten und die für dynamische Vorgänge wichtige kinematische Zähigkeit. Beide variieren in dem

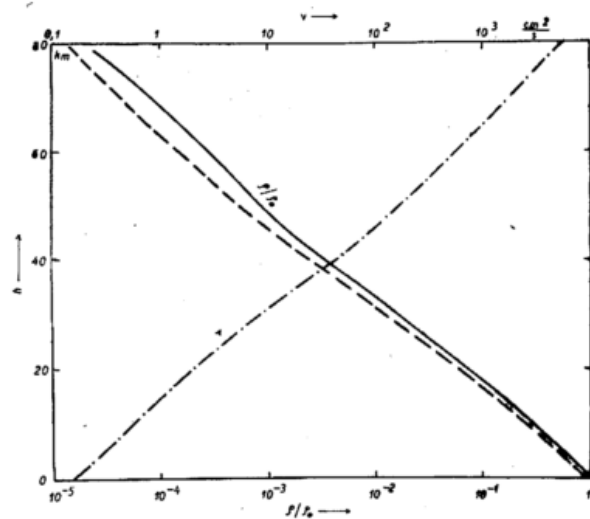


Abb. 1
Luftdichte ρ/ρ_0 und kinematische Zähigkeit ν in der Stratosphäre.

angegebenen Höhenbereich um rund vier Zehnerpotenzen. Die Tabelle 1 gibt nach einer amerikanischen Zusammenstellung nach den Raketenanstiegen über New Mexico (3) eine Übersicht über die wesentlichen Zustandsgrößen.

Tab. 1

Zustandsgrößen in der Stratosphäre.

Höhe km	Temperatur (°K)	Dichte (g/cm ³) log ¹⁰	Mittlere freie Weglänge (cm)
10	231	—3,375	2,1 · 10 ⁻⁵
20	212	—4,030	9,7 · 10 ⁻⁵
30	232	—4,728	4,8 · 10 ⁻⁴
40	262	—5,380	2,2 · 10 ⁻³
50	271	—5,936	7,8 · 10 ⁻³
60	253	—6,457	2,6 · 10 ⁻²
70	218	—7,012	9,3 · 10 ⁻²
80	205	—7,676	4,3 · 10 ⁻¹
90	217	—8,389	2,1
100	240	—9,065	9,5

Allgemein stellt die Stratosphäre das Bindeglied zwischen der extraterrestrisch stark beeinflussten Iono- und Exosphäre einerseits und der Troposphäre andererseits dar, die der Sitz des hauptsächlich meteorologischen Geschehens ist. Da das physikalische Geschehen

in der Stratosphäre sowohl von der Strahlung als auch von der Dynamik her bestimmt wird, ist es sehr komplex und läßt sich nur durch einen engen Kontakt zwischen Beobachtung und Theorie (trial and error) analysieren.

2. Untersuchungsmethoden

Diese sind zu unterscheiden in direkte und indirekte.

a) Indirekte Methoden

Anomale Schallausbreitung

Durch die Beobachtung der anomalen Schallausbreitung mit mehreren um den Explosionsort verteilten Schallempfängern kann die vertikale Temperatur- und Windverteilung bis herauf zu 60 km Höhe bestimmt werden (4). Die Methode gibt den Wiederanstieg der Temperatur oberhalb von 30 km Höhe und den jahreszeitlichen Wechsel der Windrichtung zwischen 20 und 70 km Höhe in mittleren und höheren Breiten gut wieder (Sommer: Ost-, Winter: Westwinde).

Meteorbeobachtungen

Bei diesen wird die Bahn und die Leuchtkraft der Meteore gemessen, wobei sehr lichtstarke Objektive (Schmidtspiegel) zur Anwendung kommen (5). Man erhält die Winde und die Luftdichte zwischen 60 und 100 km Höhe, dem Bereich, wo Meteore erfahrungsgemäß aufleuchten.

Scheinwerferstrahl

Bei dieser Methode wird die Intensität des aus verschiedenen Höhen herabgestreuten Scheinwerferlichtes bestimmt, woraus sich die Dichte mit der Höhe bis herauf zu 60 km ergibt (6).

Die Ergebnisse der verschiedenen indirekten Methoden sind nicht ohne weiteres miteinander vergleichbar, doch gibt jede Methode ein in sich sehr homogenes Material, das zur Erfassung von jahreszeitlichen und meridionalen Schwankungen der betreffenden Größe sehr geeignet ist.

b) Die direkten Methoden

Diese sind vor allem in der letzten Zeit durch Einsatz von Flugzeugen, Ballonen und Raketen sehr intensiviert worden.

Flugzeuge

Diese sind heute für Messungen bis 15 km Höhe einzusetzen. Sie bieten den großen Vorteil, daß ein mitgenommener Beobachter die Meßapparaturen bedienen kann, die obendrein sehr kompensiös sein können.

Ballone

Mit freifliegenden unbemannten Ballonen sind heute verhältnismäßig leicht 40 km Höhe, mit einiger Sorgfalt 45 km Höhe zu erreichen. Mit dem heutigen Ballonmaterial scheint die obere erreichbare Grenze bei 50 km zu liegen, was sowohl für dehnbare Ballone aus Natur- oder Kunstkautschuk als auch für volumfeste aus Polyäthylen o. dgl. gilt. Die Aufstiegstechnik mit dehnbaren Ballonen ist durch die neuen, im Tauchverfahren sehr gleichförmig hergestellten Ballone entscheidend erleichtert worden. Während früher bei einer Last von einigen Kilogramm Ballone mit einem Gewicht vom Vierfachen des Nutzlastgewichtes erforderlich waren, um hin und wieder eine Höhe von 30 km zu erreichen, ist heute das entsprechende Ballongewicht nur noch gleich dem Nutzlastgewicht, wobei aber die obige Höhe jetzt im Durchschnitt erreicht wird.

Raketen

Der obere Bereich der Stratosphäre ist direkt nur mit Raketen zugänglich. Hier sind in letzter Zeit einige

billigere Raketentypen entwickelt worden, mit denen vielleicht in Zukunft eine wenigstens temporäre Erfassung der Variationen der Verhältnisse in der Stratosphäre möglich sein wird. Besonders erfolgversprechend erscheinen die „balloon launched rockets“, die bis ca. 20 km Höhe mittels Ballonen hochgetragen und in dieser Höhe erst gestartet werden. Wegen des in dieser Höhe schon viel kleineren Luftwiderstandes brauchen die Raketen wesentlich weniger Treibstoff als beim Start von der Erdoberfläche, so daß sie klein und entsprechend billig gehalten werden können.

Bei den Raketen ist die gegenüber Flugzeugen und Ballonen zur Verfügung stehende sehr kleine Meßzeit nachteilig. Bei den bisher insgesamt publizierten 200 Raketenstarts in Amerika betrug die Meßzeit insgesamt nur 10 Stunden.

3. Zusammensetzung der Stratosphäre

a) Entmischung

Für die Zusammensetzung der Stratosphäre ist grundlegend, inwieweit eine Entmischung der verschiedenen Komponenten im Schwerfeld der Erde eintritt, was einen genügend kleinen vertikalen turbulenten Massenaustausch voraussetzt. Die ersten diesbezüglichen Helium- und Sauerstoffmessungen (7), (8) schienen oberhalb von 20 km Höhe eine beginnende Entmischung anzudeuten. Beim Helium ergab sich in 25 km Höhe ein Überschuß von 2% gegenüber dem Wert am Erdboden. Nach diesen Messungen sollte z. B. der O₂-Gehalt der Luft in 50 km Höhe auf 18% abgesunken sein. Eine solche starke Entmischung in diesen Höhen konnte durch bei Raketenanstiegen entnommenen Luftproben nicht bestätigt werden. Während einige Versuchsreihen auch oberhalb noch keine merkliche Zunahme des He-Gehaltes erkennen ließen, schien bei anderen eine Entmischung sich anzudeuten, wie Tab. 2 zeigt (9), (10), (11). Doch wurde bei Kontrollversuchen am Boden, bei denen die Luft unter ähnlichen Bedingungen in die Gefäße einströmt, eine ähnliche Entmischung beobachtet (12). Sie wird dadurch bedingt, daß Gase mit kleinem Molekulargewicht einen geringeren Strömungswiderstand aufweisen (K n u d s e n ' s c h e Formel).

Tab. 2

Luftzusammensetzung nach Raketenanstiegen (10).

Höhe (km)	Heliumgehalt (Bodenwert)	Argongehalt (Bodenwert)
60	1,2	0,98
80	2	0,89
125	2,9	0,84

Dem Ergebnis dieser negativen Kritik der Luftentnahmeversuche scheinen massenspektrometrische Messungen des Verhältnisses Argon/Stickstoff zwischen 95 und 140 km zu entsprechen, die nach Abb. 2 keine Entmischung erkennen lassen (13).

Nach allem ist es sehr wahrscheinlich, daß die Turbulenz bis 80 km Höhe ausreicht, um eine wesentliche Gravitationsentmischung zu verhindern, d. h. der Austauschfaktor muß mindestens von der Größenordnung 1.10^{-3} g/cm/sec sein.

b) Ozon, Wasserdampf

Von den für den Strahlungshaushalt wichtigen atmosphärischen Komponenten O₃, H₂O, CO₂ seien die ersten kurz betrachtet. Bei der Kohlensäure ist eine mit der Höhe konstante Volumkonzentration von $2,5.10^{-4}$ sehr wahrscheinlich. Über die Verteilung anderer Spurengase wie CH₄ (1,2 cm) und N₂O (0,8 cm) liegen noch keine Bestimmungen ihrer vertikalen Verteilung vor.

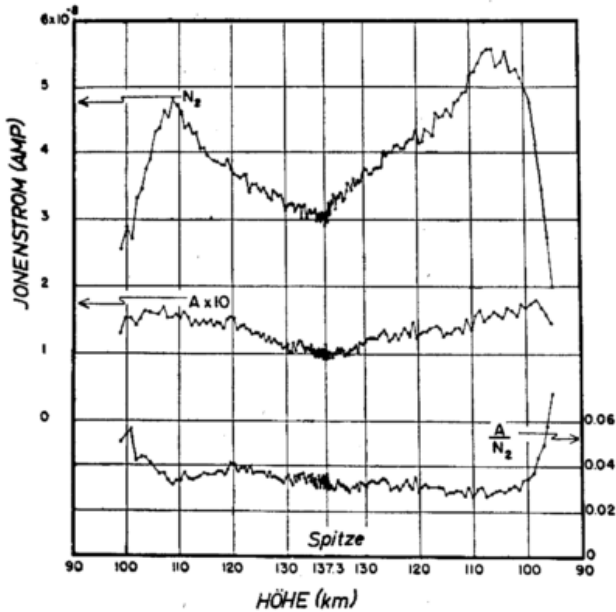


Abb. 2
Massenspektrometrische Messung des Verhältnisses A/N₂ bei Raketenanstiegen (13).

Ozon

Die vertikale Ozonverteilung ist für mittlere Breiten durch neuere Ballonaufstiege in Deutschland (14) und Amerika (15) nun gut bekannt. Das primäre, photochemisch bedingte Maximum bei einer Höhe von 24 km ist gut gesichert. Ausstehen noch direkte Messungen der Ozonverteilung am Äquator und vor allem in polaren Breiten. Oberhalb von 30 km Höhe stimmt die beobachtete Ozonverteilung recht gut mit der sich nach der photochemischen Theorie ergebenden (16), (17), (18), (19), (20) überein, wie die bis 70 km Höhe reichenden

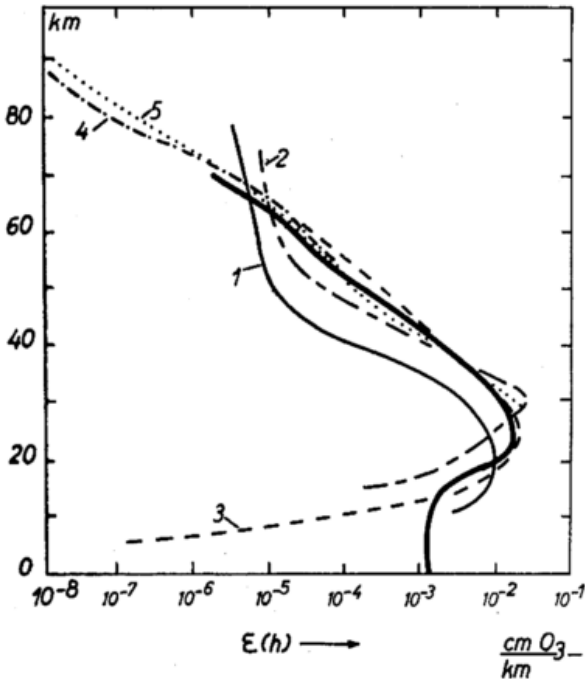


Abb. 3
Beobachtete und theoretische vertikale Ozonverteilung. Die stark ausgezogene Kurve stellt die in mittleren Breiten im Mittel beobachtete Ozonverteilung nach Ballon- und Raketenanstiegen dar (14), (20). Die Kurven 1, 2, 3, 4 und 5 geben die theoretisch berechneten Verteilungen nach (16), (17), (18), (19) bzw. (20). Man beachte, in der Troposphäre sollte nach der Theorie kein Ozon zu finden sein, im Gegensatz zu den Beobachtungen.

Raketenmessungen zeigen (Abb. 3). Damit basieren die theoretischen Vorstellungen, daß das atmosphärische Ozon photochemisch durch Sauerstoffatome gebildet wird, die durch Dissoziation der Sauerstoffmoleküle durch die UV-Strahlung der Sonne ($\lambda < 2140 \text{ \AA}$) entstehen, auch auf einer quantitativ sicheren Grundlage.

Wasserdampf

Wegen des absolut sehr geringen Wasserdampfgehaltes in der Stratosphäre bieten sichere Messungen desselben große Schwierigkeiten, die erst durch neuere, sehr empfindliche Geräte überwunden worden sind (21). Sie beruhen auf dem optisch registrierten Auftreten eines Eisbelages auf einem Spiegel bei einer bestimmten gemessenen Temperatur, dem Frostpunkt (analog dem Taupunkt). Gegenüber hygroskopischen Methoden ist die Genauigkeit der Frostpunktmethode nicht von dem absoluten Wasserdampfgehalt abhängig, da nach der Clausius Chapegron'schen Gleichung gilt:

$$\frac{\Delta e}{e} = \frac{L}{RT_f^2} \cdot \Delta T_f$$

e: Wasserdampfdruck, L: Sublimationswärme, T_f: Frostpunkt, R: Gaskonstante.

Bei einem Fehler ΔT_f von $\pm 2^\circ$, wie er erreicht worden ist, beträgt die Unsicherheit in e $\pm 25\%$, wobei aber e in der Stratosphäre um mehrere Größenordnungen abnimmt.

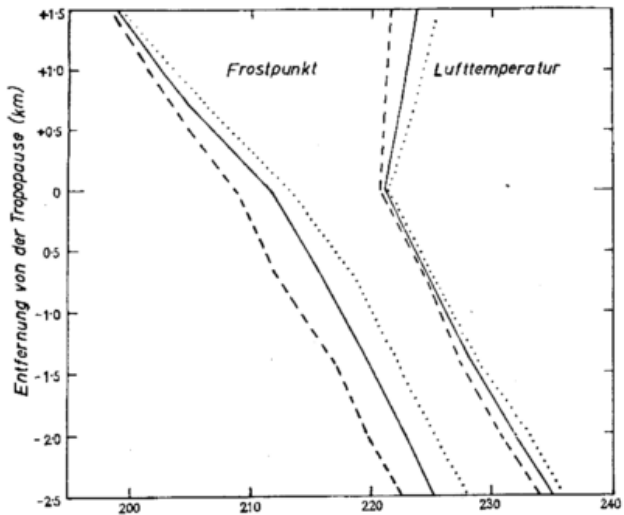


Abb. 4
Lufttemperatur und Frostpunkt in der Umgebung der Tropopause. Die Kurven stellen das Mittel aus 10 Flügen über England dar (22). Auffällig ist der Knick der Kurve des Frostpunktes in der Höhe der Tropopause. Ausgezogen: Jahresmittel, gestrichelt: Winter, punktiert: Sommer.

Messungen über England mit Flugzeugen (22) ergaben oberhalb der Tropopause eine starke Abnahme des Wasserdampfgehaltes (Abb. 4). Bis 30 km Höhe reichende Ballonaufstiege in Amerika (Minnesota und Missouri) ergaben ebenfalls einen absolut sehr geringen, mit der Höhe abnehmenden Wasserdampfgehalt in der Stratosphäre (23). Überraschend ist nach Tab. 3, die das Ergebnis von allerdings nur 3 Flügen darstellt, daß im Sommer das Mengenverhältnis Wasserdampf/Luft nach größeren Höhen zu wieder ansteigt. Eine Deutung steht noch aus.

Tab. 3

Wasserdampfgehalt in der Stratosphäre (23)			
Höhe (km)	pH ₂ O (mm Hg)	H ₂ O/Luft (g/kg)	
12	0,005	0,02	Sommer
30	0,002	0,13	
12	0,02	0,07	Winter
30	0,0005	0,02	

Bemerkenswert ist, daß die vertikale Verteilung des Wasserdampfgehaltes keinen einfachen glatten Verlauf aufweist, sondern es wechseln trockene und feuchtere Schichten ohne stetigen Übergang miteinander ab

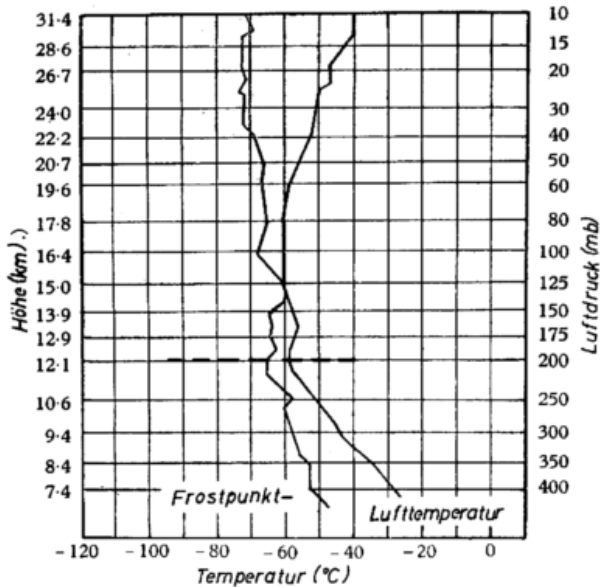


Abb. 5

Lufttemperatur und Frostpunkt in der Stratosphäre (23) Ballonaufstieg Minnesota 26. 8. 1949. Bemerkenswert sind die Knick bei der Frostpunktkurve.

(Abb. 5). Ein ähnliches Verhalten zeigt auch die vertikale Ozonverteilung nach neuesten amerikanischen Messungen*). Diese Erscheinung ist nur durch das horizontale Übereinanderschieben von wasserreicheren bzw. ozonreicheren Luftkörpern verschiedener Herkunft zu verstehen, deren Trennflächen wegen der im Vergleich zur Troposphäre doch viel geringeren vertikalen Turbulenz genügend lange erhalten bleiben. Dies leitet über zu dem Nachweis von

4. Transportvorgängen in der Stratosphäre durch die Spurengase O_3 und H_2O

Besonders das Ozon leistet als Indikator für vertikale und horizontale Luftströmungen sowie den vertikalen Massenaustausch unterhalb von 35—40 km Höhe wertvolle Dienste. Denn die Zeit, in der sich die photochemische Gleichgewichtskonzentration nach einer Störung wieder einstellt, beträgt in 30 km Höhe 10 Tage, während sie in 20 km Höhe auf 2 Jahre angewachsen ist. Der Ozongehalt ist also in der unteren Stratosphäre eine konservative Eigenschaft der Atmosphäre. Variationen, wie sie durch die neueren Ballonaufstiege gemessen worden sind, müssen daher auf den Einfluß von Transportvorgängen in der Atmosphäre zurückgeführt werden.

Nach Abb. 6 können 5 Typen der vertikalen Ozonverteilung unterschieden werden, die durch die Anzahl und Form der Maxima charakterisiert sind (19). Das sekundäre Maximum in 15 km Höhe und das tertiäre bei 6 km Höhe (das auch bei chemischen Ozonmessungen mit Flugzeugen gefunden wurde) (24), werden advektiv durch das Unterschieben von ozonreicherer Luft unter ozonärmere erzeugt, wobei sich aber eine klare Zuordnung zu den Luftbahnen erst für das sekundäre Maximum ergeben hat (25). Dieses tritt im Frühjahr und Sommer dann auf, wenn die Luft in 16 km Höhe aus

*) Nach freundlicher Mitteilung von Dr. Stroud, Fort Monmouth, New Jersey.

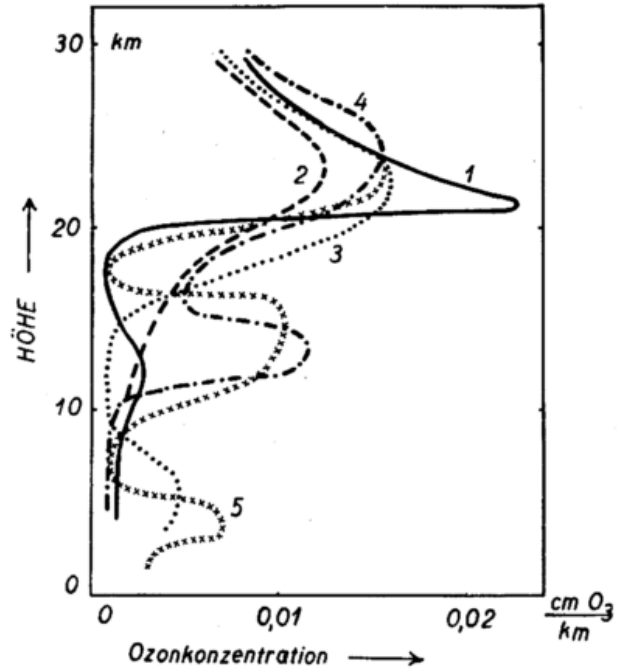


Abb. 6

Die verschiedenen Typen der vertikalen Ozonverteilung (14). Ballonaufstiege Weißenau. 1: 8. 9. 1953; 2: 28. 10. 1953; 3: 18. 3. 1953; 4: 20. 4. 1953; 5: 18. 4. 1952.

polaren Breiten stammt. Schon früher war festgestellt worden, daß der vom Erdboden gemessene totale Betrag der Ozonschicht besonders hoch ist, wenn Luft zwischen 11 und 16 km Höhe aus polaren Breiten herrührt (26),

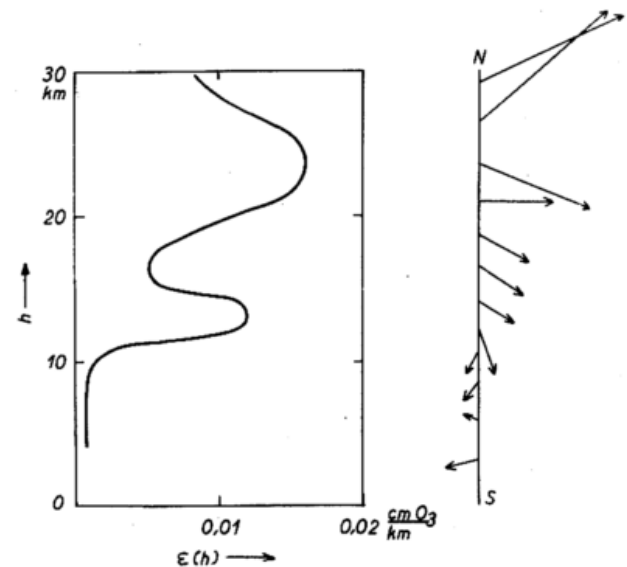


Abb. 7

Vertikale Ozonverteilung und Höhenwindverteilung (25). Ballonaufstieg Weißenau 20. 4. 1953.

(27). Der advective Charakter des sekundären Ozonmaximums kommt durch den in derselben Höhe gleichzeitig beobachteten Windsprung deutlich zum Ausdruck, wie es Abb. 7 an einem Beispiel zeigt.

Für vertikale Luftströmungen gibt der auffallende Wechsel zwischen einer spitzen und flachen Form des primären Maximums einen Hinweis (14). In Abb. 7, in der 4 während eines Monats bestimmte Ozonverteilungen mit flachem und spitzem Maximum dargestellt sind, ist die Form des Mengenverhältnisses $[O_3] / [Luft]^*$ die

*) Das Zeichen [] bedeutet wie üblich Molekülzahl/cm³.

gleiche, nur liegen die Kurven in etwas verschiedenen Höhen. Eine plausible Deutung ist nur durch die Annahme von vertikalen auf- und absteigenden Luftströmungen mit einer Mindeststärke von 1–10 cm/sec möglich. Nach den Variationen der bei V_2 -Aufstiegen und

bei Mondfinsternissen (28) bestimmten O_3 -Verteilungen setzen sich diese Strömungen sehr wahrscheinlich auch oberhalb von 40 km Höhe fort. Auffallend ist, daß nach dem Schnittpunkt der Kurven $[O_3]/[Luft]$ in Abb. 8 eine Umkehr des Vorzeichens der Strömung in 20 km

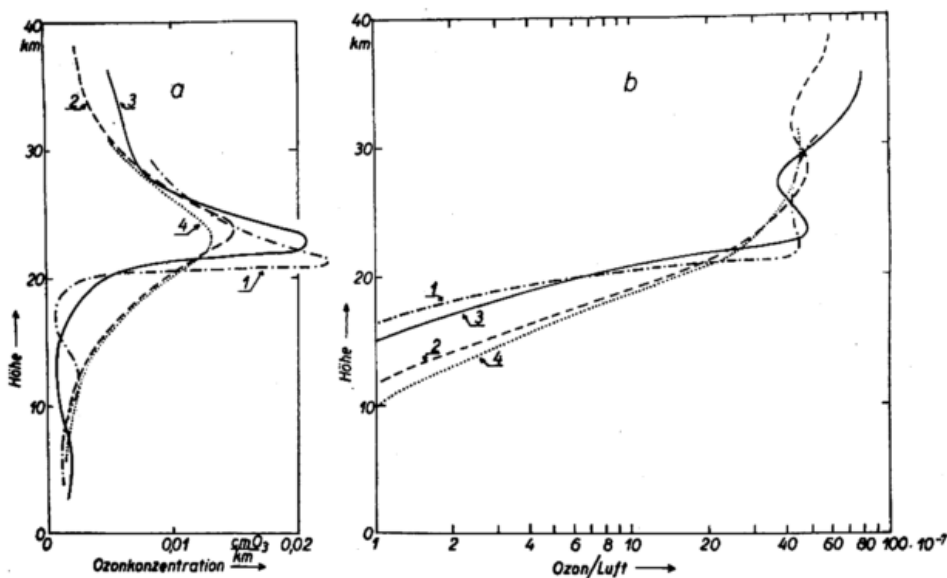


Abb. 8
Vertikale Ozonverteilung und Vertikalbewegungen in der Stratosphäre (14).
Ballonaufstiege Weißenau. 1: 8. 9. 1953; 2.: 28. 9. 1953;
3: 23. 10. 1953; 4: 28. 10. 1953.

Höhe angenommen werden muß, so daß es sich um eine Strömungsform ähnlich der bei Föhnwellen auftretenden handeln würde.

Auch für die großräumige Zirkulation ergeben sich durch die Spurengase O_3 und H_2O einige Hinweise. So scheint das bekannte Ansteigen des totalen Ozonbetrages nach höheren geographischen Breiten zu sowie das außerhalb der äquatorialen Zone beobachtete Frühjahrsmaximum des Ozons nur mit der Annahme eines zumindest temporär bestehenden polwärts gerichteten

aufsteigende mittlere Luftströmung von $\approx 0,1$ mm/sec zu folgen, die nach Phase und Amplitude gut dem jährlichen Gang der Tropopausenhöhe entspricht (29). An diesem Beispiel sehr schwacher Vertikalbewegungen zeigt sich der Vorteil dieser direkten Methode.

Besonders interessant ist ein Vergleich der H_2O - und O_3 -Konzentrationen in der Umgebung der Tropopause in mittleren Breiten. Während die Ozonkonzentration nur langsam zunimmt, fällt der Wasserdampf beim Durchgang durch die Tropopause rapide ab (Abb. 9). Eine Erklärung für diese starke Abtrocknung der Luft oberhalb der Tropopause ist durch den vertikalen Massenaustausch (s. w. u.) kaum möglich. Die einfachste Deutung wäre, daß die Luft in mittleren Breiten oberhalb der Tropopause (11 km, 220° K) aus äquatorialen Breiten aus der Höhe der äquatorialen Tropopause (18 km, 200° K) stammt (30). Die Stärke einer solchen Zirkulation ist zu 25 m/Tag der Abwärtsbewegung und 20 km/Tag der Meridional Komponente abgeschätzt worden.

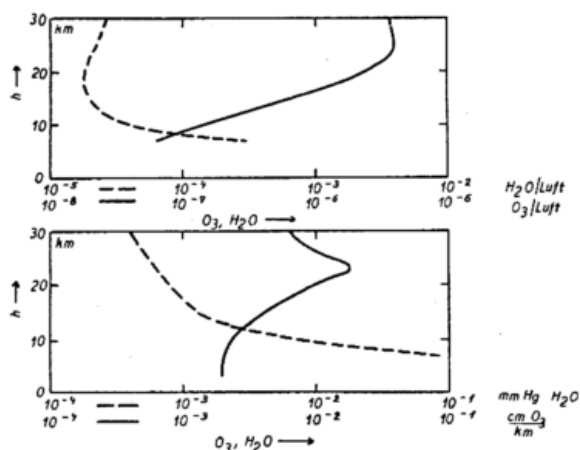


Abb. 9
Vergleich zwischen dem Wasserdampf- und dem Ozongehalt in der Stratosphäre in mittleren Breiten.

Lufttransportes in 25–30 km Höhe — als ein Faktor neben anderen — zu deuten zu sein. Aus dem Jahresgang des Ozons in verschiedenen Höhen, wie er sich nach Ballonaufstiegen ergibt, scheint oberhalb von 10–15 km Höhe eine im Herbst ab- und im Frühjahr

Auch über die Größe des vertikalen Massenaustausches läßt der Ozonhaushalt für den Bereich der unteren Stratosphäre eine Abschätzung zu. Entgegen der phototechnischen Theorie, nach der unterhalb von 15 km Höhe praktisch überhaupt kein Ozon mehr gebildet werden sollte, wird in der Troposphäre und am Erdboden eine Ozonkonzentration von $2-4 \cdot 10^{-3} \frac{cm O_3}{km}$ beobachtet. Dieses troposphärische Ozon kann weder durch die kosmische Höhenstrahlung noch durch atmosphärische elektrische Entladungen in genügender Menge gebildet werden, da es am Erdboden laufend zerstört wird. Die Herkunft des troposphärischen Ozons muß daher in der photochemischen Mutterschicht gesucht werden, aus der Ozon durch den turbulenten Massentransport laufend nach unten verfrachtet wird (31), (32). Für diesen nach unten gerichteten Ozonstrom ergibt sich nach den beobachteten Tag- und Nachtvariationen des bo-

dennahen Ozons eine Größe von $1.10^{11} \frac{O_3\text{-Moleküle}}{cm^2 \text{ sec}}$ (33).

Aus dem Ozonstrom und der beobachteten vertikalen Ozonverteilung läßt sich der Austauschfaktor bestimmen, wie ihn Abb. 10 für 45° und 0° Breite zeigt (33). Wenn danach auch in der Höhe der Tropopause eine rasche Abnahme des Austauschfaktors einsetzt, so ergibt er sich doch um 1—2 Größenordnungen größer als

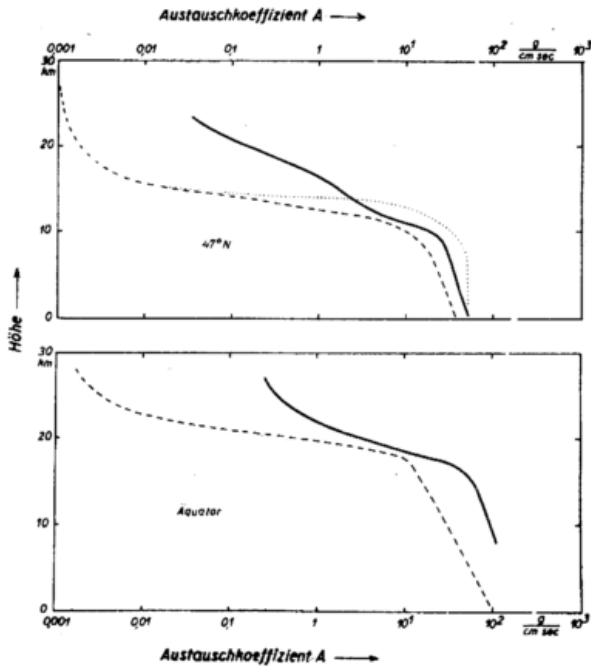


Abb. 10

Gang des Austauschkoeffizienten in der Stratosphäre. Ausgezogene Kurven nach dem Ozonhaushalt (33). Gestrichelte und punktierte Kurven nach den Sauerstoff- und Heliummessungen (16), (34).

er nach den früheren Sauerstoff- und Heliummessungen abgeleitet wurde (16), (34), ein Ergebnis, das gut zu den oben erwähnten Messungen der Luftzusammensetzung bei Raketenanstiegen paßt. Ob bei den früheren Sauerstoff- und Heliummessungen entsprechende Fehler vorliegen oder aber temporär der vertikale Massenaustausch eine geringere Intensität aufweisen kann, müssen zukünftige Beobachtungen entscheiden.

5. Strahlungshaushalt

Neben der Zusammensetzung ist der Strahlungshaushalt in der Stratosphäre das beherrschende Element. Bekanntlich ergibt sich mit der Annahme eines Gleichgewichts zwischen absorbierter und emittierter Strahlung bei einer grauen Atmosphäre eine mit der Höhe immer abnehmende Temperatur. Positive Temperaturgradienten setzen spektral absorbierende Komponenten voraus. Unter 30 km ist der Wasserdampf, zwischen 70 und 30 km Höhe das Ozon und oberhalb von 70 km Höhe der Sauerstoff maßgeblich. Als Aufheiztendenz ergeben sich in 100, 80, 70, 50 und 30 km Höhe 15°, 3°, 4°, 16° bzw. 2° pro 12 Stunden für eine Sonnenhöhe von 45°. Die warme Schicht ist demnach auf die Ozonschicht zurückzuführen, in der die Sonnenenergie zwischen 3000 und 2000 Å praktisch vollkommen absorbiert wird; das sind rund 1,5% der Gesamtstrahlung der Sonne.

Wesentlich ist ferner, inwieweit das Strahlungsgleichgewicht in der Stratosphäre erfüllt sein wird. Voraussetzung ist einmal, daß die Moleküle der Atmosphäre eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung aufweisen, was für die Stratosphäre sicher gilt.

Zum anderen müssen die angeregten Moleküllzustände für Absorption und Emission im thermischen Gleichgewicht stehen. Dies ist der Fall, wenn die Desaktivierung durch spontane oder strahlungsinduzierte Ausstrahlung langsamer verläuft als durch Stöße 2. Art. Für die ultraroten Rotationsschwingungsbanden der atmosphärischen Gase liegt die Lebensdauer der angeregten Zustände bei 1.10^{-1} sec (35). Ferner wird nur ein geringer Bruchteil von rund 5.10^{-6} der Stöße desaktivierend wirken. Danach wird für Rotationsschwingungsbanden das Strahlungsgleichgewicht sicher bis 60 km Höhe erfüllt sein. Für Rotationsbanden liegen die Verhältnisse noch etwas günstiger. Oberhalb von 80 km ist die Annahme eines Strahlungsgleichgewichts jedoch in jedem Fall nicht mehr statthaft. Nach ihm würde z. B. 90 km Höhe eine Temperatur von 70° K folgen.

Eine weitere Schwierigkeit besteht darin, daß die ultraroten Absorptionsbanden aus einer Ansammlung vieler Linien bestehen, deren Flügel sich überlappen. Da die Linienbreite vom Druck (Stoßverbreiterung: Lorentzbreite) und von der Temperatur (Dopplerbreite) abhängt, ist die Absorption eine komplizierte Funktion von Druck und Temperatur, deren theoretische und numerische Erfassung auf große Schwierigkeiten stößt und trotz zahlreicher Bemühungen noch nicht befriedigend gelungen ist (36), (37). Ein Fortschritt scheint sich für die Gase CO_2 und O_3 in letzter Zeit ergeben zu haben, indem nach Theorie (38) und Beobachtung (39), (40) mit guter Näherung gesetzt werden kann:

$$\bar{p} = \frac{\int p(h) \cdot c(h) dh}{\int c(h) dh}$$

wobei $p(h)$ den Luftdruck, $c(h)$ die Volumkonzentration des absorbierten Gases und \bar{p} einen mittleren Druck bedeuten, unter dem das Gas einheitlich gedacht werden kann.

Unter diesen Umständen nimmt es nicht wunder, daß alle Versuche, den vertikalen Temperaturverlauf theoretisch zu erfassen, mit den Beobachtungen wohl eine qualitative, aber keine quantitative Übereinstimmung zeigen. So ergibt sich das Temperaturmaximum in 50 km Höhe, jedoch um ca. 100° zu hoch (41). Entscheidende Fortschritte sind erst zu erwarten, wenn die Bandenstrukturen besser bekannt sind und für die sehr umfangreichen numerischen Berechnungen entsprechend mächtige Hilfsmittel eingesetzt werden (Elektronenrechenanlagen).

6. Temperaturverteilung

a) Gemessener Verlauf

Bei den Bestimmungen der vertikalen Temperaturverteilung ist nun eine erfreuliche Übereinstimmung der verschiedenen indirekten und direkten Methoden festzustellen. Bei den Raketenmessungen sind die zuverlässigsten die, die durch Messung der Schallgeschwindigkeit (Abschuß von detonierenden Granaten in verschiedenen Höhen) erfolgten (Abb. 11), da die exakte Messung des Luftdruckes bei einem so schnell bewegten Körper etwas problematisch ist. Das Temperaturmaximum in 50 km Höhe liegt jetzt mit 270° K mit einiger Sicherheit fest, also 30—50° tiefer als früher nach der anomalen Schallausbreitung angenommen wurde. Letztere ergibt aber jetzt auch tiefere Temperaturen, nachdem der Einfluß des Windes durch Beobachtung mehrerer Meßstellen berücksichtigt werden konnte (42). Nur die Meteorbeobachtungen scheinen noch etwas höhere Temperaturen zu ergeben, doch ist hier wegen der Unsicherheit der theoretischen Grundlagen mehr Gewicht auf die Homogenität des Beobachtungsmaterials als auf die absoluten Werte zu legen.

Diese niedrigeren Stratosphärentemperaturen folgen auch aus der photochemischen Theorie der Ozonbildung.

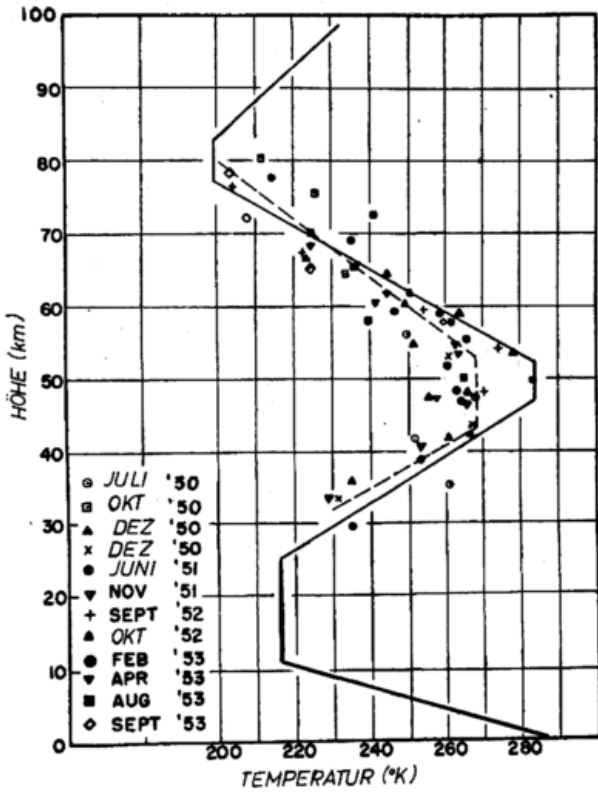


Abb. 11
Vertikale Temperaturverteilung über New Mexiko
(nach freundlicher Mitteilung von Dr. S t r o u d,
Fort Monmouth, USA).

Denn mit den früheren höheren Temperaturen würde sich photochemisch ein viel zu geringer Gleichgewichtswert der Ozonkonzentration einstellen, um die warme Schicht durch die vom Ozon absorbierte Strahlungsenergie deuten zu können (18).

Ungeklärt ist noch, ob die bei einigen Raketenanstiegen (43) zwischen 60 und 80 km Höhe gemessene überadiabatische Temperaturabnahme von 15°/km reell ist. Falls negative Temperaturgradienten von dieser Größe temporär auftreten können, würde daraus ein erheblicher konvektiver Wärmetransport nach oben resultieren, da der adiabatische Temperaturgradient ja nur -10°/km beträgt.

b) Variationen der Temperatur

Für eine Meteorologie der Stratosphäre sind die Schwankungen der Temperatur grundlegend. Allerdings ist hier das Material, abgesehen von dem unteren Bereich der Stratosphäre, noch recht dürftig. Dies gilt vor allem für die

a) unregelmäßigen Schwankungen

Aus den Berliner Sondenaufstiegen (44) folgen etwa die folgenden Werte:

Höhe	Unperiodische Jahresschwankungen	Interdiurne Schwankungen
0 km	35°	2,5°
16	25°	1,5°
30	40°	3,0°

Das Minimum bei 16 km Höhe scheint typisch zu sein. Diese unregelmäßigen Schwankungen scheinen in der oberen Stratosphäre recht schnell erfolgen zu können. Bei 2 Raketenanstiegen wurde in 5 Stunden eine Temperaturerniedrigung um 25° gemessen, wobei der Wind von West auf Süd drehte.

β) Periodische Schwankungen

Die tägliche Variation der Sonneneinstrahlung muß eine entsprechende Temperaturvariation in der warmen Schicht zur Folge haben. Sie ergibt sich theoretisch für 60, 50, 40 und 30 km Höhe zu 2, 6, 2 bzw. 1° (45). Dies bedeutet einen Druckunterschied zwischen der Tag- und Nachtseite der Erde in 50 und 60 km Höhe von 3 resp. 6‰. Die maximale tägliche Abkühlungsrate liegt dabei in derselben Höhe wie das Temperaturmaximum. Da das Verhältnis O₃/Luft zwischen 30 und 40 km Höhe seinen maximalen Wert aufweist, reicht das O₃ für die Emission allein nicht aus, sondern es müssen noch andere Komponenten (H₂O) daran beteiligt sein.

γ) Die jährlichen Temperaturschwankungen

Hier liegt schon ein etwas reicheres Beobachtungsmaterial, vor allem durch Ballonaufstiege in Amerika (Belmar, New Jersey, 40° N) (46), (47), England (52° N) (48) und Deutschland (Berlin, 51° N) (44), vor. Danach ergibt sich eine mit der Höhe ansteigende jährliche Amplitude der Temperatur. So wurden über England in 18, 25 und 30 km Höhe Temperaturunterschiede von 10, 15 bzw. 25° gemessen. Nach den Berliner Aufstiegen

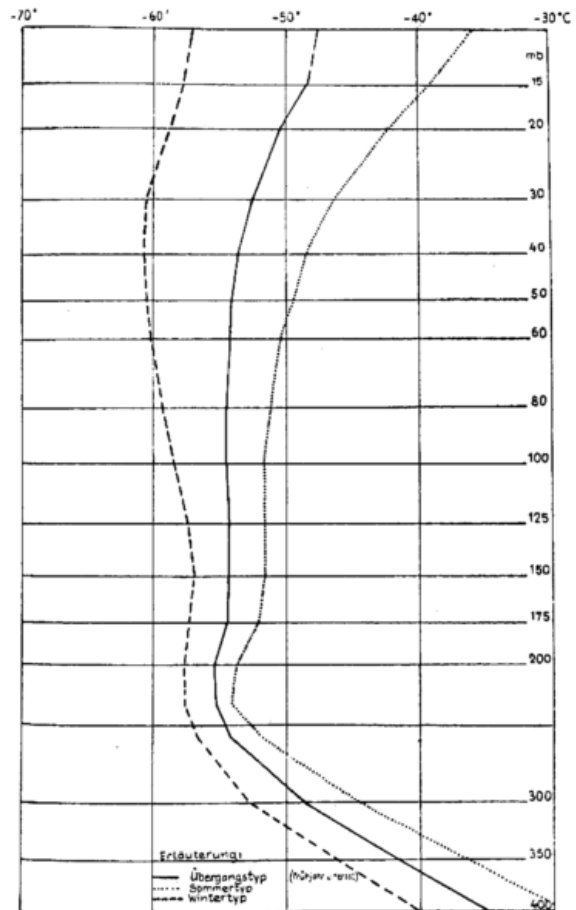


Abb. 12
Vertikale Temperaturverteilung über Berlin (44).
Die Kurven geben Mittel für die verschiedenen Jahreszeiten.

(Abb. 12) liegt der Einsatz der warmen Schicht im Sommer wesentlich tiefer als im Winter, eine Folge der wegen des höheren Sonnenstandes in geringe Höhen herabreichenden UV-Strahlung. Ein ähnliches Verhalten zeigen die Ballonmessungen über New Jersey, die bis 40 km Höhe hinaufreichen, wie Abb. 13 demonstriert, in der auch die jahreszeitlich unterschiedliche Struktur der Tropopause zu erkennen ist.

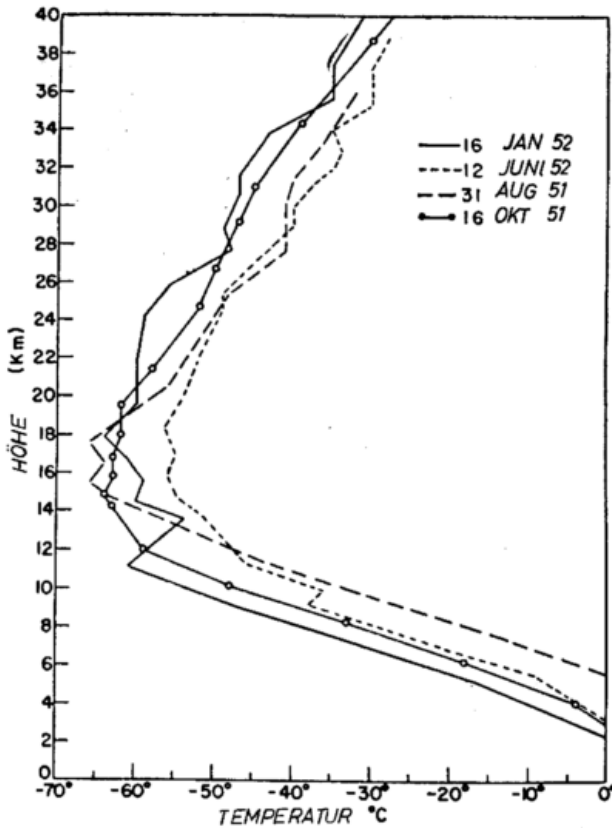


Abb. 13
Vertikale Temperaturverteilungen über Belmar
(New Jersey) (47).

Für Höhen über 40 km zeigen die Raketenmessungen wegen des geringen Beobachtungsmaterials und wegen der verhältnismäßig geringen geographischen Breite des bisherigen Startplatzes (35° N) noch keine ausgesprochene jährliche Variation. Dagegen ergeben

sowohl die Schallmessungen (42) als auch die Meteorbeobachtungen (49) einen ausgesprochenen jährlichen Temperaturgang. Z. B. besteht nach den ersteren über Alaska (64° N) eine Amplitude von 40° C in 50 km Höhe. Nach den Meteorbeobachtungen ist über Massachusetts (43° N) die Dichte in 78 km Höhe im Sommer zweimal so hoch wie im Winter (vgl. Abb. 1), wobei dieser Gang eine enge Korrelation (Korrelationsfaktor 0,9) mit dem jährlichen Temperaturgang in den unteren Luftschichten aufweist. Aus den Meteorbeobachtungen folgt eine im Mittel um 20–25° höhere Sommertemperatur zwischen 30 und 70 km Höhe.

Wegen der fehlenden Einstrahlung in der Polarnacht ist jenseits des Polarkreises eine besonders große Jahresamplitude in der Stratosphäre zu erwarten. Dem entsprechen Messungen der mittleren Temperatur der Ozonschicht mit Hilfe des Temperatureffektes der Huggins-bande des Ozons. In Abisko wurden so im Sommer Temperaturen um 270°, im Winter um 200° gemessen (30). Diese gemessene mittlere Ozontemperatur entspricht der Lufttemperatur in ca. 30–35 km Höhe. Insgesamt ergibt sich nach Tab. 4 eine polwärts ansteigende Jahresamplitude der Temperatur.

Tab. 4

Jahresamplitude der Temperatur in 30 km Höhe.

Belmar 40° N	Berlin, England 52° N	Abisko 70° N
10°	20–25°	70°

Als Hauptursache für diesen stratosphärischen Jahrgang der Temperatur sind wieder die wechselnden Einstrahlungsbedingungen in der Ozonschicht anzunehmen. Nach neueren Berechnungen (51) der am Tag von der Ozonschicht absorbierten Sonnenstrahlung ist diese primär von der mittleren meridionalen Ozonverteilung und dem jahreszeitlichen Sonnengang und nur sekundär von den Ozonschwankungen abhängig. Mit den absorbierten Strahlungsenergien und mit dem verfügbaren Beobachtungsmaterial der Temperaturen wurden die sommerlichen und winterlichen Temperaturverteilungen für verschiedene Breiten von uns überschlagen

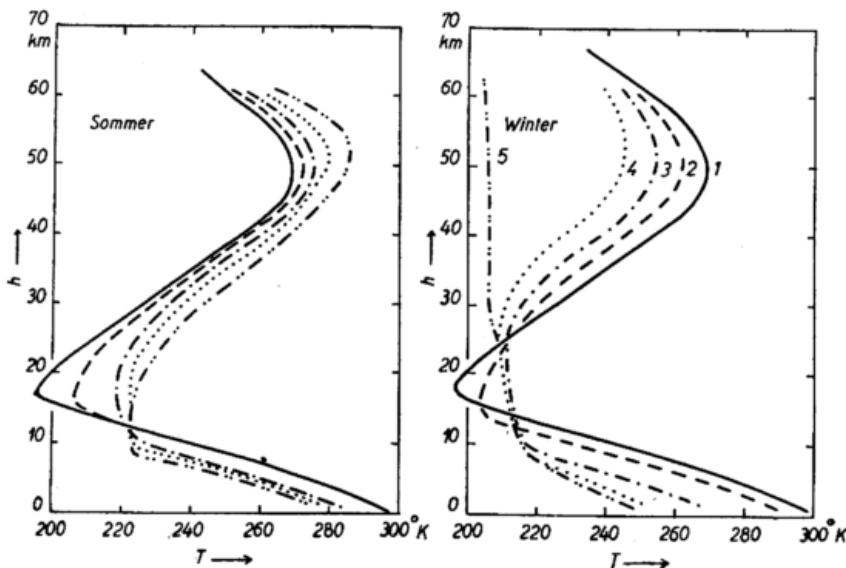


Abb. 14
Meridionaler Gang der vertikalen Temperaturverteilung
in der Stratosphäre.
1: 0°; 2: 30°; 3: 45°; 4: 60°; 5: 75° geogr. Breite.

(Abb. 14). Selbstverständlich kann diese Darstellung nur sehr roh und halb schematisch sein, doch werden die wesentlich typischen Züge vermutlich erfaßt sein. Mög-

licherweise ist der meridionale Gang der Temperatur nicht so regelmäßig wie in Abb. 14. So besteht vielleicht in 30 km Höhe in mittleren Breiten ein Temperatur-

maximum gegenüber den Temperaturen in mittleren und höheren Breiten (48) doch fehlt für solche Einzelheiten ein ausreichendes homogenes Beobachtungsmaterial.

Mit diesen Temperaturen ergibt sich ein Druckfeld wie in Abb. 15. Für dieses ist oberhalb von 20 km Höhe das Druckgefälle von der Sommer- zur Winterhalbkugel

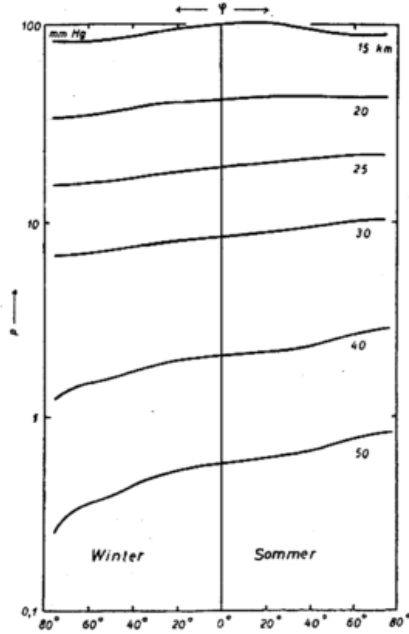


Abb. 15

Meridionales Druckgefälle von der Sommerhalbkugel nach der Winterhalbkugel. Die Kurven wurden nach den Temperaturen in Abb. 14 berechnet.

gel der Erde das entscheidende Charakteristikum. Im Sommer baut sich über dem Pol ein stratosphärisches Hoch auf, das von einem winterlichen Tief abgelöst wird. Diese Druckverteilung leitet über zu den

7. Winden in der Stratosphäre

Hier liegt bislang ein ausreichendes Beobachtungsmaterial nur für die mittleren Windverhältnisse vor. Kennzeichnend ist das Vorherrschen der zonalen Komponente; die meridionale beträgt im Durchschnitt oberhalb von 20 km nur 20%. Die mit den verschiedenen Methoden (Raketen, Ballonen und Schallmessungen) gewonnenen Ergebnisse stimmen nach Abb. 16 und 17 recht gut überein. Danach steigt die Windgeschwindigkeit bis auf 80 m/sec im Sommer und 100 m/sec im Winter in 50–60 km Höhe. In 20 km Höhe zeigt sich im Winter das schon bekannte Windminimum. Vor allem fällt das Kentern des Windes im Sommer von West- zu Ostwind in 20 km Höhe auf, das im Winter nicht beobachtet wird. Nach Beobachtungen über New Jersey (46) werden die sommerlichen Ostwinde 3 Wochen nach den Frühlingsäquinoktien bis 3 Wochen vor den Herbstäquinoktien beobachtet. Dieser Wechsel oberhalb von 20 km Höhe zwischen sommerlichen Ost- und winterlichen Westwinden war schon früher aus Beobachtungen der anomalen Schallfortpflanzung vermutet worden, nach denen im Sommer an Orten, die westlich der Schallquelle lagen, eine bessere Hörbarkeit auftrat als an östlich gelegenen, mit einer entsprechenden Umkehrung im Winter.

Nach dem Verlauf der Kurven in Abb. 16 und 17 ist in etwa 80 km Höhe ein erneutes Kentern des Windes zu vermuten. In der Tat scheinen oberhalb von 80–90 km Höhe Beobachtungen von Meteorschweifeln (52), (53),

leuchtenden Nachtwolken (54) und ionosphärischen Störungen sommerliche West- und winterliche Ostwinde zu ergeben. Doch ist im Gegensatz zu dem Bereich unterhalb von 80 km Höhe diese zonale Komponente nicht die vorherrschende, sondern sie wird von einer starken meridionalen und von einem ausgeprägten täglichen Gang der Windrichtung, der 40% ausmacht, überlagert (53).

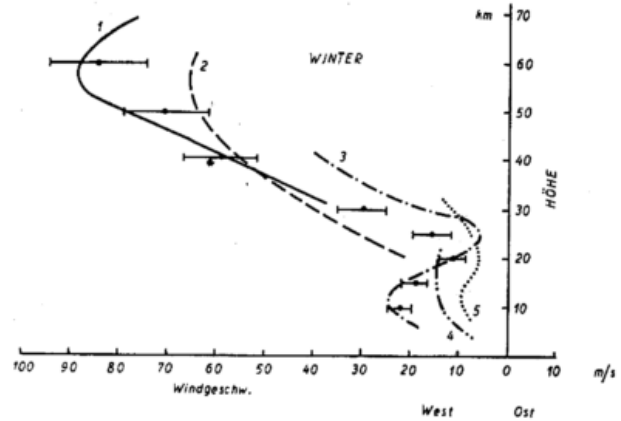


Abb. 16

Vertikale Windverteilung im Winter.
1: Raketenanstiege, New Mexiko (nach freundlicher Mitteilung von Herrn Stroud, Fort Monmouth).
2: Schallmessungen, Alaska (42)
3: Ballonaufstiege, New Jersey (47).
4: Ballonaufstiege, England (62).
5: Ballonaufstiege, Weißenau.

Es ist die zonale Komponente dargestellt. Die Punkte geben den geostrophischen Wind nach dem Druckfeld in Abb. 15. Die horizontalen Striche geben die Fehlergrenze dieser Ableitung.

Dieses typische zonale Windsystem in der Stratosphäre muß aus dem jahreszeitlichen Druckfeld in Abb. 15 resultieren. In Abb. 16 und 17 sind die daraus berechneten geostrophischen Windstärken durch die Punkte wiedergegeben. Sie stimmen befriedigend mit den Beobachtungen überein, so daß in großen Zügen die verschiedenen Größen: vom Ozon absorbierte Strahlung, Temperatur und Wind befriedigend sich ineinanderfügen.

Das Spurengas O_3 , das im Mittel in der Atmosphäre nur einen Bruchteil von $3 \cdot 10^{-7}$ ausmacht, bewirkt damit den Aufbau einer stratosphärischen winterlichen Zyklone und sommerlichen Antizyklone über den Polen mit einem ausgeprägten, mächtigen zonalen Windsystem.

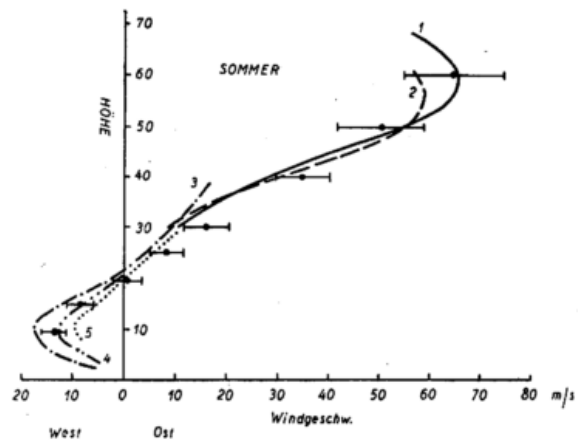


Abb. 17

Vertikale Windverteilung im Sommer. Bezeichnungen wie in Abb. 16

Für den unteren Bereich der Stratosphäre war auf einen solchen Wechsel schon früher geschlossen worden (55). In einer sauerstofffreien Atmosphäre (Mars), in der auch kein Ozon vorhanden wäre, müssen sich ganz andere Verhältnisse einstellen.

Die Rolle des Ozons entspricht damit für die Dynamik der Stratosphäre der Rolle, die der Wasserdampf für die Dynamik der Troposphäre spielt. Doch besteht ein wichtiger Unterschied: der Wasserdampf ist nicht nur vermöge seiner spektralen Eigenschaften wirksam, sondern vor allem auch wegen der bei seinen Phasenumwandlungen umgesetzten Energiebeträge.

8. Zum solaren Einfluß auf das Wetter

Die unregelmäßigen Schwankungen der stratosphärischen Temperaturen legen die Frage nahe, ob sie etwa durch eine variable Sonnenstrahlung über die Ozonabsorption verursacht werden, womit der Fragenkomplex eines etwaigen solaren Einflusses auf das Wetter angeschnitten wird. In der Tat reichen die stark variablen solaren Strahlungsanteile (Korpuskularstrahlung, kurzwellige UV- und Röntgenstrahlung) nur bis etwa 70 km Höhe hinab. Ihr Einfluß beschränkt sich also auf Höhen, in denen die Luftdichte so gering ist, daß ein direkter dynamischer Einfluß von Schwankungen derselben nur schwer vorstellbar ist. Andererseits scheint aber zwischen der Sonnenaktivität und dem terrestrischen Wettergeschehen ein gewisser statistischer Zusammenhang zu bestehen (56), (57), (58). Der Sitz eines solchen Einflusses ist am ehesten noch in der Stratosphäre zu vermuten, da einerseits hier die Luftdichte schon größer ist als in der Ionosphäre, andererseits aber die bis in die Stratosphäre herabreichende Sonnenstrahlung zwischen 2000 und 3000 Å noch einen gewissen Gang mit der Sonnentätigkeit aufweisen könnte. Solche Vermutungen schienen durch die erstmals über Berlin im Winter 1952 beobachtete plötzliche stratosphärische Erwärmung, der eine Sonneneruption (magnetischer Sturm) vorausging, gestützt zu werden (59). Bei ihr wurde in 30 km Höhe eine Temperaturerhöhung um 35° beobachtet, die abklingend in 6 Tagen bis nach 20 km Höhe hinabdrang. Doch müßte nach einer Abschätzung die Sonnenstrahlung bei einem Strahlungsausbruch von 1^h um 0,5 cal/min/cm², d. h. um 25% ihres Normalwertes erhöht gewesen sein, um diesen Effekt zu bewirken. Eine solche UV-Invasion im Wellenlängengebiet von 2000 bis 3000 Å, dem Gebiet der starken Ozonabsorption, wo ungestört nur 1,5 % der solaren Gesamtstrahlung ausgesendet werden, ist jedoch vom astrophysikalischen Standpunkt kaum zu verstehen. Für den obigen Temperaturanstieg in 30 km Höhe müßte daher eine zusätzliche hypothetische temporäre Sonnenstrahlung mit einem dekadischen Absorptionskoeffizienten von 10⁻⁴cm⁻¹ (in Luft unter Normalbedingungen) angenommen werden, was ebenfalls sehr unbefriedigend erscheint. Unter diesen Umständen scheint die andere Annahme wesentlich plausibler, daß die beobachteten plötzlichen Erwärmungen durch Zufuhr von Luft aus der warmen Schicht bewirkt wurden (60). Dafür spricht auch die Tatsache, daß der obige Effekt nicht gleichmäßig auf der ganzen Tagseite der Erde, sondern maximal über Berlin auftrat. Allerdings bleibt die Ursache für eine solche Zufuhr von Warmluft noch offen; doch ist eine Zuordnung zwischen Effekt und Eruption in dem obigen Fall nicht mehr möglich.

Abgesehen von diesen speziellen Fällen ist noch der Einfluß der in einem Sonnenfleckennmaximum erhöhten UV-Strahlung zu diskutieren (33). Dieses Problem ist sehr komplex, da bei einer Erhöhung der UV-Strahlung das Verhältnis von ozonisierender und desozonisierender Sonnenstrahlung nicht konstant bleibt, son-

dern die Intensität der kurzwelligeren UV-Strahlung stärker ansteigen wird als die der langwelligeren, wodurch eine Verstärkung der O₃-Schicht eintreten muß. Leider liegen noch keine Beobachtungen der UV-Intensität im Gebiet der Ozon-UV-Absorption in Abhängigkeit von der Sonnentätigkeit vor. Doch ist nach den langjährigen Meßreihen bislang noch keine merkliche Erhöhung des totalen Ozonbetrages während eines Sonnenfleckennmaximums gefunden worden. Die Rechnung (33) ergibt nun, daß bei einer schwarz strahlenden gestörten Stelle von 1/1000 der Gesamtoberfläche der Sonne mit einer Strahlungstemperatur von 10 000° K in 100 Stunden eine Erhöhung des Ozonbetrages von rund 0,01 cm, das sind 4%, eintreten müßte, wobei die Temperatur (abgesehen von der erhöhten Ultrarotemission) in 30, 50 und 60 km Höhe um 1°, 65° und 50° K sich erhöhen müßte. Für eine Strahlungstemperatur von 40 000° K und 1 Stunde ergibt sich eine Ozonvermehrung um 0,03 cm O₃ (12%) und eine Temperaturerhöhung von 0,3, 25 und 40° K in 30, 50 und 60 km Höhe. Nach diesen Werten und den Beobachtungen ist auch die an sich am plausibelsten erscheinende Wirkungskette (61): erhöhte solare UV-Strahlung — vermehrte Ozonkonzentration — erhöhte Temperatur und Veränderung des stratosphärischen Strahlungshaushaltes nicht sehr wahrscheinlich.

Nach allem ist anzunehmen, daß ein Zusammenhang zwischen solarer Tätigkeit und Wetter sehr komplex und nicht allzu eng sein wird und hinter den Wetterfaktoren in der Troposphäre weit zurücktreten wird. Die Aufdeckung der vermuteten Zusammenhänge erfordert direkte Messungen in der Stratosphäre während einer erhöhten Sonnenaktivität (Eruption, Flecke und magnetische Stürme). Hier ist der Einsatz von den jetzt zur Verfügung stehenden kleineren Raketen besonders erfolgversprechend.

9. Schluß

Überblickt man das bisher Erreichte, so sind die wesentlichen Fortschritte in der Erfassung der Stratosphäre in dem letzten Dezennium erreicht worden durch den Einsatz der direkten Methoden, wie er durch die Entwicklung der Aufstiegstechnik mit Ballonen und Raketen möglich war. Das allgemeine Bild der Stratosphäre kann in seinen prinzipiellen Zügen als gesichert gelten. Hingegen steht die Erfassung der zeitlichen und räumlichen Schwankungen der einzelnen Faktoren, besonders im Hinblick auf den mittleren und oberen Bereich der Stratosphäre, erst in den Anfängen. Hier sind in Zukunft häufigere Messungen der Zusammensetzung (Wasserdampf, Ozon), der Temperatur, des Druckes und des Windes erforderlich. Ferner sind im Hinblick auf den Strahlungshaushalt direkte Beobachtungen der ultraroten Strahlungsbilanz in verschiedenen Höhen angezeigt. Schließlich ist besonderer Wert auf die Erfassung einer etwaigen Verknüpfung von Vorgängen in der Stratosphäre mit der solaren Aktivität zu legen.

Die Durchführung dieses Programmes würde die Ausgestaltung einer Meteorologie der Stratosphäre ermöglichen, die sich heute aus Mangel an Beobachtungsmaterial nur in den allerersten Umrissen abzeichnet. Wenn auch Beobachtungen in der Stratosphäre naturgemäß einen viel größeren Aufwand erfordern, so kann andererseits das Beobachtungsnetz um Größenordnungen weitmaschiger sein als für die Überwachung der Troposphäre. Es ist zu hoffen, daß das vor uns liegende Internationale Geophysikalische Jahr in der Lösung der hier angeschnittenen Fragen einen wesentlichen Fortschritt bringt.

Literatur

(Es sind nur neuere Arbeiten berücksichtigt worden)

- (1) Flohn, H. u. Penndorf R.: The Stratification of the Atmosphere. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **31**, 71—78 (1950)
- (2) Chapman, S.: Upper Atmospheric Nomenclature, *J. Geophys. Res.* **55**, 395—396 (1950)
- (3) The Rocket Panel: Pressures, Densities and Temperature in the Upper Atmosphere. *Phys. Rev.* **88**, 1027—1032 (1952)
- (4) Gutenberg, B.: Sound Propagation in the Atmosphere. *Compendium of Meteorology*. Boston 1950, 366—375.
- (5) Whipple, F. L.: Meteors as Probes of the Upper Atmosphere. *Compendium of Meteorology*. Boston 1950, 356—365.
- (6) Eltermann, L.: Seasonal Trends of Temperature, Density and Pressure to 67,0 km Obtained with the Searchlight Probing Technique. *J. Geophys. Res.* **59**, 351—358 (1954)
- (7) Paneth, F. A. and Glückauf, E.: Helium content of the stratosphere. *Nature* **136**, 717—718 (1955)
- (8) Regener, E.: Oxygene Content of the Stratosphere. *Nature* **138**, 544—545 (1936)
- (9) Chacket, K. F. and Paneth, F. A. and Wilson, E. J.: Chemical Analysis of Stratosphere Samples from 50 and 70 km Height. *J. atm. terr. Phys.* **1**, 49—55 (1950)
- (10) Jones, L. M.: The Measurement of Diffusive Separation in the Upper Atmosphere. In: Boyd, R. L. and Seaton, M. J., *Rocket Exploration of the Upper Atmosphere*. London 1954.
- (11) Reasbeck, P. and Wiborg, B. S.: Chemical Analysis of Upper Atmosphere Air Samples from 50 km to 93 km Height. In: Boyd, R. L. and Seaton, M. J. *Rocket Exploration of the Upper Atmosphere*. London 1954.
- (12) Martin, G. R.: The Composition of the Atmosphere Above 60 km. In: Boyd, R. L. and Seaton M. J. *Rocket Exploration of the Upper Atmosphere*. London 1954.
- (13) Townsend, J. W. and Meadows, E. B. and Pressly, E. C.: Mass Spectrometric Study of the Upper Atmosphere. In: Boyd, R. L. and Seaton, M. J.: *Rocket Exploration of the Upper Atmosphere*. London 1954.
- (14) Paetzold, H. K.: Ozonschicht und Luftbewegung in der Stratosphäre. *Naturwiss.* **41**, 318—322 (1954)
Die vertikale Verteilung des atmosphärischen Ozons nach Ballonaufstiegen. *Z. Naturforsch.* **10a**, 33—41 (1955)
- (15) Regener, V. H.: Vertical Distribution of Atmospheric Ozone. *Nature* **167**, 276 (1951)
- (16) Dütsch, H. V.: Photochemische Theorie des atmosphärischen Ozons. *Diss. Zürich* 1946.
- (17) Craig, R. A.: The Observations and Photochemistry of Atmospheric Ozone and their Meteorological Significance. *Meteor. Monogr.* **1**, No. 2 (1950)
- (18) Paetzold, H. K.: Die vertikale Verteilung des atmosphärischen Ozons nach dem photochemischen Gleichgewicht. *Geofis. pura e appl.* **24**, 71—82 (1953)
- (19) Bates, D. R. and Nicolet, M.: The Photochemistry of Atmospheric Water Vapour. *J. Geophys. Res.* **55**, 301—327 (1950)
- (20) Johnson, F. S. and Purcell, J. D. and Tousey, R. and Watanabe, K.: Direct Measurements of the Vertical Distribution of Atmospheric Ozone Up to 70 km Altitude. *J. Geophys. Res.* **57**, 157—176 (1952)
- (21) Dobson, G. M. B. and Brewer, A. S. and Cwilong, B. M.: *Meteorology of the Lower Stratosphere*. *Proc. Roy. Soc. A* **185**, 144—175 (1946)
- (22) Shellard, H. C.: *Humidity of the Lower Stratosphere*. *Meteor. Res. Comp. Pap. No. 486*, Air Ministry, London 1949.
- (23) Barret, E. W. and Herndorn, L. R. and Howard, J. C.: Some Measurements of the Distribution of Water Vapour in the Stratosphere. *Tellus* **2**, 302—311 (1950)
- (24) Ehmert, A.: Über den Ozongehalt der unteren Atmosphäre bei winterlichem Hochdruckwetter nach Messungen. *Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 11*, 63—66 (1949)
- (25) Paetzold, H. K.: New Experimental and Theoretical Investigations of the Atmospheric Ozone Layer. *J. atm. terr. Phys.* **7**, 128—140 (1955)
- (26) Moser, H.: Ozon und Wetterlage. *Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 11*, 28—36 (1949)
- (27) Penndorf. R.: Ozon und Wetter II. *Meteor. Rdsch.* **3**, 49—54 (1950)
- (28) Paetzold, H. K.: Über die Erfassung der atmosphärischen Ozonverteilung durch die Benutzung von Mondfinsternissen. *Z. Naturforsch.* **6a**, 639—648 (1951)
Weitere Bestimmungen der vertikalen Ozonverteilung durch Mondfinsternisse. *Z. Naturforsch.* **7a**, 325—328 (1952)
- (29) Paetzold, H. K.: Zum Jahresgang des Ozons. *Meteor. Abh. Fr. Univ. Berlin* **2**, 92—98 (1955)
- (30) Brewer, A. W.: Evidence for a World Circulation Provided by the Measurements of Helium and Water Vapour Distribution in the Stratosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **75**, 351—363 (1949)
- (31) Regener, E.: Ozonschicht und atmosphärische Turbulenz., *Meteor. Z.* **60**, 253—269 (1943)
- (32) Paetzold, H. K.: Versuch einer Analyse der gemittelten Ozonverteilung in verschiedenen geographischen Breiten. *Geofis. pura e appl.* **24**, 83—94 (1953)
- (33) Paetzold, H. K.: Über die Photochemie der Erdatmosphäre. *Habil.-Schr. T. H. München* 1954.
- (34) Lettau, E.: Zur Theorie der partiellen Gasentmischung in der Atmosphäre. *Meteor. Rdsch.* **1**, 5—10, 65—74 (1947)
- (35) Goody, R. M.: *The Physics of the Stratosphere*. Cambridge 1954.
- (36) Elsasser, W. M.: Heat Transfer by Infrared Radiation in the Atmosphere. *Harvard Meteor. Studies* No. 6 (1942)
- (37) Goody, R. M. and Robinson, G. D.: Radiation in the Troposphere and Lower Stratosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **77**, 151—187 (1951)
- (38) Goody, R. M.: A statistical model for water-vapour absorption. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **78**, 638—640 (1952)
- (39) Goody, R. M. and Walshaw, C. D.: An Investigation of the 9,6 μ -Band of Ozone in the Telluric Spectrum. *Proc. Toronto Meteor. Conf.* 1953, 27—30.
- (40) Paetzold, H. K.: Zur Ultrarotabsorption des Ozons. *Z. Naturforsch.* (im Druck)
- (41) Gowan, E. H.: Ozonsphere Temperatures under Radiation. *Prvc. Roy. Soc. A* **190**, 219—226 (1947)

- (42) Crary, A. P.: Stratosphere winds and temperatures from acoustical propagation studies. *J. Meteor.* **7**, 233—242 (1950)
- (43) Newell, H. E.: Exploration of the Upper Atmosphere by Means of Rockets. *Sci. Monogr.* **64**, 453 (1947)
- (44) Wiehler, J.: Die Ergebnisse der Berliner Radiosonden-Hochaufstiege der Jahre 1951—1953. *Meteor. Abh. Fr. Univ. Berlin* **3**, H. 1 (1955)
- (45) Johnson, F. S.: High-altitude diurnal temperature changes due to ozone absorption. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **34**, 106—110 (1953)
- (46) Brasefield, C. J.: Winds and Temperatures in the Lower Stratosphere, *J. Meteor.* **7**, 66—69 (1950)
- (47) Connover, W. C. and Wentzin, C. J.: Winds and Temperatures to Forty Kilometres. *J. Meteor.* **12**, 160—164 (1955)
- (48) Scrase, F. J.: Radiosonde and Radar Wind Measurements in the Stratosphere Over the British Islands Quart. *J. Roy. Meteor. Soc.* **77**, 483—488 (1951)
- (49) Whipple, F. L. and Jacchia, L. and Kopal, Z.: Seasonal Variations in the Density of the Upper Atmosphere. In: Kuiper, G.: *The Atmospheres of the Earth and Planet*. Chicago 1952.
- (50) Vassy, A. and E.: Recherches sur l'Ozone Atmosphérique et la Température de la stratosphère en Laponie Suédoise. *Tellus* **2**, 69—73 (1950)
- (51) Pressman, J.: The Latitudinal and Seasonal Variations of the Absorption of Solar Radiation by Ozone. *J. Geophys. Res.* **59**, 485—498 (1954)
- (52) Liller, W. and Whipple, F. L.: High Altitude Winds by Meteor Photography. In: Boyd, R. L. F. and Seaton, M. J.: *Rocket Exploration of the Upper Atmosphere*. London 1954.
- (53) Manning, L. A. and Villard, O. G. and Peterson, A. M.: *Techn. Rep. No. 22*, Stanford Univ. California (1950)
- (54) Vestine, E. H.: Noctilucent clouds. *J. Roy. Astron. Soc. Canada* **28**, 249—272, 303—317 (1934)
- (55) Scherhag, R.: *Wetteranalyse und Wetterprognose*. Berlin, Göttingen u. Heidelberg 1948.
- (56) Bauer, F.: Die Abhängigkeit des Großwettters von solaren Erscheinungen. *Arch. Meteor. Geophys. Biokl.* **6**, 129—152 (1953)
- (57) Flohn, H.: Solare Vorgänge im Wettergeschehen. *Arch. Meteor. Geophys. Biokl.* **3**, 303—329 (1951)
- (58) Düll, B. and G.: The Behaviour of Barometric Pressure During and after Solar Particle Invasions and Solar Ultraviolet Invasions. *Smithsonian Misc. Coll.* **110**, 1—34 (1948)
- (59) Scherhag, R.: Die explosionsartigen Stratosphärenenerwärmungen des Spätwinters 1951/52. *Ber. Dt. Wetterd.* Nr. 38, 51—63 (1952)
- (60) Regener, E.: Zur Erklärung der Warmlufteinbrüche in die untere Stratosphäre. *Ber. Dt. Wetterd.* Nr. 38, 289—291 (1952)
- (61) Möller, F.: Zur Erklärung der Stratosphärentemperatur. *Naturwiss.* **31**, 148 (1943)

Die Struktur der tiefen Ionosphäre und ihre Variationen

von Ernst August Lauter

(mit 15 Abbildungen im Text)

A. Einführung

Unter dem Begriff „tiefe Ionosphäre“ soll im folgenden die Ionisation unterhalb des Maximums der E-Schicht, also unter 100 km Höhe verstanden werden. Auch für diese Region gelten die in den letzten Jahren gewonnenen grundsätzlichen Erkenntnisse der Ionosphärenforschung:

1. Die Ionisationsstruktur aller Regionen der Hochatmosphäre ist mehr oder minder kompliziert. Die einzelnen Ionosphärenschichten ragen nur mit kleinen Maxima aus der Gesamtionisation heraus (1). (Abb. 1).

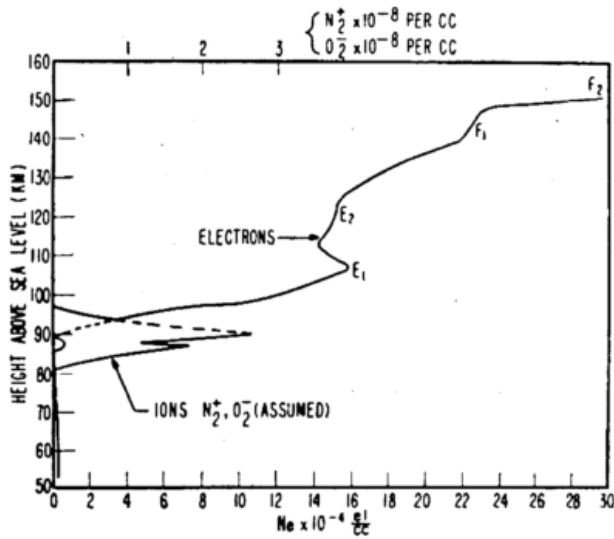


Abb. 1
Verteilung der Ionisation in der Hochatmosphäre
(J. C. Seddon, Raketenmessungen)

2. Der Aufbau der Ionosphärenschichten und dessen Variation kann nicht aus statischen Betrachtungen allein gedeutet werden. Horizontale und vertikale Bewegungsvorgänge sind in Rechnung zu setzen.
3. In allen Regionen existieren auch in horizontaler Richtung Inhomogenitäten, deren Größe von einigen Dekametern bis zu vielen Kilometern zu gehen scheint.
4. Der größte Teil der ionosphärischen Probleme ist nur aus weltweiten Beobachtungen zu lösen.

Arbeiten zu diesen Punkten liegen für die hohe Ionosphäre in weitaus größerem Maße vor, als für die tieferen Ionosphärenregionen. Die nachfolgend versuchte Zusammenstellung der Erkenntnisse und der offenen Probleme der tiefen Ionosphäre ist unter dem Gesichtspunkt eines Anschlusses unserer Kenntnisse an diejenigen der Stratosphäre angelegt. Noch weit davon entfernt, den Begriff einer Meteorologie der Hochatmosphäre prägen zu können, lassen sich aus den Beobachtungen der Funkwellenausbreitung nur eine Reihe von Erscheinungen nachweisen, die nicht aus einer einfachen

solaren Kontrolle gedeutet werden können, die vielmehr für grundsätzliche Änderungen im Aufbau der Ionosphäre sprechen. Gerade vom Standpunkt der Meteorologen her wird immer nach einem „missing link“, nämlich dem Verbindungsglied zwischen den Erscheinungen der Hochatmosphäre und der Stratosphäre gesucht, um ein möglichst vollständiges Bild über die Gesamtzirkulation der Atmosphäre zu erhalten. In dem hier behandelten Höhenintervall von 60—120 km dürfte die Entscheidung darüber liegen, ob es eindeutige Zusammenhänge zwischen unterer und oberer Atmosphäre, Steuerungsvorgänge zwischen beiden und ob es schließlich extraterrestrische Wetterbeeinflussung überhaupt gibt. Von der Ionosphärenforschung her ist zunächst die Interpretation der regelmäßigen Variationen und ihrer Anomalien sowie die der anscheinend irregulären Schwankungen wichtig. Für die angeführten meteorologischen Fragen sollte die Kenntnis des Höhenintervalls interessieren, in dem die interdiurnen Änderungen der hochatmosphärischen Zustandsgrößen in die Größenordnung der eindeutig von der Sonne direkt kontrollierten Variationen kommen. Bei den zu besprechenden ionosphärischen Ergebnissen mag man sich aber eindeutig klar machen, daß wir mit den Ausbreitungsergebnissen der Funkwellen nur den ionisierten Anteil des hochatmosphärischen Gases kontrollieren. Wegen der komplizierten Prozesse im ionosphärischen Plasma (Ionisation, Rekombination, Anlagerung, Verhältnis von Ionen zu Elektronen), von denen wir kaum einen erschöpfend beherrschen, ist es nicht möglich, die Beobachtungen unmittelbar für das Verhalten der meteorologischen Zustandsgrößen heranzuziehen. Eben weil wir dies noch nicht können, müssen selbst ionosphärische Erscheinungen, die wir ziemlich eindeutig auf Änderungen der Struktur oder der Dynamik der Hochatmosphäre zurückführen, in ihrem Ursprung noch hypothetisch bleiben.

Die Notwendigkeit der laufenden Überwachung für den Funkverkehr hat ein weltweites Beobachtungsnetz von Ionosonden (ca. 150 Stationen) entstehen lassen, das im selben Maße zur geophysikalischen Erforschung der Hochatmosphäre beigetragen hat wie das Netz der erdmagnetischen Observatorien. Für die laufende Überwachung der tiefen Ionosphäre existiert weder ein Netz noch ein völlig befriedigendes Beobachtungs- und Auswertverfahren, es lassen sich noch nicht einmal alle Beobachtungen der verschiedenen Wellenbereiche (Längstwellen, Lang- und Mittelwellen, Kurzwellen) zu einem völlig eindeutigen Vergleich zusammenfassen. Bei Kenntnis dieser Lage mag es verständlich erscheinen, wenn die folgenden Ausführungen über die Vorgänge in der tiefen Ionosphäre meist über eine Beschreibung und Deutung vom Standpunkt der Wellenausbreitung nicht hinauskommen.

B. Aufbau der unteren Ionosphäre

Während sich die Zusammensetzung der Atmosphäre offenbar bis zur sogenannten Mesopause, dem Temperaturminimum in 80 km, kaum ändert, haben wir dar-

über in zunehmendem Maße mit der O_2 -Dissoziation zu rechnen (2), so daß über 120 km Höhe fast nur noch atomarer Sauerstoff vorhanden ist. (Dieser Vorgang ist für die Ionisation der E-Schicht von Bedeutung.) Eine weitere wesentliche Rolle für die Existenz der D-Schicht scheint nach Nicolet und Mitra (3) die Anwesenheit von NO in 70—80 km Höhe zu spielen. Das Vorkommen von Na unterhalb 100 km scheint nicht so wesentlich zu sein, als daß es für die Ionisation der D-Schicht von Bedeutung wäre. Während diese Dissoziationsprozesse noch gut interpretierbar sind, fehlen uns für die Ionisationsprozesse unterhalb von 100 km noch wesentliche Anhaltspunkte. Da das L_{α} noch in Raketenanstiegen nachgewiesen wurde, ist die Ionisation von NO wahrscheinlich. Sicher ist aber auch, daß noch eine solare Röntgenstrahlung zu berücksichtigen ist, die zumindest während der Sonneneruptionen eine wesentliche Rolle (wahrscheinlich für den Unterrand der E-Schicht) spielt. Das aus Kurz-, Mittel-, Lang- und Längstwellenbeobachtungen zu fordernde Modell der Ionisationsverteilung unterhalb des E-Schichtmaximums ist verhältnismäßig kompliziert und nicht in allen Einzelheiten theoretisch interpretierbar. In Abb. 2 ist

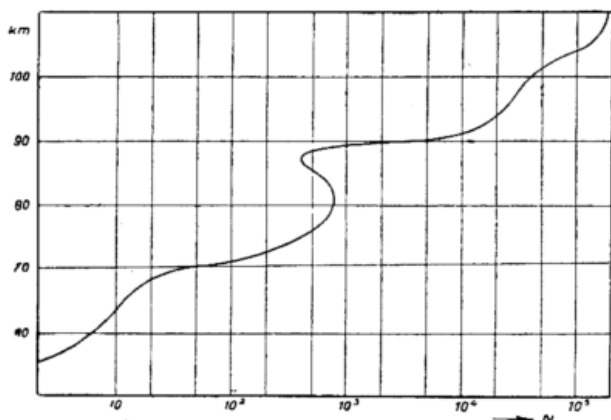


Abb. 2
Modell der Elektronenverteilung in der tiefen Ionosphäre (W. Pfister)

das Modell von Pfister (4) wiedergegeben, das unterhalb des E-Schichtmaximums noch eine Stufe in der Ionisation bei 95 km hat, bevor die Schicht mit einem steilen Gradienten in ca. 90 km abschließt. Im Gegensatz zu früheren Annahmen tritt darunter noch ein selbständiges Maximum in 80 km hervor, die eigentliche (obere) D-Schicht, wiederum mit einem steilen Gradienten in der Ionisation in ca. 70 km Höhe. Unterhalb dieser Höhe ist die Elektronenkonzentration sehr klein. Nach dem Modell von Mitra (5) ist aber aus der mit der Höhe abnehmenden Rekombinations- und Anlagerungsrate noch auf eine Ionenschicht (untere D-Schicht) unterhalb 70 km zu schließen, die sicher bis 60 km herunterreicht und eine Rolle in der Lang- und Längstwellenausbreitung spielt. Der indirekte Nachweis für zwei D-Regionen ist aus Längstwellenbeobachtungen (16 kHz) (6) und aus dem Tagesgang der Absorption der Längstwellen erbracht worden. Auch aus Sonnenfinsternisbeobachtungen (21) liegen eindeutige Anhaltspunkte für die Mehrfachstruktur der Ionisation unterhalb der E-Schicht vor. Es ist ein großer Nachteil, daß die D-Region nicht mit den normalen Ionosonden laufend erfaßt werden kann. Die Strukturänderungen in der D-Region werden meist nur komplex erfaßt durch:

1. Dämpfungsmessungen im kW-Bereich durch die Methode von Appleton (13).
2. Phasenmessungen im Längstwellenbereich.

3. Bestimmung des Reflexionskoeffizienten (RK) im Mittel- und Langwellenbereich.
4. Höhenmessungen mit dem Impulsverfahren auf 150 kHz, und gelegentlich mit Kurzwellen.
5. Auswertung von Sonneneruptionen und Sonnenfinsternissen in der tiefen Ionosphäre.

Damit erhalten wir zwar ein ungefähres Bild vom durchschnittlichen Aufbau der tiefen Ionosphäre, der teilweise auch durch Raketenanstiege belegt ist, aber wir sind weit davon entfernt, über die Variation dieses Modells in den verschiedenen Jahreszeiten Aussagen machen zu können. Ähnliches gilt auch für den Tagesgang. Zwar verschwindet nachts die D- und E-Region in den KW-Beobachtungen, aber die Lang- und Längstwellen bleiben mit der Reflexionshöhe im Niveau der unteren E-Schicht. Wie sich die Struktur nach SA ausbildet wissen wir kaum.

C. Die normalen Änderungen in der Ionisation der tiefen Ionosphäre

1. Tages- und Jahresgang

Regelmäßige Tagesgänge für die tiefe Ionosphäre liegen nur auf Lang- und Längstwellen vor. Die Angaben über Reflexionshöhe und Reflexionskoeffizienten (RK) sind einigermaßen sicher. Wir wollen im folgenden die Ergebnisse für 16 kHz (Cambridge (7)) und für Schrägeinfall 245 kHz (Kühlungsborn (8)) betrachten. Nachts erfolgt deren Reflexion in Übereinstimmung mit dem Modell in Abb. 2 in 90 bzw. 95 km am Unterrand der E-Schicht, tags an der oberen D-Schicht in 75 bzw. 80 km Höhe. Da die Ionisation in der D-Region infolge der hohen Rekombinationsrate fast unmittelbar der Sonnenhöhe folgt, ist sie abends schnell verschwunden und die RK am Unterrand der E-Schicht sind mit 0,5 bzw. 0,1 relativ hoch. Tags sind die RK wesentlich kleiner und die Unterschiede beider Frequenzbereiche werden mit zunehmender Sonnenhöhe größer. Die Längstwelle wird am Unterrand der oberen D-Region reflektiert, erleidet also nur Absorption beim Durchgang durch die untere D-Region, auf 245 kHz treten dagegen erhebliche Verluste zusätzlich durch die Eindringdämpfung bei der Reflexion in der Nähe der Ionisationsmaximums bei 80 km auf. Die mittleren monatlichen Tagesgänge des RK für 245 kHz (1952—1954) sind in Abb. 3 dargestellt. Man

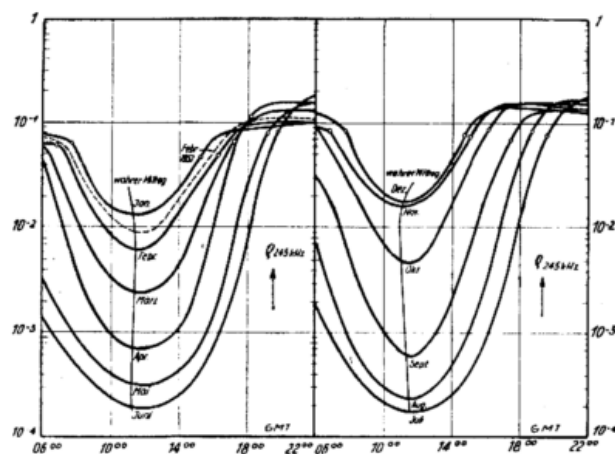


Abb. 3
Mittlere monatliche Tagesgänge des Reflexionskoeffizienten 245 kHz (Schrägeinfall, Kühlungsborn, Senderabstand 180 km)

erkennt daraus zwar deutlich den Einfluß der Sonnenhöhe, stellt aber auch fest, daß das Sonnenstandsgesetz nicht über das ganze Jahr einheitlich die Gänge beschreiben kann. Die morgendlichen und abendlichen

Äste sind in den Frühjahrs- und Herbstmonaten steiler, der Übergang der Mittagswerte von September auf Oktober ist sprunghafter als der entsprechende Übergang im Frühjahr. Das wird besonders deutlich, wenn man den Jahresgang der einzelnen Kennwerte des Tagesganges in Abb. 4 betrachtet. Während der Jahresgang

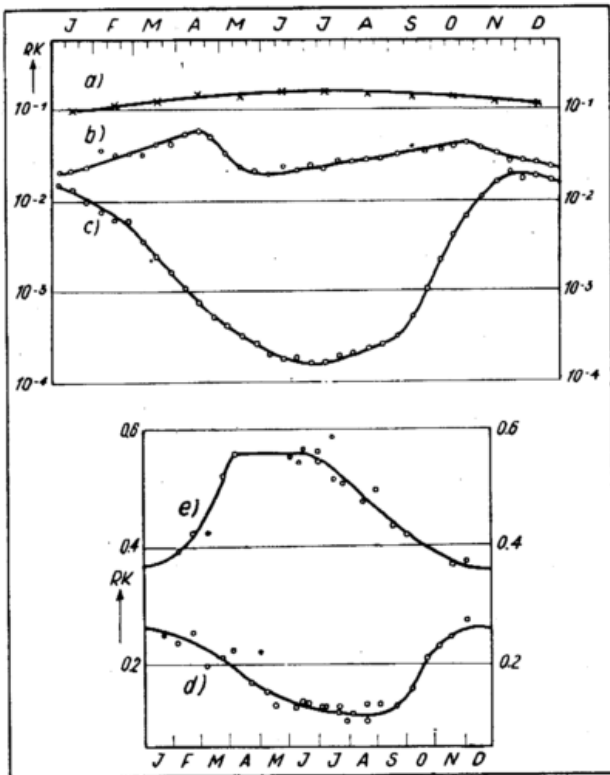


Abb. 4

Jahresgang verschiedener Kennwerte des Tagesganges im Lang- und Längstwellenbereich:

- a) Nachtwerte des RK 245 kHz (Kühlungsborn)
- b) RK bei 5—10° Sonnenhöhe 245 kHz
- c) Mittagswerte des RK 245 kHz
- d) Mittagswerte des RK 16 kHz (Cambridge)
- e) Nachtwerte des RK 16 kHz

der Nachtwerte (Abb. 4a) mit einem schwachen Maximum im Sommer den normalen ionosphärischen Vorstellungen folgt, ist der Jahresgang der Mittagswerte (Abb. 4c) deutlich asymmetrisch mit einem Anhalten der hohen sommerlichen Tagesdämpfung bis in den September hinein und einem steilen Anstieg zum Oktober. Die gleiche Erscheinung haben auch Ratcliffe, Straker und Weekes (8) (9) für 16 kHz gefunden, deren Ergebnisse für die Nacht- und Mittagswerte in Abb. 4e und d wiedergegeben sind. Eine weitere Anomalie ergibt sich bei Betrachtung der RK bei einer konstanten Sonnenhöhe (5—10°) über das Jahr (Abb. 4b). Hier sind Maxima im April und September / Oktober angedeutet, die ebenfalls in der Steilheit der Tagesgänge auf 16 kHz herausfallen (8). Aus diesen Anomalien müssen wir schließen, daß sich das Strukturmodell der tiefen Ionosphäre im Jahresgang ändert, wobei ein Nachhinken gegenüber dem Sonnenhöchststand vorhanden ist. Eine solche Strukturänderung ist aber nur denkbar, wenn sich auch der Aufbau der Hochatmosphäre ändert. Ratcliffe hat zwar seinerzeit (10) aus der Größe der homogenen Atmosphäre in diesen Höhen aus seinen Messungen auf 16 kHz das Temperaturminimum der Mesopause mit 180° K einigermaßen bestimmt, es fällt jedoch schwer, aus den angeführten Anomalien größenordnungsmäßig einen Temperaturwechsel in der Hochatmosphäre zu postulieren. Erstens haben wir dafür aus anderweitigen Messungen noch

keinen Anhaltspunkt und zweitens ist es bei der komplizierten Ionisationsstruktur schwer zu übersehen, wie sich bei einer vorgegebenen Änderung des Temperaturgradienten oberhalb und unterhalb der Mesopause der Aufbau der D-Region ändert (z. B. verstärkte Eindringdämpfung durch Abschwächung des Ionisationsgradienten am Schichtunterrand oder Heranwachsen einer Schicht an die andere). Aus den Anomalien auf 16 kHz geht nur hervor, daß eine solche grundsätzliche Strukturänderung vorwiegend unter 75 km Höhe vorhanden sein muß. Wir werden aber aus den Kurzwellenbeobachtungen sehen, daß auch oberhalb dieser Höhe noch erhebliche Änderungen in den Wintermonaten vor sich gehen. Interessant sind aber die Termine des Auftretens der Anomalien (11). Die Maxima der RK (5—10°) liegen unmittelbar vor bzw. nach der jahreszeitlichen Umstellung des stratosphärischen Zirkulationssystems. Dabei ist der Abfall von April auf Mai sehr viel regelmäßiger (und daher im Mittel steiler) ausgeprägt als der Übergang von August bis Oktober, der in den einzelnen Jahren termingemäß wechselt. Zu vergleichbaren Schlüssen kam aus der Analyse der erdmagnetischen Tagesgänge auch Wiese (12), der dieselben Eigenheiten bei der Umstellung beider Termine fand. Diese Effekte lassen darauf schließen, daß die jahreszeitliche Umstellung der Zirkulation mit strukturellen Veränderungen bis in die untere Ionosphäre hinaufreicht.

2. Sonnenaufgangseffekte

Die englischen Beobachtungen (8), (9) haben für 16 kHz — 100 kHz ausgeprägte Sonnenaufgangseffekte ergeben. Danach beginnt der Abfall des RK bereits ungefähr eine Stunde vor Sonnenaufgang (SA), während der Phasenwechsel (Höhenänderung des Reflexionsniveaus) erst um Sonnenaufgang erfolgt. Das bedeutet aber, daß die normale Ionisationsstruktur sich sehr schnell herstellt. Ähnliche Effekte erhält man auch bei der Beobachtung der Luftstörungen auf 27 kHz (sehr schräger Einfall). Beispiele des morgendlichen Abfalls auf 27 kHz in verschiedenen Monaten zeigt Abb. 5. Der Abfall be-

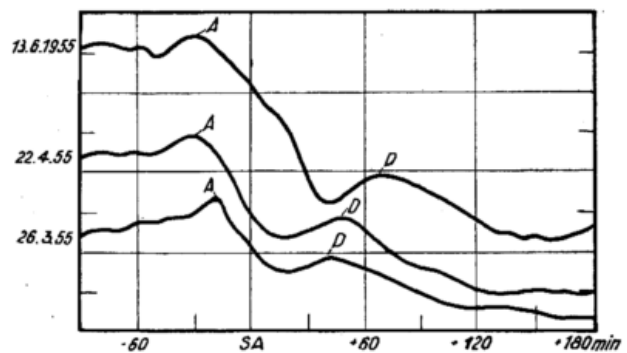


Abb. 5

Sonnenaufgangseffekte im Längstwellenbereich (Luftstörungen 27 kHz, Kühlungsborn)

ginnt ebenfalls weit vor Sonnenaufgang, wird aber 30 bis 60 Minuten danach durch einen vorübergehenden Wiederanstieg, den Dämmerungseffekt unterbrochen. Der Beginn des Abfalls fällt mit dem SA in 80—90 km (ca. 30 km oberhalb der Ozonschicht) annähernd zusammen und entsteht offenbar durch den Beginn der Ausbildung der oberen D-Region. Die Absorption nimmt zu bis diese Schicht selbst reflektiert. Der dadurch erfolgte Wiederanstieg der Feldstärken ist aber nur vorübergehend, da die Absorption unterhalb 70 km schnell ansteigt, so daß die Fernübertragung des Störpegels bis in den Vormittag hinein abnimmt, bis die untere D-Region die Übertragung übernimmt. Der Jahresgang

des morgendlichen Abfalls folgt verzögert dem SA in 80 — 90 km Höhe. Die Differenz zwischen Beginn des Abfalls und SA am Boden aus dem Mittel der Störpegelbeobachtungen der Jahre 1952 — 1954 ist in Abb. 6a

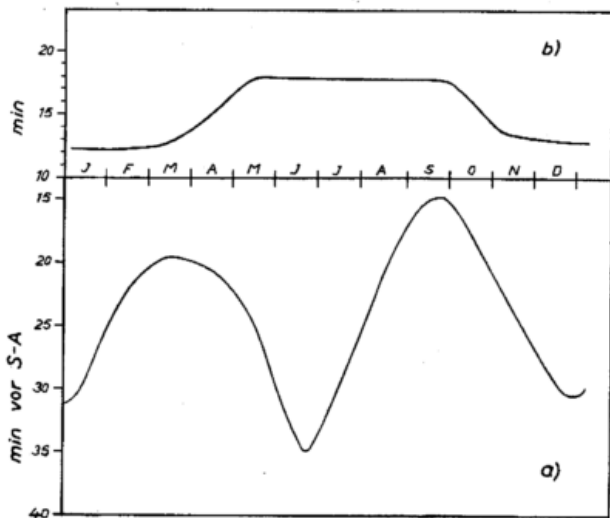


Abb. 6
Jahreszeitliche Variation des Eintritts des morgendlichen Abfalls des atmosphärischen Störpegels 27 kHz:
a) Beginn des Abfalls vor SA am Boden
b) Differenz der Abfallzeit zum SA in 80 km Höhe (30 km oberhalb der O₃-Obergrenze)

dargestellt. Die Kurve entspricht ungefähr einer SA-Kurve in den angegebenen Höhen, hat jedoch eine ausgeprägte Asymmetrie zwischen Frühling und Herbst. Man sieht den Unterschied zwischen Sommer und Winter, wenn man die Differenz zum SA in 80 km Höhe (30 km über der Ozonobergrenze) in Abb. 6b betrachtet. Auch hier halten die sommerlichen Verhältnisse über den August hinaus an. Die Dämmerungseffekte haben ebenfalls relativ zum SA am Boden einen jahreszeitlichen Gang mit maximalem Abstand im Sommer und minimalem Abstand im Winter (vergl. die Verteilungen in Abb. 7b). Es ist bei diesen Betrachtungen zwar nicht ganz zu übersehen, wie weit der Abstand der Störungs-herde in die Beobachtungen eingeht, jedoch ist die Präzision des zeitlichen Eintritts dieser Effekte (vgl. die Steilheit der Summenkurven in Abb. 7) so groß, daß die Störquellenverteilung vernachlässigbar zu sein scheint.

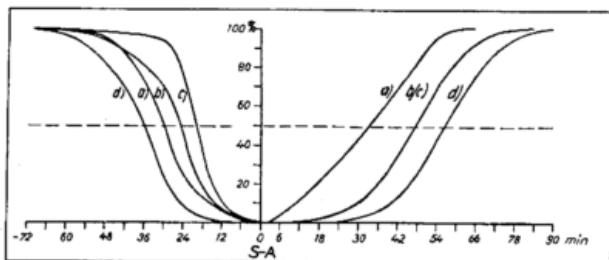


Abb. 7
Wahrscheinlichkeit des Eintretens der Sonnenaufgangseffekte (Abfall vor SA, Dämmerungseffekt nach SA):
a) im Winter
b) im Frühjahr
c) im Herbst
d) im Sommer

3. Interdiurne Änderungen

Den regelmäßigen Variationen stehen mehr oder minder ausgeprägte interdiurne Änderungen gegenüber. Wir wissen aus den Beobachtungen aller Wellenbereiche, daß die interdiurne Veränderlichkeit in der tiefen Ionosphäre im Winter wesentlich größer ist als im Sommer. Im Kurzwellenbereich sind diese Fluktuationen als beson-

ders unangenehm bekannt. Die außerordentlich starke Dämpfung an einzelnen Wintertagen führt dazu, daß im Winter ein zweites Maximum der Dämpfung zu bestehen scheint. Appleton und Piggott (13) haben jedoch gezeigt, daß ein einfacher Jahresgang mit einem Maximum im Sommer in der Kurzwellendämpfung existiert, wenn man die winterlichen Ausreißer extrem hoher Dämpfung eliminiert. Die minger (14) konnte zeigen, daß an Tagen mit extrem hoher Dämpfung auch im Kurzwellenband partielle Reflexionen aus 80 km Höhe auftreten. Die Ursache ist nicht bekannt, scheint aber auch auf Strukturänderungen in der Ionisationsverteilung hinzuweisen. Um die Unterschiede in der interdiurnen Variation zwischen Winter und Sommer zu veranschaulichen, sind in Abb. 8 die mittäglichen RK

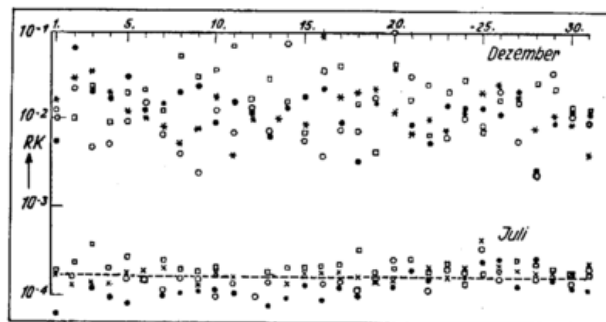


Abb. 8
Streuung der RK 245 kHz im Winter und im Sommer:
* 1951, · 1952, ○ 1953, □ 1954, × 1955

(245 kHz) für die Monate Juli und Dezember für jeweils vier Jahre aufgetragen. Die größere Streuung im Winter ist offensichtlich, wenn auch bei eingehender Betrachtung die einzelnen Tageswerte nicht völlig zusammenhanglos zu schwanken scheinen. Tage mit langsamer Abnahme des RK oder gleichmäßiger Anstiege folgen oft aufeinander. Die Sommerwerte verlieren noch an Streuung, wenn man bedenkt, daß gemäß den Ausführungen von Appleton die Auswirkungen des Sonnenfleckenzyklus eingehen. So liegen die Werte für 1952 vorwiegend am Unterrand, die für 1954 vorwiegend am Oberrand des sommerlichen Streubandes. Im Winter ist ein Einfluß der Sonnenaktivität auch in den Langwellenbeobachtungen der D-Schicht nicht nachweisbar. Da die unterschiedlichen Fluktuationen in den verschiedenen Jahreszeiten nicht auf solare Ereignisse zurückgeführt werden können, müssen wir annehmen, daß im Winter die Strukturänderungen in der Hochatmosphäre ganz wesentlich sind. Im Langwellenbereich kommen die interdiurnen Änderungen in die Größenordnung der winterlichen Tagesgänge. Es wird aus zukünftigen Driftbeobachtungen zu klären sein, wie weit Advektionsvorgänge (vorwiegend in meridionaler Richtung) an diesen Änderungen beteiligt sein können. Die winterlichen Strukturänderungen führen oftmals zu einer Abfälschung des Tagesganges im Langwellenbereich. So treten oft Maxima des RK um Mittag auf, wo die Dämpfung am größten sein sollte. Eine vergrößerte Streuung der RK ist auch auf 16 kHz gefunden worden, was wiederum für die Erstreckung über einen großen Höhenbereich spricht. Auch bei den SA-Effekten ist eine solche Zunahme der Streuung im Winter zu beobachten, wie die Auswertung unserer Messungen auf atmosphärischen in Abb. 7b zeigt, wo die Neigung der Summenprozentkurven im Winter flacher verläuft als im Sommer. Solche Anomalien in der Struktur der unteren Ionosphäre können auch ganze Monatsgänge beeinflussen, wie am Beispiel des Tagesganges für Februar 1952 Abb. 3, für den Scherhag (16) anomale Verhältnisse in der unteren Stratosphäre nachwies, gezeigt wurde.

4. Die räumliche Inhomogenität der D-Region

Den zeitlichen Änderungen in der Struktur der tiefen Ionosphäre stehen offenbar auch räumliche Abweichungen gegenüber. Die Auswertung gleichzeitiger Dämpfungsbeobachtungen im Kurzwellenbereich an verschiedenen Beobachtungsstationen bzw. verschiedenen Meßstrecken sind von Lange-Hesse (20), Rawer (17) und Beynon (18) durchgeführt worden. Dabei zeigt sich generell: 1. Die Abweichungen zwischen zwei räumlich getrennten Durchgangspunkten durch die tiefe Ionosphäre nehmen wir mit deren Entfernung von einander zu. 2. Die Abweichungen sind im Winter wesentlich größer als im Sommer. 3. Ein gewisser Zusammenhang ist jedoch durch die in der tiefen Ionosphäre sich ergebenden Auswirkungen der Sonnenaktivität (27-tägige Variation Lange-Hesse (15)) meist gegeben. Daß die Dämpfungsinhomogenitäten in der Größenordnung eines halben Kontinents liegen können, geht aus der Zusammenstellung von Eyfrig (19) für den abnormalen Februar 1952 hervor. Bei einem Vergleich der Langwellenbeobachtungen mit der atmosphärischen Ausbreitung läßt sich ebenfalls auf eine gewisse Einheitlichkeit der D-Region auf ca. 1000 km Entfernung schließen (8).

C. Die Auswirkung von Sonneneruptionen in der tieferen Ionosphäre

Die markantesten Erscheinungen in der tiefen Ionosphäre überhaupt sind die Auswirkungen von Sonneneruptionseffekten, bei denen die Extreme von Tages- und Jahresgang in der Ionisation weit übertroffen werden. Die Ausbreitungsbeobachtungen aller Frequenzbereiche zeigen, daß von der E-Schicht abwärts wahrscheinlich bis unter 65 km herab, eine Zunahme der Ionisation auftritt. Außer einer Verstärkung des L_{α} ist vermutlich auch eine weiche Röntgenstrahlung der Sonne an diesem Effekt beteiligt. Während man im Kurzwellenbereich meist einen Totalschwund beobachtet, der sich bis in den Langwellenbereich hinein erstreckt, treten im Längstwellenbereich starke Verbesserungen der Übertragung auf. Als Indikator wird daher meist die Zunahme des Störpegels im Längstwellenbereich beobachtet (Abb. 9). Die Ratcliffe-

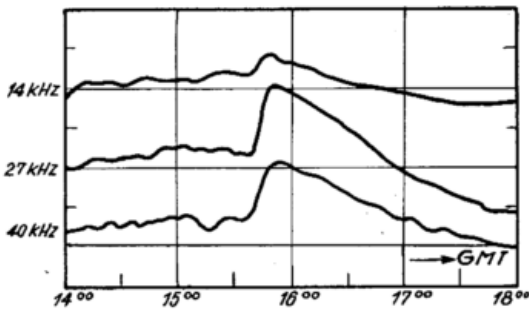


Abb. 9
Sonneneruptionseffekt am 27. 5. 55 auf Luftstörungen verschiedener Frequenzbereiche

sche Schule hat aus den Phasenanomalien der Kilometerwellen eine Absenkung des normalen Reflexionsniveaus von 70 auf 65 km regelmäßig feststellen können. Aus diesen Beobachtungen hat man den Eindruck, daß die Auswirkung der Effekte nicht bis unter die untere D-Region herabreicht. Die positiven Effekte auf den atmosphärischen haben ein Maximum bei etwa 25 kHz und verschwinden sowohl zu höheren Frequenzen (60 kHz) wie zu niedrigeren (10 kHz). Jedoch scheint die obere Grenze stärkeren Schwankungen unterworfen zu sein als die untere. Unterhalb von 5 kHz beobachtet man aber noch eine Abnahme während solcher Effekte im atmosphärischen Störpegel. Da die Ausbreitung in

diesem Frequenzbereich aber bereits einem anderen Mechanismus (Wellenleiter) unterliegt, braucht damit noch auf kein tieferes Eindringen als bis auf 65 km geschlossen zu werden. Die Effekte dauern bekanntlich im allgemeinen nur 10—20 Minuten, solche in der Größenordnung einer Stunde sind ausgesprochen selten. Obleich aber die gesamte sonnenbelichtete Hemisphäre von diesem Effekt getroffen wird, sind kaum nachhaltige Wirkungen in der Hochatmosphäre aus der Wellenausbreitung zu erschließen. Bei der hohen Rekombinationsrate der tiefen Ionosphäre klingt die zusätzliche Ionisation schnell ab, und es bleiben auch in der tiefen Ionosphäre keine nachhaltigen Änderungen zurück. Das zeigt besonders Abb. 10, bei der sich die normale D-

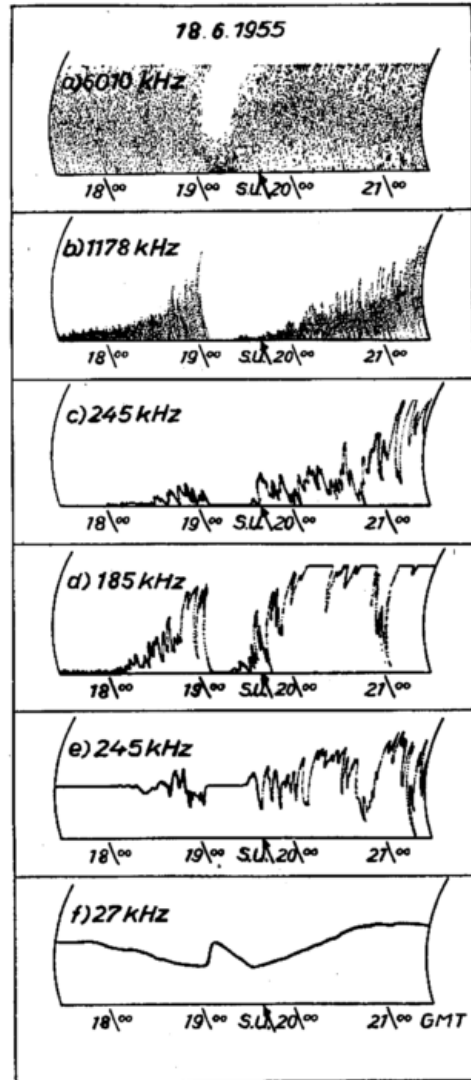


Abb. 10
Sonneneruptionseffekt kurz vor Sonnenuntergang in verschiedenen Wellenbereichen:

- a) Kurzwellenintensitätsregistrierung
- b) Raumstrahlungsregistrierung im Mittelwellenbereich
- c) Raumstrahlungsregistrierung im Langwellenbereich
- d) wie c, jedoch mit größerer Empfindlichkeitseinstellung der Empfangsapparatur
- e) Registrierung der Gesamtintensität (Raumwelle und Bodenwelle)
- f) Registrierung des atmosphärischen Störpegels

Schicht-Auflösung am Abend sofort nach Ende des Effektes fortsetzt. Daß wir selbst nach so intensiven Einbrüchen keine feststellbaren Änderungen in der grundsätzlichen Struktur der Ionisation erkennen können, läßt eine Beeinflussung durch kurzzeitige solare Ereignisse in mittleren Breiten für die Stratosphäre

etwas skeptisch beurteilen. Es scheint dies ein Grund mehr, daß man zur Deutung der vorher behandelten Anomalien und Veränderungen in der D-Region auch dynamische Vorgänge wird heranziehen müssen.

E. Die Auswirkung korpuskularer Einbrüche in die Hochatmosphäre

Für die hohe Ionosphäre liegen bereits gut entwickelte Modellvorstellungen für den Ablauf der Auswirkungen der Einbrüche solarer Korpuskeln vor. So beschreibt z. B. die Martynsche Theorie (22) den Verlauf der weltweiten Störungsgänge in den F2-Grenzfrequenzen mit der Entstehung zusätzlicher elektrischer Felder und Stromsysteme, die ihren Ausgangspunkt in den Strömen der Polarlichtzone haben. Für die tiefe Ionosphäre besteht zwar noch keine einheitliche Hypothese, die alle Erscheinungen erklärt, doch haben wir eine ganze Reihe von Einzelbeobachtungen während magnetischer Stürme besonders aus den Gebieten der Polarlichtzonen, wie Nordlichthöhen, Nordlicht-Es-Schicht, die black-out-Erscheinungen der Kurzwellenpolverbindungen und die Rückstreuungseffekte im Meterwellengebiet. Die Eindringtiefe der solaren Korpuskeln bis herab zu 80 km Höhe in den Polarlichtzonen kann als gesichert angenommen werden, ungeachtet der Tatsache, daß die energetischen Betrachtungen beim Einfallmechanismus noch nicht voll geklärt sind. Für die mittleren Breiten haben wir eine weniger klare Übersicht über die Auswirkungen in der tiefen Ionosphäre. Aus Langwellenbeobachtungen ist aber bekannt (23) (24), daß zwischen ihren Ausbreitungsstörungen und den erdmagnetischen Stürmen ein sehr enger Zusammenhang besteht. Es seien im nachfolgenden einige Betrachtungen zu eigenen Messungen auf 245 kHz gemacht. Der Einfall solarer Korpuskeln äußert sich, wie in Abb. 11 demonstriert,

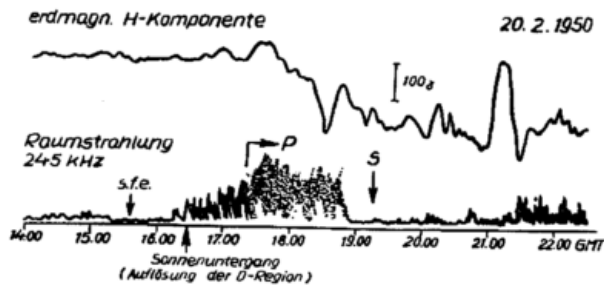


Abb. 11
Beispiel für die Auswirkung eines Korpuskulareinbruches in der Raumstrahlung im LW-Bereich (P-Störung = schnelles Fading, S = Einbruch)

in einer Herabsetzung des nächtlichen Reflexionskoeffizienten (Unschärfe des Schichtunterrandes) und einer meist plötzlich einsetzenden Zunahme der Schwankungen der Raumstrahlung (P-Störung), infolge der zunehmenden Inhomogenität der Ionosphäre in der Horizontalen. Dabei ist nicht gesichert, ob es sich um Auswirkungen des primären Korpuskeleinfalls selbst oder um entstehende Stromsysteme (ähnlich wie in der F-Schicht) handelt. Wie im Registrierbeispiel gezeigt, setzen solche Störungen immer erst eine geraume Zeit nach Sonnenuntergang ein. Am Tage ist keine Auswirkung solarer Einbrüche auf die Langwellenausbreitung festzustellen, d. h. die Korpuskeln dringen nicht bis 80 km herab vor. In Abb. 12 ist die mittlere Wahrscheinlichkeit für den abendlichen Beginn von P-Störungen aus einem Material von 700 Fällen des Zeitraumes 1949 bis 1955 wiedergegeben. (Aus der Summenkurve der Wahrscheinlichkeiten läßt sich ablesen, daß bis 19,45 GMT 50% aller Störungen begonnen haben.) Untersucht man den Beginn in den einzelnen Monaten, so erhält man den Jahresgang für 30 und 60% Wahrscheinlichkeit des

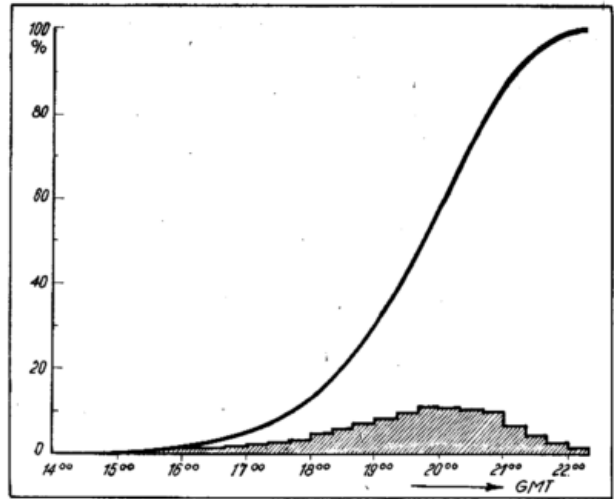


Abb. 12
Wahrscheinlichkeit des abendlichen Beginns der Auswirkung von Korpuskulareinbrüchen (P-Störungen) in der tiefen Ionosphäre

Beginns einer abendlichen Korpuskularstörung im Langwellenbereich wie in Abb. 13. Der frühere Beginn in den Wintermonaten und das späte Einsetzen in den

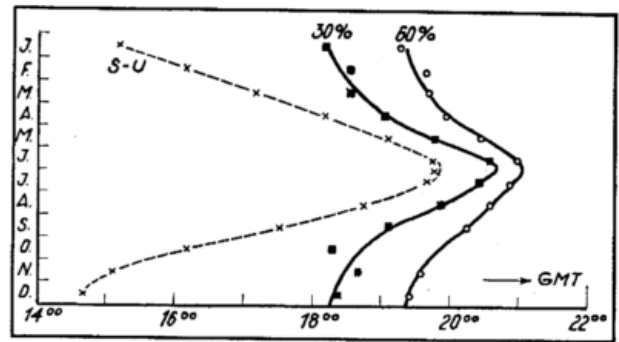


Abb. 13
Jahreszeitlicher Verlauf des Beginns von P-Störungen in der tiefen Ionosphäre für 30 und 60% Wahrscheinlichkeit (gestrichelt = Sonnenuntergang)

Sommermonaten ist offenbar eine Folge des Tagesganges der Reflexionshöhe für den angegebenen Wellenlängenbereich. Während entsprechend dem Modell in Abb. 2 die Reflexion am Tage (zumindest im Sommer) in einer Höhe von 80 km stattfindet, geht sie nachts auf 95 — 100 km über. Da nach den bereits mehrfach angeführten Beobachtungen auf 16 kHz ebenfalls keine unmittelbaren Auswirkungen eines Korpuskulareinbruches feststellbar sind, können wir folgern: 1. Die Korpuskulareinbrüche reichen in mittleren Breiten wahrscheinlich nicht unter 90 km herab. 2. Ziemlich regelmäßig erreichen die Auswirkungen der Einbrüche aber Höhen bis zu 95 km herab. Das Eindringen bis zu diesen Höhen scheint im Winter leichter zu sein als im Sommer, denn es ließ sich nachweisen (24), daß die P-Störungen im Winter bereits bei kleineren erdmagnetischen Störungsgraden auftreten als im Sommer. Wegen der dargelegten Eindringtiefe scheidet die Korpuskularstrahlung der Sonne als Ursache für irgendwelche Veränderungen in der oberen Stratosphäre (d. h. unter 80 km) in mittleren Breiten aus. Es darf noch darauf hingewiesen werden, daß nach unseren Messungen der Einfluß der Korpuskularstörungen auf die Langwellenausbreitung mit abnehmender Breite, d. h. auch die Eindringtiefe rasch abnimmt.

Während eines nächtlichen Einbruchs der Korpuskeln findet, wie aus der Herabsetzung des RK und den P-

Störungen hervorgeht, eine Zerstörung der normalen Ionisationsstruktur in vertikaler und horizontaler Richtung im Reflexionsniveau statt und es ist von Interesse, wie weit sich diese Veränderung nach unten durchsetzt. Wir wollen diese Frage an den bisher noch nicht geklärten Phänomenen der „Nachwirkung“ betrachten. Die Längstwellenbeobachtungen zeigen, daß die Inhomogenität bei starken Korpuskulareinbrüchen in 80—90 km sich erst 20 Stunden nach Beginn eines erdmagnetischen Sturmes bemerkbar machen. Die Reflexionsverhältnisse im Lang- und Längstwellenbereich sind nach Korpuskulareinbrüchen noch bis zu 7 Tagen hinterher stark gestört, obgleich weder im Erdmagnetismus

Raumstrahlung 245 KHZ:

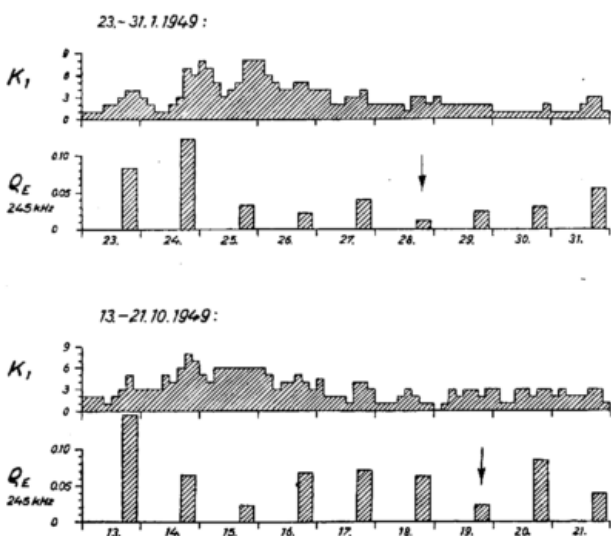
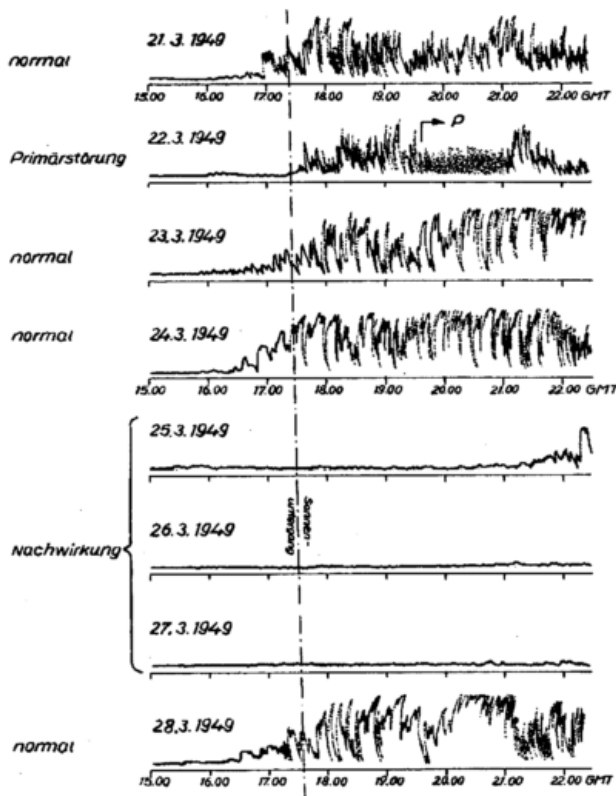


Abb. 14

Beispiele für die „Nachwirkung“ in der tiefen Ionosphäre:
 a) Registrierungen
 b) mittlerer Verlauf der abendlichen Reflexionskoeffizienten (Q_E) 245 kHz und der erdmagnetischen Kennziffern

noch in der Kurzwellenausbreitung Anhaltspunkte für einen fortgesetzten korpuskularen Beschuß bestehen, auch fehlen die dafür typischen P-Störungen (9) (25) Wir müssen daher folgern, daß der normale Aufbau der oberen D- und unteren E-Region eine gewisse Zeit nach einem Korpuskulareinbruch grundsätzlich abgeändert wird, so daß daraus auch eine Abänderung des normalen Tagesganges resultiert. Beispiele für solche Fälle sind in Abb. 14a und b gegeben. Nach dem Haupteinbruch erfolgen erst in den Nächten darauf die stärksten Herabsetzungen des abendlichen RK, wobei das Extrem in Übereinstimmung mit Beobachtungen auf 16 kHz von Weekes (9) meist erst am 3. Tag nach dem Sturmausbruch erscheint. Es ist schwer, für diese Nachwirkung eine brauchbare Hypothese aus dem Einfallsmechanismus der Korpuskeln zu finden (25). Auf Grund der zeitlichen Verzögerung könnte man eher an Advektionsprozesse denken, wobei jedoch natürlich ein Transport von Ladungsträgern ausscheidet. Man müßte vielmehr annehmen, daß in der Polarlichtzone die Korpuskeln den normalen thermischen Aufbau bis herab zu 70 km zerstören und daß dieser veränderte Aufbau durch Advektion in die mittleren Breiten gebracht wird. Will man also die Abwandlung des normalen Tagesganges im Lang- und Längstwellenbereich advektiv erklären, so müssen zumindest nach magnetischen Stürmen stärkere meridionale Komponenten in den hochatmosphärischen Windsystemen auftreten. Da wir diese Erscheinung vorwiegend im Winterhalbjahr beobachtet haben, wäre eine gewisse Übereinstimmung hinsichtlich der Transportmöglichkeiten mit den Beobachtungen der Leuchtstreifenverlagerungen von Hoffmeister (26) möglich.

F. Die sporadische E-Schicht

Obleich diese in der Kurzwellenausbreitung stark wirksame Erscheinung nicht zu dem eigentlich behandelten Höhenintervall gehört, sei sie kurz erwähnt, da sie die schon bisher recht unübersichtliche Ionisationsstruktur unterhalb des E-Schicht-Maximums bis in dasselbe hinein fortsetzt. Die Ursache dieser abnormalen hohen Ionisation im E-Niveau ist für die mittleren und niederen Breiten keineswegs geklärt, wenn auch für einige Formen durch deren Abhängigkeit von der Zenitdistanz eine gewisse solare Kontrolle möglich erscheint. Sicher bestehen zwei Formen, die sich durch die Häufigkeit des zeitlichen Auftretens unterscheiden. Die Nordlicht-E-Schicht der hohen Breiten (Maxima der Häufigkeit im Winter und nachts) ist stark mit den Korpuskulareinbrüchen gekoppelt und bringt den langandauernden Ausfall der Kurzwellenpolverbindungen (polar-black-out). Die E_s -Schicht der mittleren und niederen Breiten tritt im Sommer und mittags am häufigsten auf. Sie hat eine fladenförmige Erstreckung in der Horizontalen. Eine vorzügliche Überwachungsmethode hinsichtlich des räumlichen Auftretens und der Wanderungen dieser hochionisierten Gebiete scheint in den neuerdings systematisch durchgeführten back-scatter-Beobachtungen (27) gegeben. Rein phänomenologisch lassen sich für beide Hauptformen der E_s -Schicht noch eine Reihe von Unterarten angeben (28), die aber nur das Erscheinungsbild noch komplizieren, ohne daß wir überhaupt eine Vorstellung über einen Zusammenhang mit der Struktur der Hochatmosphäre gewinnen.

G. Driftbewegungen in der Ionosphäre

Die in den vorhergehenden Abschnitten behandelten Probleme der Struktur der tiefen Ionosphäre haben gezeigt, wie nötig die Kenntnis von Bewegungsvorgängen in diesen Höhen ist. Drei grundsätzliche Verfahren zur Erfassung der horizontalen Bewegung der ionosphärischen Inhomogenität sind in den letzten Jahren ange-

wandt worden: 1. Die Szintillationsbeobachtungen an Radiosternen. 2. Fadingbeobachtungen der an der Ionosphäre reflektierten Funkwellen (Verfahren von Krautkrämer). 3. Die Dopplereffekte der Radioechos von Meteorspuren. Mit den beiden ersten Verfahren erfaßt man aber nur die Verlagerung des ionisierten Bestandteiles der Hochatmosphäre, weiß aber nicht, ob es sich in gleichem Maße um eine Bewegung des neutralen Gases handelt. Deshalb ist vorgeschlagen worden, von Driftbewegungen statt von Ionosphärenwinden zu sprechen (29). Für die tiefe Ionosphäre sind die beiden letzteren Verfahren von Bedeutung, von denen zahlreiche Einzelmessungen vorliegen, ohne daß daraus jedoch bis jetzt ein Bild über die hochatmosphärische Zirkulation zu gewinnen wäre. Besonders die am meisten durchgeführten Fadingmessungen sind nur mit einem großen Arbeitsaufwand einer exakten Auswertung zugänglich. Die Reflexion einer Welle an einer nicht ebenen Ionosphärenschicht erzeugt an der Erdoberfläche ein bestimmtes Amplitudenbild, dessen räumliche Unterschiede sich entweder aus wechselnden Absorptionsbedingungen bei der Reflexion oder (bei den Kurzwellen) aus der Interferenz mehrerer an der Ionosphäre gestreuter Strahlen ergeben. Die Aufgabe besteht nun darin, mit drei oder vier Empfängern die Verlagerung des ganzen Amplitudenbildes zu erfassen, wobei auch die zeitliche Änderung der Inhomogenitäten untereinander eingeht. Berg (30) und Ratcliffe (31) haben Auswertverfahren für Registrierungen, wie sie in Abb. 15 ausschnittsweise für unsere Langwellenbeob-

auch aus unseren Langwellenmessungen im Frühjahr 1955.)

2. Die Driftgeschwindigkeiten nehmen mit der Höhe zu, so daß in der F-Region 100—200 m/s normal sind. Ein mittlerer Gradient mit der Höhe von 1 m/s/km ist wahrscheinlich, von 70—100 km Höhe ist er nahezu doppelt so hoch.

3. Die Richtungsangaben halten einer weltweiten Zusammenschau noch nicht stand, so daß noch keine einheitliche Modellvorstellung für die Zirkulation in diesen Höhen möglich ist. Die zu fordernden gleichzeitigen Messungen über größere Räume werden vermutlich erst im kommenden AGI realisiert werden. Eigene Messungen, die an 16 Tagen im Februar/März 1955 probeweise auf Langwellen ausgeführt wurden, ergaben ähnliche Resultate wie alle übrigen Einzelmessungen, d. h. es können offenbar zu verschiedenen Zeiten alle Richtungskomponenten auftreten. Vorherrschend waren Bewegungen aus SW, der sich (anscheinend bei magnetischen Störungen) eine NE-Komponente überlagerte. Das wäre für den europäischen Raum immerhin eine ungefähre Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Leuchtstreifenbeobachtungen von Hoffmeister (26). Phillips (34) hat dagegen im Winter eine Ostkomponente, im Sommer eine Westkomponente in der E-Region gefunden. Greenhow (35) findet eine charakteristische Umstellung von W im September auf E im Oktober, was im Hinblick auf die besprochenen Anomalien der tiefen Ionosphäre von Interesse ist. Verschiedene Modelle hat Deb (36) durchgerechnet, findet aber aus Strukturbetrachtungen keinen Anhalt für jahreszeitliche Umstellungen der Windsysteme. Da wir aber aus meteorologischen Erwägungen mit einem E-Wind im Sommer und W-Wind im Winter in der oberen Stratosphäre (vgl. Kellogg und Schilling (37)) zu rechnen haben, müssen wir ein Kentern des Stromsystems oberhalb der Mesopause annehmen, wobei jedoch ein evtl. zu erwartendes Minimum der Geschwindigkeiten nicht belegt erscheint. Es besteht also die Möglichkeit, daß die vorliegenden konträren Windrichtungen der unteren Ionosphäre auch aus einer veränderten Höhenlage des Kenterns in den verschiedenen Jahreszeiten herrühren, zumal die Höhenangaben bei den durchgeführten Messungen immer sehr grob sind. Sicher sind jedoch auch stärkere meridionale Komponenten vorhanden. Die beobachteten Windrichtungen (26) (39) (38) sprechen für eine winterliche Komponente zum Äquator, im Gegensatz zu Annahmen eines winterlichen Absinkens über dem Pol von Kellogg und Schilling (37). Bei einer, wie Hoffmeister (26) vermutet, variablen winterlichen Strömung vom Pol her wären die starken winterlichen Änderungen der tiefen Ionosphäre mittlerer Breiten etwas verständlicher.

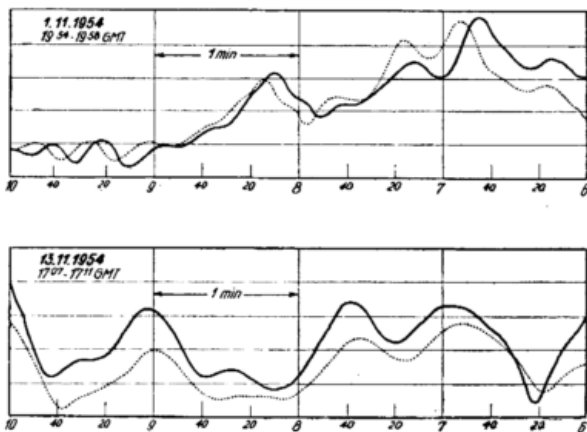


Abb. 15

Beispiele von Fadingregistrierungen für die Driftmessung im Langwellenbereich. (Es sind zur Übersichtlichkeit nur jeweils zwei Registrierungen gezeigt.)

achtungen gezeigt sind, vorgeschlagen. Unter der Annahme einer statistischen Verteilung der Inhomogenitäten in bezug auf die Bewegungsrichtung benötigt man langzeitige Messungen, die aber besonders im KW-Bereich zu einem großen Anfall von Registriermaterial führen. Bei Langwellen scheinen die Verhältnisse etwas günstiger zu sein, da bei kleinerer Fadingrate schon eine gewisse Ausmittelung der kleineren Unregelmäßigkeiten erfolgt. Der Aufwand für die notwendig werden den Korrelationsrechnungen zur Ermittlung der Zeitdifferenz zwischen den markanten Punkten der Registrierungen ist hoch. Ähnliche Schwierigkeiten treten auch bei regelmäßigen Meteorbeobachtungen auf.

Ein Vergleich aller bisher vorliegenden Windmessungen, für die auch einige Zusammenstellungen (32), (33) vorliegen, läßt folgende Aussagen zu:

1. Die ermittelten Geschwindigkeiten stimmen gut überein. Sie liegen in der unteren Ionosphäre bei 50 m/sec, im Sommer etwas niedriger (30 m/sec), im Winter etwas höher (75 m/sec). (Letztere Werte erhielten wir

4. Bei magnetischen Stürmen wird von fast allen Autoren eine Zunahme der Windgeschwindigkeit (bis über 200 m/sec) angegeben. Sicher ist, daß auch die Inhomogenität bis herab zum Unterrand der E-Schicht, wie auch an Abb. 11 demonstriert, stark zunimmt. Ob aber die Verlagerung dieser Inhomogenitäten wirklich einem Wind entspricht, ist unsicher. Aus Echos von Nordlichtern ergeben sich beispielsweise so große Verlagerungsgeschwindigkeiten, daß sie sicher nicht mit einer Driftbewegung gleichzusetzen sind, sondern aus dem Mechanismus des Materieeinfalls resultieren. Systematische Richtungsänderungen bei magnetischen Stürmen sind noch nicht bekannt geworden. Bei Beobachtungen längerer Driftmessungen entsteht oft der Eindruck, als ob sich die Windrichtung im Verlaufe von ein bis zwei Stunden systematisch ändert, d. h. als ob in der Hochatmosphäre wirbelartige Störungen vorüberzögen. Entsprechende Analysen aus erdmagnetischen Beobachtungen liegen dagegen bereits vor (40).

5. Systematische Windänderungen im Tagesgang sind aus einer Reihe von Messungen bekannt (34), (41) und (42). Neben generellen Richtungswechseln zwischen Tag und Nacht sind auch die aus den erdmagnetischen Zeitsystemen zu fordernden bekannten halbtägigen Wechsel in Richtung und Geschwindigkeit mit Amplituden von 12—35 m/sec je nach Jahreszeit gefunden worden, wenn auch die Phasenbeziehungen nicht immer befriedigend übereinstimmen. Ähnliches gilt für die lunare Welle. Die Grundströmung scheint jedoch um mehr als das Doppelte stärker zu sein als die Komponenten der tagesperiodischen Systeme.

6. In der tiefen Ionosphäre ist, wie besonders aus den Meteorbeobachtungen ableitbar, eine starke Turbulenz vorhanden, deren Zusatzkomponenten in die Größenordnung der tagesperiodischen Systeme kommen. Wenn man die Inhomogenitäten mit der Turbulenz in Verbindung bringt, sollte man annehmen, daß nach den Reflexionshöhen der Langwellen die Turbulenz oberhalb der Mesopause weitaus größer ist als darunter. Über Tagesgänge der Turbulenz ist vereinzelt, über Jahresgänge kaum berichtet worden. Die aus den spaced-receiver-experiments bekannten starken Schwankungen der Windrichtung sind aber nur teilweise reell und haben, wie eingangs bemerkt, ihre Ursachen in den Schwierigkeiten bei der Deutung der Effekte.

H. Zusammenhänge zwischen Ionosphäre und Stratosphäre

Es gibt noch keinen Mechanismus, der uns bekannt wäre und der ein Zusammenwirken von oberer und unterer Atmosphäre glaubwürdig und sicher beschreiben würde. Es gibt eine ganze Reihe von Arbeiten, z. B. (43), (44), (45), in denen auf statistischer Basis ein solcher Zusammenhang mehr oder minder gesichert erscheint, aber man kommt daraus nicht zu physikalisch interpretierbaren Prozessen. Gleiches gilt für die Zusammenhänge zwischen solarer Aktivität und dem Wetter, die in äußerst mannigfaltiger Art bestehen sollen und die in einem Bericht der Commission pour l'étude des relations entre les phénomènes solaires et terrestres (46) zusammengestellt worden sind. Daß viele Untersuchungen über die Zusammenhänge scheitern, liegt sowohl an dem Mangel für zuverlässige Daten aus der mittleren Stratosphäre als auch dem komplexen Begriff des Wetters begründet. Der gelegentliche Gleichlauf von ionosphärischen Ereignissen mit einzelnen meteorologischen Elementen ist verständlich, da es auch in der Meteorologie periodische Vorgänge von etwa 27 Tagen gibt. Bei anderen Verhältnissen kann die Koppelung auch sekundärer Art sein. Wir hatten z. B. Anomalien im Januar und Februar 1952 in der tiefen Ionosphäre, obgleich der Ausgangspunkt offensichtlich in der tiefen Stratosphäre lag. Wir stellen auch z. B. fest, daß sich die Reflexionskoeffizienten bei gesteigerter Zirkulation etwas verringern. Prognostisch bringt das für die Meteorologie überhaupt keinen Gewinn, da solche Effekte meist immer nur knapp über der statistischen Sicherheit liegen. Bevor wir nicht bessere Kenntnisse über die Ursachen von Strukturänderungen der Hochatmosphäre haben und deren Zirkulation kennen und regelmäßig überwachen können, scheinen viele gesuchte Zusammenhänge uns selbst dann in unseren Erkenntnissen nicht weiter zu bringen, wenn sie mit einem immensen statistischen Arbeitsaufwand durchgeführt werden. Es scheint daher z. Z. müßig, darüber zu streiten, ob solche Zusammenhänge sich von oben nach unten oder von unten nach oben in der Atmosphäre durchsetzen.

I. Zusammenfassung der Ergebnisse

Aus den Ausführungen in den verschiedenen Abschnitten ergibt sich folgende Übersicht über den Stand unserer Kenntnisse über die tiefe Ionosphäre:

1. Es existieren sicher starke jahreszeitliche Gänge in der Struktur der Hochatmosphäre, die teilweise gegenüber dem Sonnenstand erheblich nachhinken.

2. Der Aufbau der tiefen Ionosphäre und vermutlich auch der Hochatmosphäre ist im Winter viel stärker veränderlich als im Sommer.

3. Für das tiefere Verständnis der Vorgänge in diesen Höhen sind unsere Kenntnisse über die dynamischen Vorgänge, insbesondere über die Meridionalen Komponenten der hochatmosphärischen Zirkulation noch zu mangelhaft.

4. Die direkten Einflüsse von korpuskularen Einbrüchen hat in mittleren Breiten keine unmittelbaren, nachhaltigen Auswirkungen erkennen lassen. In polaren Breiten scheint jedoch besonders im Winterhalbjahr eine weitgehende Zerstörung der normalen Struktur bis 70 km herab zu geschehen. Starke Störungen der normalen ionosphärischen Reflexionsbedingungen treten auch in mittleren Breiten 3 bis 7 Tage nach großen erdmagnetischen Stürmen auf.

5. Die Sonneneruptionen haben ebenfalls keine aus der Wellenausbreitung erkennbare Strukturänderung in der tiefen Ionosphäre zur Folge.

6. Die allgemeine Zirkulation der Hochatmosphäre ist noch nicht bekannt. Gesichert erscheint ein jahreszeitlicher Wechsel der Stromsysteme und das Vorhandensein polarer Komponenten im Winter.

7. Die Gezeitenbewegungen lassen sich auch in der tiefen Ionosphäre nachweisen.

8. Für einen Zusammenhang zwischen tiefer Ionosphäre und mittlerer Stratosphäre bestehen höchstens einige statistische Anhaltspunkte.

Es ist zu hoffen, daß wir durch systematische weltweite Beobachtungen im Internationalen Geophysikalischen Jahr über die hier versuchte Aufzählung einzelner Meßergebnisse hinaus zu grundsätzlichen Erkenntnissen über die Vorgänge in diesem Höhenbereich gelangen.

Literatur

- (1) Seddon, J. C.: *J. geophys. Res.* **59**, 463 (1954)
- (2) Nicolet, M.: The aeronomic problem of oxygen dissociation. *J. atm. terr. Phys.* **5**, 132—140 (1954)
- (3) Mitra, A. P.: A tentative model of the equilibrium height distribution of nitric oxide in the high atmosphere and the resulting D-layer. *J. atm. terr. Phys.* **5**, 28—43 (1954)
- (4) Pfister, W.: XI. Generalversamml. URSI Den Haag 1954.
- (5) Mitra, A. P.: The D-layer of the ionosphere. *J. geophys. Res.* **56**, 373—402 (1951)
- (6) Bracewell, R. N. and Bain, W. C.: An explanation of radio propagation at 16 kc/sec in terms of two layers below E-layer. *J. atm. terr. Phys.* **2**, 216—225 (1952)
- (7) Straker, T. W.: *Inst. Electr. Eng. Part. Mon.* **114** (1955)
- (8) Lauter, E. A.: Variationen der D-Schichtdämpfung auf 245 kHz. *Z. Meteor.* **7**, 321—330 (1953)
- (9) Bracewell, R. N. u. a.: The ionospheric propagation of low and very low frequency radio waves over distances less than 1000 km. *Proc. Inst. Electr. Eng.* **98**, Pt III, 221—236 (1951)
- (10) Ratcliffe, J. A. u. a.: *Proc. Roy. Soc. A* **171**, 188 (1939)

- (11) Lauter, E. A.: D-Schicht Beobachtungen und allgemeine Zirkulation. *Ann. Meteor.* **4**, 136—138 (1951)
- (12) Wiese, H.: Der tägliche Gang der erdmagnetischen Komponenten an ausgewählt ruhigen Tagen in Potsdam-Niemegk. *Gerlands Beitr. Geophys.* **63**, 302—317 (1954)
- (13) Appleton, E. and Piggott, W. R.: Ionospheric absorption measurements during a sunspot cycle. *J. atm. terr. Phys.* **5**, 141—172 (1954)
- (14) Dieminger, W.: Short-wave echoes from the lower ionosphere. In: *The physics of the ionosphere*. Cambridge 1954, 53—57.
- (15) Lange-Hesse, G.: Analyse beobachteter Absorptionsschwankungen elektromagnetischer Wellen in der Ionosphäre. *Naturwiss.* **39**, 297—298 (1952)
- (16) Scherhag, R.: Die explosionsartigen Stratosphären-erwärmungen des Spätwinters 1951/52. *Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 38*, 51—63 (1952)
- (17) Rawer, K.: Comparaison des résultats de mesures de l'absorption ionosphérique effectuées par deux stations européennes. *J. atm. terr. Phys.* **2**, 38—50 (1952)
- (18) Beynon, W. J. G. and Davies, K.: Simultaneous ionospheric absorption measurements at widely separated stations. *J. atm. terr. Phys.* **5**, 273—289 (1954)
- (19) Eyfrig, R.: Absorption ionosphérique extraordinaire observé en Février 1952. *Ann. Géophys.* **9**, 325—327 (1953)
- (20) Lange-Hesse, G.: 27tägige Variationen in der D-Schicht-Absorption der Ionosphäre über Singapore und Slough. *J. atm. terr. Phys.* **3**, 153—162 (1953)
- (21) Sprenger, K. u. Lauter, E. A.: Beobachtungen der tiefen Ionosphäre während der Sonnenfinsternis am 30. 6. 1954. *Gerlands Beitr. Geophys.* **64**, 284—312 (1955)
- (22) Martyn, D. F.: *Proc. Roy. Soc. A* **218**, 1 (1953)
- (23) Watts, J. M. and Brown, J. N.: Effects of ionosphere disturbances on low frequency propagation. *J. geophys. Res.* **56**, 403—408 (1951)
- (24) Lauter, E. A. u. Sprenger, K.: Nächtliche Ionisationsstörungen der tiefen Ionosphäre. *Z. Meteor.* **6**, 161—173 (1952)
- (25) Lauter, E. A.: Zur Statistik der nächtlichen abnormalen E-Schicht. *Z. Meteor.* **4**, 234—240 (1950)
- (26) Hoffmeister, C.: Die Strömungen der Atmosphäre in 120 km Höhe. *Z. Meteor.* **1**, 33—41 (1946/47)
- (27) Silberstein, R.: *Science* **118**, 759 (1953)
- (28) X. Generalversamml. URSI Sidney 1952, Commiss. III, 60.
- (29) Ratcliffe, J. A.: XI. Generalversamml. URSI Den Haag 1954.
- (30) Berg, H.: Arbeitsgem. Ionosphäre Kleinheubach 1954.
- (31) Ratcliffe, J. A.: The analysis of fading records from spaced receivers. *J. atm. terr. Phys.* **5**, 173—181 (1954)
- (32) Becker, W.: Winde und turbulente Luftströmungen in der Ionosphäre. *Arch. Meteor. Geophys. Biokl. A* **6**, 417—439 (1954)
- (33) Millman, G. H.: A study of ionospheric winds and turbulence utilizing long radio waves. *Ann. Géophys.* **8**, 365—384 (1952)
- (34) Phillips, G. J.: Measurement of winds in the ionosphere. *J. atm. terr. Phys.* **2**, 141—154 (1952)
- (35) Greenhow, J. S.: Systematic wind measurements at altitudes of 80—100 km using radio echoes of meteor trails. *Philos. Mag.* **45**, 471—490 (1954)
- (36) Deb. S.: Winds in the ionospheric regions. *J. atm. terr. Phys.* **4**, 28—43 (1953)
- (37) Kellog, W. W. and Schilling, G. F.: A proposed model of the circulation in the upper stratosphere. *J. Meteor.* **8**, 222—230 (1951)
- (38) Bericht Australien No. 284. XI. Generalversamml. URSI Den Haag 1954.
- (39) Nat. Bur. Stand. X. Generalversamml. URSI Sidney 1952.
- (40) Wiese, H.: Anomalien des täglichen Ganges im Erdmagnetismus und ihr Zusammenhang mit den Windströmungen der tiefen Ionosphäre. *Z. Meteor.* **5**, 373—377 (1951)
- (41) Greenhow, J. S.: A radio echo method for the investigation of atmospheric winds at altitudes of 80 to 100 km. *J. atm. terr. Phys.* **2**, 282—291 (1952)
- (42) Salzberg, C. D. and Greenstone, R.: Systematic ionospheric winds. *J. geophys. Res.* **56**, 521—533 (1951)
- (43) Isted, G. A.: *Marconi Rev.* **17**, 37 (1954)
- (44) Beynon, W. J. G. and Brown, G. M.: Ionospheric and meteorological changes in the period January — April 1949. *Comm. mixte de l'Ionosphère, C. R. deuxième Réunion Bruxelles 1950*, 175—181.
- (45) Falckenberg, G. u. Lauter, E.: Die Ionisation der Stratosphäre über troposphärischen Hoch- und Tiefdruck-Gebieten. *Z. Meteor.* **3**, 136—140 (1949)
- (46) Commission pour l'Etude des relations entre les phénomènes solaires et terrestres. Paris 1950.

Über die gezeitenartigen Schwingungen der Erdatmosphäre

von Manfred Siebert

(mit 3 Abbildungen im Text)

Unter den Vorgängen der dynamischen Meteorologie zeichnen sich die gezeitenartigen Schwingungen durch ihr regelmäßiges und zugleich planetarisches Auftreten aus. Sie sind dadurch zu einem beliebigen Objekt für theoretische Studien geworden. Allerdings handelt es sich hier um so kleine Druckvariationen, daß diese — mit Ausnahme der halbtägigen Luftdruckschwankung an äquatorialen Stationen — der Beobachtung nicht unmittelbar zugänglich sind, sondern erst durch harmonische Analyse aus dem mittleren täglichen Gang des Luftdrucks gewonnen werden müssen. Dazu sind oft lange Beobachtungsreihen erforderlich. Aus diesem Grunde kennt man die atmosphärischen Gezeiten nur am Erdboden genauer, obschon die gesamte Atmosphäre von diesen Schwingungen erfaßt wird.

Unter den durch harmonische Analyse für eine Vielzahl von Stationen gefundenen Druckvariationen zeigen vor allem mehrere halb- und dritteltägige Variationen jene zeitliche und geographische Regelmäßigkeit, die ihre Darstellung als planetarische Druckwellen möglich macht. Es sind dies: Die bekannte halbtägige wandernde solare Druckwelle W_2^2 mit 1,5 mbar; eine halbtägige stehende solare Druckwelle Z_2 mit 0,1 mbar; zwei dritteltägige wandernde solare Druckwellen W_3^3 mit 0,05 mbar und W_4^3 mit 0,2 mbar, von denen W_4^3 durch eine charakteristische Phasenumkehr zwischen Nord- und Südhalbkugel und zwischen Sommer und Winter auf derselben Halbkugel auffällt; und schließlich eine halbtägige wandernde lunare Druckwelle L_2^2 mit 0,1 mbar. Die angegebenen mbar-Werte sollen nur einen groben Überblick vermitteln. Sie geben etwa die Größe an, die die (noch breitenabhängigen) Amplituden der genannten Druckwellen am Boden maximal erreichen. Die Indizierung der Wellen ist so gewählt, daß bei ihrer Darstellung durch Kugelfunktionen der Hauptterm die entsprechenden Indizes erhält. Ist daher die Differenz der Indizes geradzahlig (einschließlich 0), so ist die betreffende Welle symmetrisch zum Äquator, andernfalls antisymmetrisch. Die wandernden Wellen bewegen sich westwärts und besitzen konstante Phasen in bezug auf Ortszeit. Die stehende Welle Z_2 hat dagegen eine konstante Phase in bezug auf Weltzeit.

Außer den bisher genannten treten noch weitere kleinere und weniger regelmäßige halb-, dritteltägige und vierteltägige solare Druckwellen auf, die jedoch in diesem Referat nicht näher behandelt werden sollen. Ebenso wird die zeitlich und lokal sehr unterschiedliche ganz-tägige Druckwelle aus den Betrachtungen ausgeschlossen, da sie sowohl auf Grund von Beobachtungen als auch auf Grund von theoretischen Überlegungen eine gesonderte Behandlung verlangt.

Eine repräsentative Zusammenstellung der Daten von Beobachtungsergebnissen ist von Bartels, Chapman und Kertz (1) vorgenommen worden. Insbesondere sei aber auch auf die Diskussion der Beobachtungsergebnisse durch Bartels (2), (3) und Chapman (4) verwiesen.

Von einer brauchbaren Theorie muß gefordert werden, daß sie wenigstens das Auftreten der zitierten

fünf vorherrschenden Druckwellen quantitativ erklärt. Diese Forderung ist bisher von keiner Theorie erfüllt worden. Bevor jedoch darauf näher eingegangen wird, sollen zunächst kurz die Grundlagen für eine theoretische Behandlung des vorliegenden Problems angegeben und die darauf aufbauende formale Entwicklung in ihrer neuesten Fassung skizziert und erörtert werden:

Als Bewegungsgleichungen werden die für kleine Störungen linearisierten Euler'schen Gleichungen der Hydrodynamik verwendet, bezogen auf die Erde als rotierende Kugel*):

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} - 2\omega v \cos \vartheta &= -\frac{1}{\alpha} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\frac{\partial p}{\partial \vartheta} + \varrho_0 \right) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + 2\omega u \cos \vartheta &= -\frac{1}{\alpha \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\partial p}{\partial \varphi} + \Omega \right) \\ \frac{\partial \delta p}{\partial z} &= -g \delta \varrho - \varrho_0 \frac{\partial \Omega}{\partial z} \end{aligned}$$

Die Linearisierung hat zur Folge, daß die Gleichungen etwa an der unteren Grenze der Ionosphäre aufhören gültig zu sein. Auch infolge weiterer Vernachlässigungen ist der Gültigkeitsbereich der Ausgangsgleichungen auf solche Höhen beschränkt, die noch klein gegen den Erdradius sind. Besonders hinzuweisen ist auf die Voraussetzung $w \ll u, v$ und die seit Laplace übliche Vernachlässigung der Vertikalbeschleunigung $\frac{\partial w}{\partial t}$, die nach Solberg (5) (für die Meeresgezeiten) nur für Perioden kleiner als 12 Sternstunden statthaft ist. Reibung wird nicht berücksichtigt.

Es werden weiter verwendet: Die hydrostatische Grundgleichung

$$\frac{dp_0}{dz} = -g \varrho_0(z)$$

die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{D\varrho}{Dt} + \varrho_0 \chi = 0$$

mit

$$\chi = \frac{1}{\alpha \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (u \sin \vartheta) + \frac{1}{\alpha \sin \vartheta} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

das ideale Gasgesetz

$$\frac{p}{\varrho} = \frac{RT}{M}$$

und der erste Hauptsatz der Thermodynamik

$$\frac{Dp}{Dt} = \kappa g H \frac{D\varrho}{Dt} + (\kappa - 1) \varrho_0 J$$

hier in einer bereits auf das zu behandelnde Problem zugeschnittenen Fassung angegeben. Die Zustandsänderungen beim Fehlen einer äußeren Wärmezufuhr ($J = 0$) werden adiabatisch angesetzt. Die Tatsache, daß das Gezeitenpotential Ω und die Funktion J der thermischen Erregung an ganz verschiedenen Stellen in den Ausgangsgleichungen auftreten, zeigt, daß es sich hierbei

*) Ein Verzeichnis der verwendeten Symbole befindet sich am Schluß des Referates.

auch um ihrem Wesen nach verschiedene Arten der Erregung handelt.

Wie P e k e r i s (6) gezeigt hat, läßt sich aus dem vorstehenden Gleichungssystem eine partielle Differentialgleichung für χ herleiten, die durch einen Separationsansatz in gewöhnliche Differentialgleichungen aufgespalten werden kann. Man erhält dabei die L a p l a c e sche Gezeitengleichung

$$\frac{d}{d\mu} \left(\frac{1-\mu^2}{f^2-\mu^2} \frac{d\Theta_n}{d\mu} \right) - \frac{1}{f^2-\mu^2} \left(\frac{s}{f} \cdot \frac{f^2+\mu^2}{f^2-\mu^2} + \frac{s^2}{1-\mu^2} \right) \Theta_n(\mu) + \frac{4\alpha^2\omega^2}{g h_n} \Theta_n(\mu) = 0$$

nach deren Lösungen die gesuchten Größen entwickelt werden können. Für diese Lösungsfunktionen $\Theta_n(\vartheta, \sigma, s)$, die für jeweils festgehaltene Parameter σ und s ein orthogonales Funktionensystem bilden, schlage ich die Bezeichnung „H o u g h sche Funktionen“ vor, da der englische Gezeitentheoretiker S. S. H o u g h (7) u. a. als erster die Methode der Darstellung dieser Funktionen mittels Kugelfunktionen angegeben hat. Ihre Bedeutung bei der Behandlung der atmosphärischen Gezeiten entspricht der Bedeutung der trigonometrischen Funktionen bei der Behandlung der schwingenden Saite. Folgende Beispiele zeigen die Entwicklung nach H o u g h schen Funktionen beim Separationsansatz:

$$\chi = \sum_n \chi_n(z) \Theta_n(\vartheta, \sigma, s) e^{i(\sigma t + s\varphi)}$$

$$\delta p = \sum_n \delta p_n(z) \Theta_n(\vartheta, \sigma, s) e^{i(\sigma t + s\varphi)}$$

usw.; n und s sind ganzzahlig.

Bei den hier interessierenden Druckwellen überwiegt in diesen Reihen jeweils ein Term beträchtlich, durch den damit das Verhalten der entsprechenden Welle weitgehend bestimmt wird. Einen Ausdruck der Form

$$\delta p_n(z) \Theta_n(\vartheta, \sigma, s) e^{i(\sigma t + s\varphi)}$$

bezeichne ich als Wellentyp.

Es erweist sich als vorteilhaft, in der ebenfalls bei der Separation entstehenden Differentialgleichung der Höhenabhängigkeit von χ_n an Stelle von χ_n und z die Größen y_n und x durch folgende (von W i l k e s (8) für $J_n = 0$ verwendete) Transformation einzuführen:

$$y_n(x) e^{\frac{1}{2}x} = \chi_n(z) - \frac{(x-1) J_n(z)}{x g H(z)}, \quad x = \int_0^z \frac{d\xi}{H(\xi)}$$

Dadurch wird eine formale Vereinfachung erreicht, die sich insbesondere im Falle der thermischen Erregung günstig auswirkt. Entscheidend für die Ergebnisse einer Theorie der gezeitenartigen Luftschwingungen, die sich auf den hier vorgetragenen Formalismus stützt, ist nun die Bestimmung von y_n aus:

$$\frac{d^2 y_n}{dx^2} + \left[\left(\frac{x-1}{x} H(x) + \frac{dH}{dx} \right) \frac{1}{h_n} - \frac{1}{4} \right] y_n(x) = \frac{(x-1) J_n(x)}{x^2 g h_n} e^{-\frac{1}{2}x}$$

In dieser Differentialgleichung tritt als wichtige Größe die vertikale Temperaturverteilung in der Erdatmosphäre auf, enthalten in H , ferner die Art und Größe der thermischen Erregung in Abhängigkeit von der Höhe. Ist y_n unter Beachtung der noch zu besprechenden Randbedingungen gefunden, so sind damit auch die allein noch unbekanntenen höhenabhängigen Amplituden in den Entwicklungen nach H o u g h schen Funktionen bestimmbar, wie die Beispiele für δp_n und w_n zeigen:

$$\delta p_n(x) = \frac{p_0(0)}{H(x)} \left[-\frac{e^{-x}}{g} \Omega_n(x) + \frac{x h_n}{i\sigma} e^{-\frac{1}{2}x} \left(\frac{dy_n}{dx} - \frac{1}{2} y_n(x) \right) \right]$$

$$w_n(x) = -\frac{i\sigma}{g} \Omega_n(x) + x h_n e^{\frac{1}{2}x} \left[\frac{dy_n}{dx} + \left(\frac{H(x)}{h_n} - \frac{1}{2} \right) y_n(x) \right]$$

Als Randbedingung am Boden wird das Verschwinden der Vertikalkomponente der Geschwindigkeit angesetzt: $w_n(0) = 0$. Wäre diese Bedingung nicht erfüllt, so würde dies das Vorhandensein einer einheitlichen gezeitenartigen Bewegung des gesamten festen und flüssigen Untergrundes bedeuten, was eine Erregung gleichartiger Schwingungen der Atmosphäre zur Folge hätte. Die mit $w_n(0) = 0$ gewonnenen günstigen Ergebnisse lassen den Schluß zu, daß diese dritte Art der Erregung für die genannten Druckwellen keine entscheidende Rolle spielt. Als Randbedingung für die obere Grenze der Atmosphäre ($x \rightarrow \infty$) hat sich in den letzten Jahren eine von W i l k e s (8) eingeführte Bedingung immer mehr eingebürgert, nach der im Bereich der hohen Atmosphäre mit den betrachteten Schwingungen ein vertikal nach oben erfolgender Energiefluß verbunden sein soll. Ich halte diese Bedingung für nicht vereinbar mit den bei der Aufstellung der Ausgangsgleichungen zugrunde gelegten Voraussetzungen und mit weiteren im Verlauf der Rechnung gemachten Annahmen. In dem durch die Gleichungen beschriebenen Modellvorgang wird der Atmosphäre im Mittel an keiner Stelle Energie zugeführt (reibungslose periodische Bewegung im Felde der Potentialkraft: $-\text{grad } \Omega$, periodische Zufuhr und Abgabe von Wärme mit zeitunabhängiger Amplitude: $\int_n^t = 0$). Daher kann bei der Annahme permanent auftretender Schwingungen nicht einseitig Energie in die hohe Atmosphäre abfließen. Es lassen sich daraus auch sofort Unstimmigkeiten herleiten. Eine von ihnen zeigt Abb. 1.

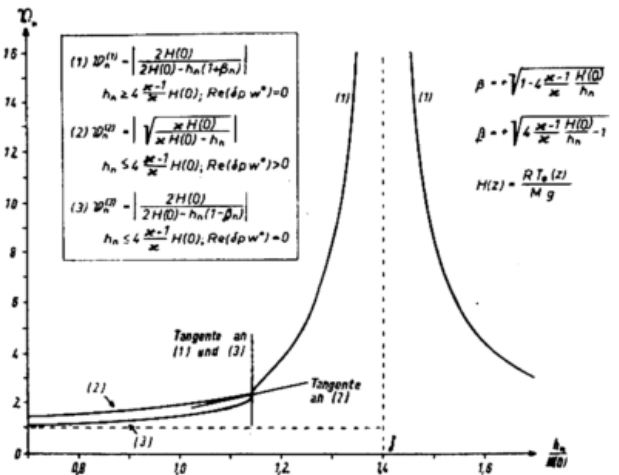


Abb. 1

Resonanzkurve einer isotherm geschichteten Atmosphäre bei gravitationsbedingter Erregung mit verschiedenen Randbedingungen im Bereich $h_n < 4 \frac{x-1}{x} H$: Zweig (2) mit und Zweig (3) ohne Energiefluß für $x \rightarrow \infty$

Hierbei handelt es sich um die Resonanzkurve einer isotherm geschichteten Atmosphäre ($H = \text{const}$) für Schwingungen, die durch gravitationsbedingte Gezeitenkräfte erregt werden. Während die den Zweigen (1) der Resonanzkurve zugrunde liegende und allein mögliche Lösung für $y_n(x)$ unter keinen Umständen auf einen vertikalen Energiefluß führt, sind für $h_n < 4 \frac{x-1}{x} H$ Lösungen mit und ohne Energiefluß möglich. Mit der Lösung von W i l k e s ergibt sich der Zweig (2), mit der von mir verwendeten Randbedingung der Zweig (3). Letzterer schließt sich glatt an (1) an, während (2) einen Knick in der Resonanzkurve verursacht. Dem Modellvorgang angepaßt ist somit die Forderung, daß im Mittel über eine Periode kein vertikaler Energiefluß auftritt. Erwähnt sei in diesem Zusammenhang noch, daß sich auch je nach der Wahl der Randbedingung unterschiedliche Phasenbeziehungen zwischen Störung und

Erregung ergeben, was nur durch einen ganz unwahrscheinlich starken Einfluß der hohen Atmosphäre auf die Druckvariationen am Erdboden gedeutet werden könnte. Die tiefere Ursache der hier aufgezeigten Unstimmigkeiten, die im Rahmen dieses Referates nur angedeutet werden können, scheint mir im Auftreten von Modellfehlern zu liegen. Diese entstehen dadurch, daß mit nach oben unendlich ausgedehnten Modellatmosphären gerechnet wird, während die Ausgangsgleichungen nur in einem beschränkten Bereich gültig sind, wie bereits ausgeführt wurde. So erklärt sich auch das für kleine h_n eintretende Versagen der sonst gut brauchbaren Randbedingung, wonach der Inhalt an kinetischer Energie in einer vertikalen Säule vom Einheitsquerschnitt endlich bleiben muß. In Anbetracht einer teilweise bedenkenlosen Überforderung des Formalismus halte ich den Hinweis auf die Beachtung von Modellfehlern und deren Folgen für nicht unwichtig.

Die Einbeziehung der Ionosphäre in den Gültigkeitsbereich der Ausgangsgleichungen führt bereits auf eine nichtlineare Theorie, abgesehen von den sonst noch zu berücksichtigenden veränderten physikalischen Bedingungen.

Einer kurzen Erläuterung bedarf noch die Separationskonstante h_n , die bereits in der Theorie der Meereszeiten (Laplace'sche Gezeitengleichung) auftritt und dort die Meerestiefe angibt, bei der ein Wellentyp bestimmter Periode als Eigenschwingung auftritt. In der Theorie der atmosphärischen Gezeiten gehört zu jedem Wellentyp einer erzwungenen oder freien Schwingung ein h_n , das im Zusammenhang mit dem angesetzten Atmosphärenmodell die Resonanz des betrachteten Wellentyps bereits eindeutig festlegt, während dies z. B. durch die Angabe der Periode allein nicht möglich ist. h_n wird daher bei der Darstellung der Resonanzkurven verwendet. Wegen der Verknüpfung von Eigenschwingungen eines die gesamte Erde bedeckenden Meeres mit freien oder erzwungenen Schwingungen gleicher Periode und gleicher geographischer Verteilung in der Atmosphäre wird h_n als äquivalente Tiefe bezeichnet.

Das ist in kurzer Darstellung der augenblickliche Stand des formalen Aufbaues einer Theorie der gezeitenartigen Schwingungen der Atmosphäre. Dabei ist vor allem der Einbau der thermischen Erregung, wie er hier gezeigt worden ist, erst in letzter Zeit erfolgt. Für die Anwendung des Formalismus auf die beobachteten Schwingungen ist sowohl die Kenntnis des Aufbaues der Atmosphäre erforderlich als auch die Kenntnis der Stärke und Verteilung der erregenden Kräfte. Mit einer alle Anforderungen erfüllenden (und sogar überschreitenden) Genauigkeit ist davon nur die gravitationsbedingte Erregung in Form des solaren und lunaren Gezeitenpotentials Ω bekannt. Demgegenüber kann die Funktion J der thermischen Erregung zur Zeit noch nicht anders angegeben werden, als daß das unzureichende empirische Material über die tagesperiodische Erwärmung und Abkühlung der Troposphäre durch zusätzliche Annahmen ergänzt wird. Die Bestimmung von J kann erfolgen 1. durch Messung und harmonische Analyse des täglichen Ganges der hauptsächlich in Verbindung mit Strahlung und Austausch auftretenden noch höhenabhängigen vertikalen Energiestromdichte gemäß der Beziehung

$$e_0 J_n = - \frac{\partial S_n}{\partial z}$$

und 2. durch Messung und harmonische Analyse des täglichen Ganges der Temperatur in der Troposphäre. Dabei ist die beobachtete und bereits analysierte Temperaturvariation δT_n in eine primäre Komponente τ_n und eine sekundäre Komponente $\bar{\tau}_n$ zu zerlegen, wobei τ_n mit dem eigentlichen äußeren Anlaß der Erregung zusammenhängt und daher ein Maß für J_n ist, während

$\bar{\tau}_n$ infolge der auftretenden Kompression und Expansion durch die angeregte Druckwelle selbst hervorgerufen wird. In Formeln heißt das:

$$\delta T_n(z) = \tau_n(z) + \bar{\tau}_n(z), \quad J_n(z) = \frac{i\sigma \times R}{(z-1)M} \tau_n(z)$$

Für eine quantitative Behandlung muß man also die den solaren Druckwellen entsprechenden planetarischen Temperaturwellen oder die „Wellen“ der vertikalen Energiestromdichte kennen. Leider ist diese Kenntnis sehr mangelhaft. Über die halbtägigen Temperaturwellen am Erdboden haben Haurwitz und Möller (9), (10) in letzter Zeit Untersuchungen angestellt. Mit den dritteltägigen Temperaturwellen beschäftige ich mich selbst. Je nach den Vorstellungen, die die verschiedenen Autoren über das Auftreten dieser Wellen in den verschiedenen Höhen der Troposphäre haben, ergeben sich unterschiedliche Deutungen der beobachteten Druckwellen. Dasselbe gilt für die Annahmen, die über den Aufbau der Erdatmosphäre gemacht werden. Die Problematik solcher durch die Beobachtung nicht genügend fundierter Annahmen wird deutlich bei der nun folgenden Besprechung konkreter Erklärungsversuche für das Auftreten der eingangs beschriebenen Druckwellen:

Im Mittelpunkt quantitativer theoretischer Behandlungen stand bisher fast ausschließlich die auffällige halbtägige wandernde solare Druckwelle W_2^2 und allenfalls noch ihr um eine Größenordnung kleineres lunares Gegenstück L_2^2 . Die seit Kelvin (11) (1882) bis in die Gegenwart vorherrschende Meinung über das Auftreten von W_2^2 wird durch die Resonanztheorie gegeben. Sie besagt in ihrer heutigen Fassung, daß die Erdatmosphäre zwei Resonanzstellen besitzt. Die eine von ihnen wird durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit V der beobachteten langwelligen Druckstörung beim Ausbruch des Krakatau (1883) gefordert, wobei für den Zusammenhang mit einem Eigenwert h der Erdatmosphäre für Druckstörungen mit einer mittleren Wellenlänge von 1000 km bis 7000 km in guter Näherung das Taylor'sche Theorem gilt:

$$V^2 = g h.$$

Die in diesem Zusammenhang oft zitierte Druckstörung beim Fall des Sibirischen Meteors (1908) kann wegen der mittleren Wellenlänge von etwa 40 km nicht als „lange Welle“ behandelt werden. Die zweite Resonanzstelle soll eine starke Vergrößerung von W_2^2 bewirken, wodurch verständlich würde, warum W_2^2 um ein Vielfaches größer ist als die anderen Druckwellen, obwohl z. B. der ganztägigen Welle eine stärkere thermische Erregung und der halbtägigen lunaren Welle L_2^2 eine stärkere gravitationsbedingte Erregung zugrunde liegt, als es bei W_2^2 der Fall ist. Eine erste bemerkenswerte mathematische Durchführung der Resonanztheorie (ohne Berücksichtigung der Krakataustörung) wurde von Margules (12) gegeben, wenn auch seine Ergebnisse infolge einiger vereinfachender Annahmen heute nicht mehr als stichhaltig angesehen werden können. Die Resonanztheorie in ihrer jetzigen Form stützt sich vor allem auf zwei Ergebnisse: 1. Nach Untersuchungen von Chapman (13), die allerdings noch für eine ebene Atmosphäre mit isothermer oder adiabatischer Schichtung geführt wurden, wird W_2^2 etwa zur Hälfte durch gravitationsbedingte Gezeitenkräfte und zur Hälfte thermisch erregt, wobei für die Wärmeausbreitung in der Atmosphäre der Vorgang der Scheinleitung mit konstantem Austauschkoefizienten angenommen wird. Beide Erregungsarten sind aber bei weitem zu schwach, um die beobachtete Amplitude von W_2^2 verstehen zu lassen. Vielmehr ist dazu noch eine Resonanzverstärkung erforderlich, die nach Angaben verschiedener Autoren 60- bis 100-fach sein muß, bezogen auf die

Gleichgewichtszeiten. Wilkes (14) übertrug die Chapman'sche Rechnung auf eine mit der Erde rotierende isotherme Atmosphäre und kam dabei zu dem gleichen Ergebnis. Hinweisen möchte ich jedoch darauf, daß die Deutung von W_2^2 durch ein Zusammenspiel von Gravitation und thermischer Erregung merklich schlechter wird, wenn man für die halbtägige Temperaturwelle die neuen Werte von Hurwitz und Möller heranzieht. 2. Nachdem Taylor (15), aufbauend auf Ergebnisse von Lamb (16), erstmalig zeigen konnte, daß rotierende Modellatmosphären mit mehr als einem Eigenwert existieren, gelang Pekeris (6) (1937) der Nachweis, daß im Rahmen der damaligen Kenntnis über den Aufbau der Erdatmosphäre Modellatmosphären möglich sind, die die beiden geforderten Resonanzstellen besitzen. Damit liegt eine quantitative Deutung von W_2^2 vor.

Auf Grund dieser Resultate und mit wachsender Kenntnis der vertikalen Temperaturverteilung in der Erdatmosphäre hat sich die Tendenz ergeben, immer kompliziertere Modellatmosphären anzusetzen und die numerische Auswertung mit Hilfe von Differentialanalytoren vorzunehmen. Auf diese Weise wurden Resonanzkurven für Modelle der Erdatmosphäre bei Erregung durch gravitationsbedingte Gezeitenkräfte von Wilkes (8) und von Jacchia und Kopal (17) berechnet mit der Absicht, die Aussagen der Resonanztheorie zu stützen.

Im folgenden wende ich mich der in der Literatur kaum anzutreffenden Kritik an der Resonanztheorie zu. Dem Erfolge dieser Theorie in der Deutung von W_2^2 ste-

hen nicht minder schwerwiegende Einwände gegenüber, die ich in vier Punkten zusammenfassen möchte: 1) Während die theoretische Behandlung von W_2^2 nach Chapman die genannte starke Resonanz fordert, folgt für die nur durch Gravitation verursachte lunare Druckwelle L_2^2 aus der Beobachtung eine 2- bis 3-fache Resonanzvergrößerung. Dieser Wert kann aus der Beobachtung entnommen werden, da in diesem Fall Art, Wirkung und Stärke der Erregung genau bekannt sind. Wegen ihres geringen Unterschiedes in der Periode und ihrer sonst gleichen Struktur liegen die Hauptwellentypen beider Druckwellen in der Resonanzkurve nahe zusammen. Daher muß die zur Erklärung von W_2^2 geforderte Resonanzstelle ein extrem scharfes Maximum haben, wie auch aus der Resonanzkurve von Jacchia und Kopal in Abb. 2 zu entnehmen ist. Da aber die Lage der Resonanzstelle von den jahreszeitlichen Schwankungen der meteorologischen Elemente, insbesondere der vertikalen Temperaturverteilung, beeinflusst würde, wäre ein starker jahreszeitlicher Gang gerade für W_2^2 zu erwarten. Er wird nicht beobachtet. 2) Die Amplituden der anderen beobachteten solaren Druckwellen können durch die Resonanztheorie im Zusammenhang mit der Chapman'schen Theorie der thermischen Erregung nicht erklärt werden. So müßte nach der Chapman'schen Theorie zur Erklärung der Amplitude von Z_2 eine etwa 40-fache Resonanzvergrößerung vorhanden sein, während die Resonanzmodelle nur den Faktor 2 liefern (siehe Abb. 2). Ähnliches gilt für W_3^3 und W_4^4 , wenn auch nicht ganz so kraß. 3) Beim Überschreiten einer Resonanzstelle ändert sich beim

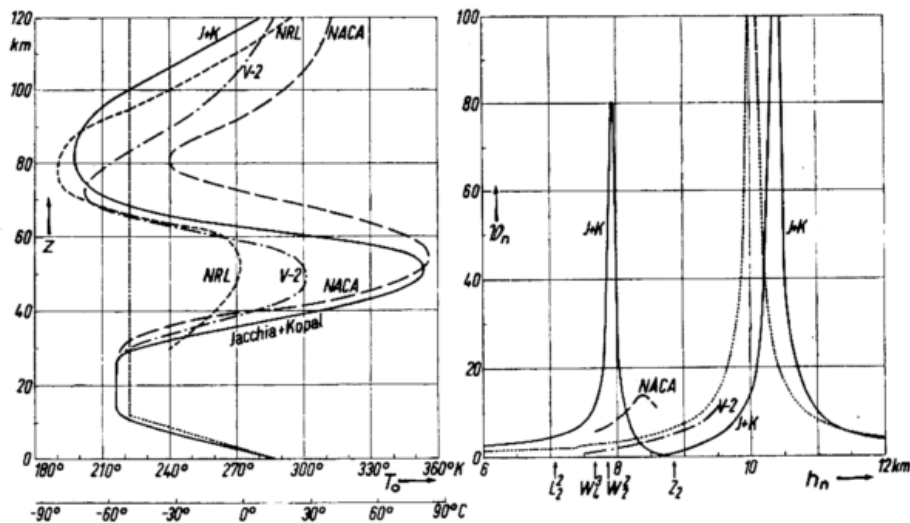


Abb. 2
Temperaturprofile für die Erdatmosphäre und für Modellatmosphären (links) und die dazugehörigen Resonanzkurven oder Bruchstücke von Resonanzkurven bei gravitationsbedingter Erregung (rechts) (mit Ausnahme der des NRL-Profiles) mit Angabe der Lage der wichtigsten Hauptwellentypen

Fehlen von Reibung die Phasendifferenz zwischen Erregung und Störung um 180° . Daher müßten z. B. W_4^4 und W_3^3 ($h_3 = 12,89$ km, rechts der zweiten Resonanzstelle) den gleichen Abstand zwischen Temperatur- und Druckwelle aufweisen. Tatsächlich sind Erregung und Störung im ersten Fall, grob gerechnet, in Gegenphase und im zweiten Fall in gleicher Phase. Ganz allgemein kann festgestellt werden, daß es nicht gelingt, alle beobachteten Phasen in die Resonanztheorie einzuordnen. 4) Als bestes mit der Beobachtung verträgliches Temperaturprofil, das zugleich den Forderungen der Resonanztheorie genügt, muß z. Z. das in Abb. 2 wiedergegebene Profil von Jacchia und Kopal (17) angesehen

werden. Zum Vergleich sind in Abb. 2 durch Raketenanstiege gewonnene (und geglättete) Temperaturverteilungen mit eingezeichnet worden, und zwar das V-2-Profil auf Grund älterer Messungen und das NRL-Profil auf Grund neuester von Newell (18) veröffentlichter Ergebnisse. Ferner ist noch das bekannte NACA-Profil mit aufgeführt worden. Die Bruchstücke der Resonanzkurven für das V-2- und das NACA-Profil stammen ebenfalls von Jacchia und Kopal.

Obwohl bei der Berechnung dieser Resonanzkurven eine Erregung durch gravitationsbedingte Gezeitenkräfte angenommen wurde und prinzipiell nur die Resonanzvergrößerungen von Wellentypen verglichen

werden können, die auf die gleiche Art erregt werden und für die noch das verwendete Atmosphärenmodell mit angegeben werden muß, so dürfen in Abb. 2 doch ohne größeren Fehler auch die solaren Wellentypen eingezeichnet werden, wenn unter thermischer Erregung nur die von Chapman behandelte Art verstanden wird. Diesbezügliche Untersuchungen haben Wilkes (14) und Hurwitz (10) durchgeführt.

Wie aus Abb. 2 ersichtlich ist, haben die durch Raketenanstiege gewonnenen Temperaturprofile in der für die Resonanzmodelle entscheidenden Höhe um 50 km ein etwa 50° bis 70° C geringeres Temperaturmaximum, als es von den Resonanzmodellen verlangt wird. Als Folge davon verschwindet die Resonanzstelle für W_2^2 vollständig, wie aus dem Stück der zum V-2-Profil gehörigen Resonanzkurve hervorgeht. Damit ist aber die Resonanztheorie nicht mehr haltbar.

Die so reduzierte Resonanzkurve unterscheidet sich nur noch geringfügig von der eines zweischichtigen Atmosphärenmodells (polytrop geschichtete Troposphäre, isotherm geschichtete Stratosphäre), das daher als bereits brauchbares Modell der Erdatmosphäre eigenen Untersuchungen zugrunde gelegt werden konnte (punktierte Linien in Abb. 2). Die nun einzige Resonanzstelle bleibt in Übereinstimmung mit der Ausbreitung der Krakataustörung, während sich für W_2^2 nur noch eine 3,3-fache Resonanzvergrößerung ergibt. Natürlich kann nun nach dem Wegfallen der Resonanz auch W_2^2 nicht mehr durch die Chapman'sche Theorie der thermischen Erregung plus Gravitationswirkung erklärt werden. Der Verzicht auf die Resonanztheorie macht damit zugleich eine neue Vorstellung über die Art der thermischen Erregung erforderlich. Ich halte daher nicht die durch Scheinleitung erfolgende Wärmeausbreitung in der bodennahen Atmosphäre, sondern eine tagesperiodische Änderung des Wärmegehaltes in der gesamten Troposphäre für den Hauptanlaß der beobachteten solaren Druckwellen. Damit werden die Variationen der Wärmestrahlung zu einer wesentlichen und unmittelbaren Ursache gezeitenartiger Luftschwingungen. Soweit aus dem noch sehr ungenügenden empirischen Material zu ersehen ist, können für eine erste Untersuchung die mit dieser Art der Erregung gekoppelten Temperaturvariationen als unabhängig von der Höhe angesetzt werden. Die primäre Temperaturvariation besteht nun aus zwei Termen, die ich, den historischen Bezeichnungen folgend, Leitungsglied und Strahlungsglied nennen möchte, ohne damit behaupten zu wollen, daß sie die mit den entsprechenden Vorgängen verknüpften Temperaturvariationen richtig wiedergeben.

$$r_n(z) = r_n^{(1)}(0) e^{-\sqrt{\frac{i\sigma}{K}} z} + r_n^{(2)}, \quad r_n^{(2)} = \text{const}$$

Wohl aber werden durch diesen Ansatz mit $|r_n^{(1)}(0)| > |r_n^{(2)}|$ in großen Zügen die Beobachtungen beschrieben, wonach in der untersten Troposphäre zunächst eine merkliche Abnahme der Amplitude und Phase auftritt, dieser Vorgang dann aber aufhört und gleichbleibenderen Temperaturgängen Platz macht (vergl. z. B. die Auswertung von Radiosondenmessungen bis 14 km Höhe durch Holzappel und Manig (19) und die von Stapf (20) analysierten Gänge an ausgewählten Gebirgsstationen). Es ist zu beachten, daß nicht die Temperaturvariationen eines bestimmten Tages interessieren, sondern mittlere Gänge, die aus einer möglichst langen Beobachtungszeit gewonnen sind. Solche Mittelwertbildungen wirken natürlich auch vereinfachend.

Das Aussehen einer Resonanzkurve für ein zweischichtiges Atmosphärenmodell bei thermischer Erregung durch das Strahlungsglied zeigt Abb. 3 (unten). Zum Vergleich ist die Resonanzkurve des gleichen

Atmosphärenmodells für den Fall der Erregung durch gravitationsbedingte Gezeitenkräfte hinzugefügt worden (oben). In dem betrachteten Bereich treten zwischen beiden nur minimale Unterschiede auf. (Der auffallende Verlauf der Resonanzkurven bei $h_n = 7,4$ km entsteht wie in Abb. 1 nur durch den Übergang zu einer anderen Lösung y_n und hat keine physikalische Bedeutung). Die wohl wichtigste Aussage der Abb. 3 ist die, daß keiner

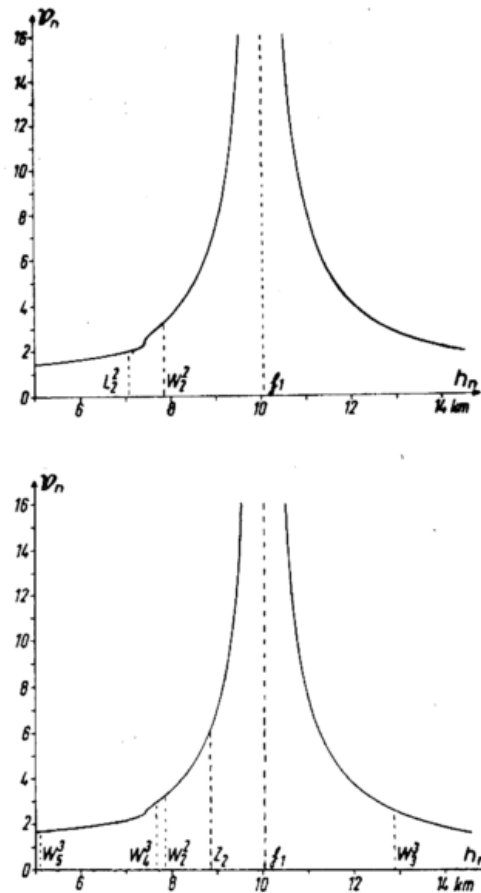


Abb. 3

Resonanzkurven eines zweischichtigen Atmosphärenmodells bei gravitationsbedingter Erregung (oben) und bei thermischer Erregung durch ein höhenunabhängiges Strahlungsglied (unten) mit Angabe der Lage der wichtigsten Hauptwellentypen

der Hauptwellentypen der hier behandelten größten und regelmäßigsten Druckwellen volle Resonanz erfährt, daß aber andererseits alle diese Hauptwellentypen in dem „erweiterten Resonanzbereich“ $h_n = (10 \pm 3)$ km liegen. Am Rande möchte ich in diesem Zusammenhang erwähnen, daß tatsächlich eine Eigenschwingung der Erdatmosphäre angeregt wird. Es ist dies die kleine vierteltägige unsymmetrische solare Druckwelle W_4^4 , deren Hauptwellentyp eine äquivalente Tiefe ganz in der Nähe der nun einzigen Resonanzstelle besitzt und die in Hinblick auf ihre außerordentlich schwache thermische Anregung infolge der Land-Wasser-Verteilung auf der Erde überhaupt erst durch Resonanz nachweisbar wird. Hinweisen möchte ich noch einmal auf die kleine Druckwelle W_3^3 , die als einzige der bisher beobachteten Druckwellen rechts von der Resonanzstelle liegt und deren Phase daher besonders interessant ist. (Die dritteltägige wandernde Druckwelle W_5^5 ist noch kleiner als W_3^3).

Die Rechnung zeigt, daß die Wirkung des Strahlungsgliedes beträchtlich größer ist als die des Leitungsgliedes, und zwar etwa um den Faktor 100 bei Annahme gleicher Amplituden am Boden ($|r_n^{(1)}(0)| = |r_n^{(2)}|$) und mit

Werten von K , wie sie bei Austauschvorgängen beobachtet werden. Dieses Ergebnis begünstigt eine Erklärung der Druckwellen auch ohne besondere Resonanzeffekte. Um aber einen stichhaltigen Beweis dieser Ansicht geben zu können, müßten die zweite und dritte Harmonische des Strahlungsgliedes in der Troposphäre bekannt sein. In Ermangelung dieser Kenntnis habe ich umgekehrt ausgerechnet, wie groß diese $r_n^{(2)}$ sein müssen, um Druckwellen der beobachteten Größe hervorrufen zu können. Für W_2^2 ergibt sich $|r_n^{(2)}| = 0,12^\circ$. Da aber die infolge Kompression und Expansion auftretende sekundäre Komponente der Temperaturvariation bei W_2^2 von gleicher Größenordnung, aber um 180° phasenverschoben ist, bleibt nach Verschwinden des Leitungsgliedes eine beobachtbare Temperaturvariation von nur wenigen 10^{-2} Grad. Sofern also eine solche minimale halbtägige Temperaturvariation nur einigermaßen konstant in Amplitude und Phase in der Troposphäre auftritt, ist die Größe der Druckamplitude von W_2^2 ohne weiteres verständlich. W_2^2 ist demnach eine rein thermisch erregte Druckwelle. Die zur Deutung der anderen Druckwellen erforderlichen Amplituden der beobachtbaren Temperaturvariationen sind z. T. von etwa gleicher Größe, z. T. noch kleiner als für W_2^2 . Auch die Phasen der Druckwellen lassen sich mit einfachen Annahmen über das Auftreten des Strahlungsgliedes theoretisch erklären. Ein weiteres Ergebnis ist das folgende: Bildet man mit dem berechneten $r_n^{(2)}$ und dem aus der Beobachtung zu entnehmenden $r_n^{(1)}$ (0) das Verhältnis der Amplitude des Leitungsgliedes am Boden zur Amplitude des Strahlungsgliedes $|r_n^{(1)}(0)| : |r_n^{(2)}|$, so ist dies zunächst für alle untersuchten Wellentypen größer als eins, wie zu erwarten war. Es ergeben sich aber darüber hinaus deutlich zwei Gruppen. Zur Gruppe der relativ größeren $|r_n^{(2)}|$ gehören gerade solche, in deren Periode und mit deren geographischer Verteilung eine Einstrahlung von außen gemäß dem harmonisch analysierten Tagesbogen der Sonne erfolgt. Die relativ kleineren $|r_n^{(2)}|$ gehören zu Temperaturwellen, die auf dem Umweg über die Modifikation der Einstrahlung in der Atmosphäre oder am Boden (z. B. durch die Land-Wasser-Verteilung auf der Erde) entstehen. Auf diese Weise lassen sich auch weitere von Haurwitz und Möller angegebene Temperaturwellen verstehen, denen keine merklichen Druckwellen entsprechen.

So deutet also vieles auf die Wärmestrahlung als unmittelbare Hauptursache der gezeitenartigen Luftschwingungen hin. Der entscheidende Unterschied zur Resonanztheorie ist dabei, daß eine umfassendere Deutung der Beobachtungsergebnisse gelingt, ohne daß dazu unwahrscheinliche Resonanzforderungen und empfindliche Resonanzmodelle herangezogen werden müssen. Für eine endgültige Bestätigung der einen oder der anderen Ansicht, wie überhaupt für ein besseres Verständnis der atmosphärischen Gezeiten und eine Verfeinerung der Theorie ist ein noch wesentlich umfangreicheres Beobachtungsmaterial erforderlich, insbesondere über Druck- und Temperaturvariationen in den verschiedenen Höhen. Bis dahin halte ich für Hauptaufgaben einer theoretischen Untersuchung die Behandlung der ganztägigen solaren Druckwelle, die Einbeziehung der Ionosphäre in den Gültigkeitsbereich der Gleichungen und die Erklärung jahreszeitlicher und regionaler Schwankungen der beobachteten Druckwellen.

Literatur

(1) Bartels, J., u. Chapman, S., u. Kertz W.: Gezeitenartige Schwingungen der Atmosphäre. In: Landolt-Börnstein: Astronomie und Geophysik Bd. III Berlin 1952, 674—685.

(2) Bartels, J.: Gezeitenschwingungen der Atmosphäre. In: Wien-Harms: Handb. Exper. Physik. 25, T. 1, 161—210 (1928)

(3) Bartels, J.: Sonnen- und mondentägige Luftdruckschwankungen. In: Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie. 5. Aufl. Leipzig 1939, 276—306.

(4) Chapman, S.: Atmospheric tides and oscillations. In: Compendium of Meteorology. Boston 1951, 510 bis 530.

(5) Solberg, H.: Über die freien Schwingungen einer homogenen Flüssigkeitsschicht auf der rotierenden Erde. I. Astrophys. Norvegica 1, 237—340 (1936)

(6) Pekeris, C. L.: Atmospheric oscillations. Proc. Roy. Soc. London A 158, 650—671 (1939)

(7) Hough, S. S.: On the application of harmonic analysis to the dynamical theory of the tides. Phil. Trans. Roy. Soc. London A 189, 201—257 (1897); 191, 139—185 (1898)

(8) Wilkes, M. V.: Oscillations of the earth's atmosphere. Cambridge 1949.

(9) Haurwitz, B. and Möller, F.: On the thermal excitation of the solar semidiurnal pressure oscillation. Sci. Rep. Univ. Dep. Meteor. Oceanogr. New York, No 6 (1953)

(10) Haurwitz, B. and Möller, F.: The semidiurnal air-temperature variation and the solar air tide. Erscheint Ende 1955 in Arch. Meteor. Geophys. Biokl. A.

(11) Kelvin (Thomson, W.): On the thermodynamic acceleration of the earth's rotation. Proc. Roy. Soc. Edinburgh 11, 396—405 (1882)

(12) Margules, M.: Über die Schwingungen periodisch erwärmter Luft. Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Wien Math. Nat. Kl. Abt. II A, 99, 204—227 (1890); Luftbewegungen in einer rotierenden Sphäroidschale, Abt. IIA, 101, 597—626 (1892); 102, 11—56, 1369—1421 (1893)

(13) Chapman, S.: The semidiurnal oscillation of the atmosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 50, 165 bis 195 (1924)

(14) Wilkes, M. V.: The thermal excitation of atmospheric oscillations. Proc. Roy. Soc. London A 207, 358—370 (1951)

(15) Taylor, G. J.: The oscillations of the atmosphere. Proc. Roy. Soc. London A 156, 318—326 (1936)

(16) Lamb, H.: On atmospheric oscillations. Proc. Roy. Soc. London A 84, 551—572 (1910)

(17) Jacchia, L. G. and Kopal, Z.: Atmospheric oscillations and the temperature profile of the upper atmosphere. J. Meteor. 9, 13—23 (1952)

(18) Newell, H. E., Jr.: Rocket data on atmospheric pressure, temperature, density, and winds. Ann. Géophys. 11, 115—144 (1955)

(19) Holzapfel, R. u. Manig, M.: Zum mittleren täglichen Gang von Temperatur und Druck in der freien Atmosphäre über Deutschland. Meteor. Rdsch. 8, 85—88 (1955)

(20) Stapf, H.: Der tägliche Luftdruck- und Temperaturgang in der freien Atmosphäre in seiner Abhängigkeit von den Jahreszeiten. Diss. Univ. Berlin 1934.

Eine ausführliche Behandlung der im vorliegenden Referat mitgeteilten Probleme und weiterer wegen der notwendigen Beschränkung der Darstellung nicht erwähnter Fragen, sowie die detaillierte Angabe des mathematischen Formalismus wird z. Z. für eine Veröffentlichung in den „Annalen der Meteorologie“ vorbereitet.

Verzeichnis

der verwendeten Symbole, sofern sie nicht bereits bei ihrer Einführung erklärt worden sind.

- α = mittlerer Erdradius
 ω = Winkelgeschwindigkeit der Erde
 g = mittlere Schwerebeschleunigung der Erde
 R = universelle Gaskonstante
 M = mittleres Molekulargewicht der Luft
 κ = Adiabatenexponent = Verhältnis der spezifischen Wärme bei konstantem Druck zur spezifischen Wärme bei konstantem Volumen
 ϑ = Poldistanz, vom Nordpol nach Süden positiv gerechnet
 φ = geographische Länge, nach Osten positiv gerechnet
 z = Höhe über der Erdoberfläche, vertikal nach oben positiv gerechnet
 u = Südkomponente der Geschwindigkeit (Nordwind)
 v = Ostkomponente der Geschwindigkeit (Westwind)
 w = Vertikalkomponente der Geschwindigkeit
 σ = Kreisfrequenz einer Schwingung
 t = Weltzeit
- h_n = äquivalente Tiefe eines Wellentyps
 b = äquivalente Tiefe einer Eigenschwingung der Atmosphäre = Eigenwert
 \mathfrak{B}_n = Resonanzvergrößerung eines Wellentyps
 Ω = auf die Masseneinheit bezogenes Potential der Gezeitenkraft: -grad Ω
 J = auf die Masseneinheit bezogene absorbierte (emittierte) Wärmemenge als Folge äußerer Wärmezufuhr (Wärmeabgabe nach außen)
 p_0 = ungestörter (statischer) Druck in der Höhe z
 δp = Druckvariation an der Stelle (z, ϑ, φ) zur Zeit t
 p = $p_0(z) + \delta p(z, \vartheta, \varphi, t)$ = Gesamtdruck
 ρ = $\rho_0(z) + \delta \rho(z, \vartheta, \varphi, t)$ = Dichte
 T = $T_0(z) + \delta T(z, \vartheta, \varphi, t)$ = Temperatur in °Kelvin
 ρ und T setzen sich zusammen wie p
 K = turbulenter Diffusionskoeffizient
 A = $\rho_0 \cdot K$ = Austauschkoeffizient
 S = Vertikalkomponente der Energiestromdichte, nach oben positiv gerechnet
 H = $\frac{RT_0}{Mg}$ = Höhe der homogenen Atmosphäre
 $\frac{D}{Dt}$ = substantieller Differentialquotient
 $f = \frac{\sigma}{2\omega}$; $\mu = \cos \vartheta$; $i = \sqrt{-1}$

Windmessungen in großen Höhen

(Methoden — Kritik — Ergebnisse)

von Hellmut Berg

(mit 11 Abbildungen und 2 Tabellen im Text und 1 Anhang)

Die regelmäßigen Aufstiege aerologischer Stationen erreichen rund 30 km Höhe. Bis zu dieser Höhe können wir von einem gesicherten Wissen um die allgemeine Zirkulation sprechen. Es stehen genügend Einzelmessungen für die Ableitung von Mittelwerten zur Verfügung. Die Diskussion ihrer Zuverlässigkeit berührt im wesentlichen Fragen wie das Vorhandensein einer Schönwetterauswahl bei optischen Visierungen; das sind Fragen, die mit Zunahme der elektrischen Peilungen mehr und mehr gegenstandslos werden.

Oberhalb 30 km Höhe werden die erreichten Höhen im aerologischen Routinebetrieb rasch seltener. Es ist daher wohl berechtigt, bei der Diskussion der Windmessungen in großen Höhen als untere Grenze des betrachteten Höhenbereiches 30 km anzusetzen. Dann stehen heute für die Ermittlung des Windvektors die in folgender Tabelle zusammengestellten Möglichkeiten zur Verfügung.

Tab. 1 Methoden der Windmessung in großen Höhen

Methoden	Höhenbereich der Anwendung	Regelmäßigkeit
A. 1. Ballone	bis 40 km	s
2. Rakete	30—100 km	s
a) mit ausgestoßenen Sprengkörpern		
b) mit Relativwindmessungen an der Rakete		
3. Schallmessungen	50 km	g
B. 4. Leuchtende Meteorstreifen	70—110 km	s
5. Rauchstreifen von Meteoren bei Tage	25—80 km	s
6. Meteorschweife mit Radar gepeilt	80—100 km	r
7. Leuchtende Nachtwolken	80 km	g
8. Leuchtstreifen	120 km	g
9. Ionosphärenstörungen	100—400 km	r
a) Impuls-Echo-Methode		
b) großer Abstand der Beobachter		
10. Radioastronomische Methode	400 km	r
11. Polarlicht	120 km	g
12. Nachthimmelsleuchten	100 km	g
C. 13. Berechnung über Temperatur- und Druckfeld		
r = regelmäßig durchführbar		
g = gelegentlich (einzelne Meßreihen)		
s = selten anwendbar		

Diese Verfahren sind hinsichtlich Regelmäßigkeit und Genauigkeit nicht gleichwertig. Wir können von vornherein unterscheiden zwischen solchen Methoden, die — genügend Mittel vorausgesetzt — jederzeit angewandt werden können und dann einen definierten Windvektor liefern, und solchen Methoden, deren Anwendbarkeit das Vorhandensein einer mit der Luftströmung driftenden Anomalie (z. B. der Dichte, der Zusammensetzung der Luft oder der Ionenkonzentration) voraussetzt. Man kann diese letzteren Methoden, die unter B in Tabelle 1 zusammengestellt sind, vergleichen mit der Ermittlung des Höhenwindes in der Troposphäre aus Wolkenzugmessungen. Allerdings sind manche der verfolgten Störungen des Normalzustandes in großen Höhen in so großer Zahl vorhanden, daß praktisch eine Ermittlung des Windvektors trotzdem sehr regelmäßig möglich ist. Hinsichtlich der jederzeit anwendbaren Methoden können andererseits die Kosten so hoch sein, daß die Anwendbarkeit doch wiederum nur auf einzelne Stichprobenmessungen beschränkt bleibt. Das gilt für Windmessungen mit Raketen, aber auch bis zu einem ge-

wissen Grade für Schallbeobachtungen. Allgemein ist der technische Aufwand für Höhenwindbestimmungen oberhalb 30 km Höhe wesentlich größer als für eine aerologische Station, die troposphärische Windmessungen durchführt; das Netz der Windmessungen ist daher für Höhen oberhalb 30 km wesentlich weitmaschiger als für die Höhe darunter.

Die Regelmäßigkeit, mit der die einzelnen Verfahren angewendet werden können und damit auch der Beitrag, den sie für die Ableitung einer allgemeinen Zirkulation liefern können, möge durch einige Zahlen beleuchtet werden. Nach den von Wiehler veröffentlichten Ergebnissen der Berliner Radiosondenaufstiege der Jahre 1951 bis 1953 (1) wurden mit neuartigem amerikanischem Ballonmaterial in rund 20% der Aufstiege (Tagaufstieg um 09h MEZ) Höhen über 10 mb (d. h. über 31 km) erreicht; über 40 km kamen nur 3 Aufstiege in 3 Jahren, das sind weniger als 0,5%. Raketen-aufstiege sind wegen der enormen Kosten selten; mehr als 50 Windprofile dürften damit bisher (Herbst 1955)

kaum gewonnen worden sein. Auch die von C r a r y eingehend behandelten Schallmessungen zur Ableitung von Höhenwinden bis 50 km Höhe können nur einzelne Stichproben geben (2). Das gesamte Beobachtungsmaterial an leuchtenden Meteorstreifen und Rauchstreifen von Meteoriten, das bis 1920 vorlag, hat K a h l k e bearbeitet (3). Ihm standen 20 Tagschweife und 74 Nachtschweife zur Verfügung, die von Gelegenheitsbeobachtungen stammen. Auch systematische Beobachtungen dürften kaum eine größere Ausbeute liefern. Für die Ableitung der Strömungsverhältnisse in 120 km Höhe hat H o f f m e i s t e r 117 systematische Beobachtungen von Leuchtstreifen der Jahre 1922 bis 1945 ausgewertet (4); die Verteilung auf die einzelnen Jahre ist recht unterschiedlich, aus dem Jahre 1940 liegen die meisten, nämlich 28, ausgewertete Beobachtungen vor, die allerdings nur 13 Tage betreffen. Man kann also mit einer maximalen Erfassung von 4% aller Tage rechnen. Leuchtende Nachtwolken sind zwar häufiger, als man früher annahm; ihre Auswertung zur Ermittlung des Windvektors beschränkt sich indessen doch auf vereinzelte Fälle. Die mehrfache Photographie derselben Meteorbahn in kurzen Zeitabständen hat in einzelnen Fällen sehr instruktive Einzelheiten über die Änderung des Windes mit der Höhe ergeben. In den Jahren 1950 bis 1953 haben W h i p p l e und seine Mitarbeiter 5 derartige Windprofile erhalten (5); sie haben weniger Bedeutung für die Ableitung der mittleren Luftversetzung als für die Gewinnung einzelner detaillierter Windprofile und damit auch für die Wertung anderer Verfahren. Zeichnet man Isophoten des Nachthimmelsleuchtens, so kann man darauf Strukturen erkennen, deren Lage sich zeitlich ändert. Unter Annahme plausibler Höhen für die Emission des Luftleuchtens hat daraus R o a c h Bewegungsvektoren abgeleitet (6). Analog hat M e i n e l photographisch Strukturverlagerungen im Nordlicht studiert (6). B o o k e r, G a r t l e i n und N i c h o l s haben Radarreflexionen an Polarlichtern untersucht (6), deren Entstehung sie auf Streuung an zahlreichen ionisierten Polarlichtstreifen zurückführen; aus ihrer Verlagerung läßt sich ebenfalls ein Bewegungsvektor ableiten. Ebenso wie bei der Verlagerung der Isophotenstrukturen des Nachthimmelslichtes ist die Deutung der Verschiebung der Polarlichtstrukturen als Effekt einer Luftströmung nicht zwingend. Mit diesem Vorbehalt könnte man sich denken, daß diese Methoden eine regelmäßige Verfolgung der Bewegungen in 100 bis 200 km Höhe gestatten würden.

Die bisher diskutierten Methoden reichen wohl aus, um in großen Zügen Gesetzmäßigkeiten einer allgemeinen Zirkulation abzuleiten. Sieht man von den beiden zuletzt besprochenen Verfahren ab, so darf man die abgeleiteten Bewegungsvektoren auch als Luftströmung deuten. Es ist indessen kaum mit Sicherheit ein Urteil darüber möglich, ob die möglichen Variationen der „Wetterlage“ in diesen Höhen genügend erfaßt worden sind, um gesicherte Mittelwerte zu erhalten. Bei einigen dieser Methoden besteht sicher eine Schönwetterauswahl derart, daß sie als optische Visierungen nur bei wolkenarmem Wetter möglich sind. Aber auch mit Radar gepeilte Ballonaufstiege sind nicht völlig frei von einer solchen Auswahl. Bei starker Luftversetzung in der unteren Troposphäre wird bis zum Erreichen größerer Höhen der Höhenwinkel des anvisierten Objektes so klein, daß eine Peilung aus diesem Grunde unmöglich werden kann. Es ist wesentlich, daß wir einige weitere Methoden zur Ermittlung von Bewegungen in großen Höhen haben, die zwar an das Auftreten von Störungen des normalen Verhaltens der Atmosphäre gebunden sind, wobei aber die Störungen in so großer Zahl auftreten, daß damit bereits ein sehr umfangreiches, schon schwer zu überblickendes Material gewonnen worden ist. Es ist dies einerseits die Verfolgung von Meteorbahnen mit Radarmethoden — der Störkörper ist hier

die von dem Meteor ionisierte Materie —, zum anderen die Verfolgung von Ionosphärenstörungen, sei es mit großräumigen Methoden oder mit der Impuls-Echo-Methode unter Verwendung nahe beieinander stehender Empfänger oder mit den Methoden der Radioastronomie. Diese Methoden haben an einer Reihe von Orten schon umfangreiche Beobachtungsreihen geliefert, deren Deutung allerdings etwas problematisch sein kann.

Bei der Verfolgung der Verlagerung von Meteorstreifen (7) handelt es sich zweifellos um die Messung einer realen Massenverlagerung, also um eine Windmessung im üblichen Sinne des Wortes, da man ja sicher annehmen darf, daß der vom Meteordurchgang ionisierte Luftkanal mit der Winde driftet. Es wird die Radialgeschwindigkeit relativ zum Beobachter und die Lage des Streifens im Raum gemessen, entweder unter Benutzung des Doppler-Effektes (kontinuierliche Emission) oder mit einer Impuls-Methode. Ist die Drift die Folge einer einheitlichen Luftströmung, so werden zwei verschiedene Streifen in verschiedenem Azimut verschiedene Radialgeschwindigkeiten ergeben. Aus ihnen läßt sich die wahre Geschwindigkeit und Richtung der Luftversetzung ermitteln. Stehen in genügend kurzer Zeit eine größere Zahl von Messungen der Radialgeschwindigkeit aus verschiedenen Azimuten zur Verfügung, läßt sich die Annahme einer einheitlichen Horizontalbewegung prüfen; die gegen den Azimutwinkel aufgetragenen Werte der Horizontalkomponente der Radialgeschwindigkeit müssen auf einer Sinuskurve liegen.

Ein reiches Beobachtungsmaterial liegt gleichfalls vor aus Messungen von Wanderungserscheinungen von Ionosphärenstörungen (8). Man kann dabei prinzipiell Methoden unterscheiden, die sich relativ entfernter Stationen bedienen, um die Verlagerung solcher Störungen zu verfolgen, und solche, bei denen die Beobachtungsstellen voneinander eine Entfernung in der Größenordnung von 100 m haben. Im ersten Falle werden großräumige, im letzteren kleindimensionierte Störungen erfaßt. M u n r o benutzte 3 weit entfernte Sender und registrierte die Echos von der F-Schicht, die an einem einzigen Punkt ankamen. Er erhielt so die virtuelle Höhe der reflektierenden Schicht an drei Punkten und konnte für die Ermittlung horizontaler Bewegungen verschiedene charakteristische Erscheinungen in den Registrierungen ausnutzen. B e y n o n und T h o m a s führten normale Aufnahmen mit variabler Frequenz (Senkrechthinzenz) an drei 180 bis 308 km voneinander entfernten Stationen durch. Die zeitlichen Verschiebungen im Auftreten von Unregelmäßigkeiten der F-Schicht (Änderungen der Höhe der Grenzfrequenz) wurden zur Ableitung von Bewegungen benutzt. Diese weiträumigen Methoden scheinen nur auf die F-Schicht anwendbar zu sein, weil in der E-Schicht ausgedehnte Unregelmäßigkeiten fehlen. Einen zusammenfassenden kritischen Überblick über diese Methoden haben B r i g g s und S p e n c e r (8) gegeben. Bewegungen der sporadischen E-Schicht hat M u n r o dadurch verfolgt, daß er die Zeiten des Auftretens und Wiederverschwindens von Reflexionen an der sporadischen E-Schicht notierte. G e r s o n hat dazu die Beobachtungen von Radioamateuren in Nordamerika herangezogen (9). Damit zwei Stationen auf der benutzten Frequenz von 50 MHz miteinander verkehren können, muß eine Reflexion an der sporadischen E-Schicht etwa in der Mitte ihrer Verbindungslinie stattfinden, d. h. an einer Stelle der Ionosphäre, die eine für die Reflexion dieser Frequenz passende Elektronenkonzentration besitzt. Bei der großen Zahl der Stationen ließen sich diese Reflexionsgebiete und ihre Schwerpunkte festlegen und ihre Bewegung verfolgen. Man muß bei der Verlagerung dieser großräumigen Ionosphärenstörungen wohl an eine reelle horizontale Massenverlagerung, also einen Wind im üblichen Sinne des Wortes denken.

Nicht ganz so überzeugend ist die Deutung der nach der Impuls-Echo-Methode erhaltenen Bewegungen als horizontale Massenverlagerung. Bei der Ermittlung der Wanderung von Ionosphärenstörungen nach dem zuerst von Krautkrämer (10), dann von Mitra (10) u. a. in längeren Meßreihen verwendeten Impuls-Echo-Verfahren wird die Reflexion einer Reihe nacheinander ausgesandter kurzer Impulse an der Ionosphäre bzw. den Ionosphärenstörungen benutzt. Die Reflexionen werden an wenigstens drei benachbarten Empfängern aufgenommen. Die als Folge der Reflexionen auftretenden Interferenzen werden als Feldstärkeschwankungen registriert. Auf den Registrierungen lassen sich einzelne durch ihre charakteristische Form identifizierbare Einzelheiten, insbesondere Maxima und Minima, erkennen. Ihre zeitliche Verschiebung auf den Registrierungen der Empfänger läßt die Ermittlung des Wanderungsvektors dieser markanten Punkte zu; der halbe Betrag wird gewöhnlich gleich dem Wanderungsvektor der die Feldstärkeschwankungen erzeugenden Ionosphärenstörungen gesetzt. Das ist geometrisch leicht einzusehen. Eine genauere Überlegung (Pütter (11), Ratcliffe (12)) zeigt, daß man mit einem einzelnen verfolgten Extremum nicht sofort den Vektor der Bewegung der Ionosphärenstörung oder der ihr entsprechenden Verteilung der Echofeldstärke am Boden erhält sondern die Verlagerung einer sogenannten „Extremallinie“ senkrecht zum Verlauf dieser innerhalb der Antennenordnung als Gerade angesehenen Extremallinie. Doch läßt sich aus einer Reihe ausgewerteter Maxima und Minima unter gewissen Annahmen auch etwas über den Wanderungsvektor der Störung selbst aussagen.

Es sei angenommen, daß die aus den mannigfachen Interferenzen infolge der Reflexion an einer völlig unregelmäßig mit Störungselementen besetzten Ionosphäre am Erdboden resultierende Intensitätsverteilung, die „Amplitudenfigur“, während der Änderung des Systems der Störungen ihre Form nicht ändert, sondern einfach eine Translation ausführt. Ob und wie weit bei den gegebenen Größenverhältnissen diese Voraussetzung erfüllt ist, darüber läßt sich von vornherein keine Aussage machen. Benutzen wir drei rechtwinklig zueinander stehende Antennen 0, A und B (bei den Kölner Messungen $0A = 0B = 90$ m), so sei t_x bzw. t_y die Zeitdifferenz zwischen dem Durchgang eines identifizierbaren Extrems an den Antennenpaaren 0 und A bzw. 0 und B. Gewöhnlich enthält eine Registrierung 5 bis 15 auswertbare Extreme, ergibt also 5 bis 15 Wertepaare t_x, t_y . Die aus einem Wertepaar abgeleitete Geschwindigkeitskomponente in Richtung 0A bzw. 0B und der zugehörige Geschwindigkeitsvektor v geben nun nicht den Geschwindigkeitsvektor für die Verlagerung der Amplitudenfigur sondern vielmehr den Verlagerungsvektor senkrecht zu einem Linienelement einer „Extremallinie“. Um zu diesem Begriff zu kommen, sei angenommen (Abb 1), daß sich die Amplitudenfigur von

links nach rechts über die Empfänger A, 0 und B hinwegbewege. Es resultiert offenbar auf der Registrierung dasselbe Bild, wie wenn die Empfänger mit der entgegengesetzten Geschwindigkeit durch die Amplitudenfigur hindurchbewegt werden. Auf dem Schirm des Empfängers A erscheint das Maximum M_1 , wenn der Empfänger A über die Stelle m_1 der Amplitudenfigur hinzieht; es erscheint das Maximum M_2 , wenn er über m_2 der Amplitudenfigur hinweggeht usw. Für den Empfänger B gilt dasselbe. Die stetige Verbindungslinie der sich entsprechenden Punkte I und II sind für die betreffende Bewegungsrichtung Extremallinien; der vollständige Verlauf dieser für die vorgegebene Amplitudenfigur und die vorgegebene Bewegungsrichtung (von links nach rechts) ist eingezeichnet. Für andere Bewegungsrichtungen (bei derselben Amplitudenfigur) gelten auch andere Extremallinien. Durch die ermittelten Zeitunterschiede t_x, t_y des Durchgangs der Extrema wird ersichtlich nur die Geschwindigkeit der Extremallinien gemessen, wobei angenommen wird, daß diese Geraden sind, die sich senkrecht zu sich selber verschieben. Diese letzte Annahme ist notwendig, da wir ja nichts über den Winkel zwischen Bewegungsrichtung der Extremallinien und ihrer Normalen wissen; man könnte vielmehr die Geschwindigkeit eines Linienelementes der Extremallinie geradezu als Geschwindigkeit in Richtung seiner Normalen definieren. Aus dem so bestimmten Geschwindigkeitsvektor läßt sich nichts aussagen über den Geschwindigkeitsvektor der Amplitudenfigur und damit der Ionosphärenstörung selbst. Nun wird ja aber nicht nur jeweils 1 Wertepaar t_x, t_y gewonnen, sondern bei einer Registrierung 5 bis 15 Wertepaare. Aus ihrer Gesamtheit läßt sich in der Tat eine Aussage über die Bewegung der Amplitudenfigur — und nicht nur über die Bewegung der Extremallinien — gewinnen. Statt mit den Geschwindigkeitsvektoren zu arbeiten, ist es zweckmäßiger, nach dem Vorgang von Pütter einen „Zeitvektor“

$$t = t_x i + t_y j$$

einzuführen. Jeder Vektor t ergibt die Verlagerung einer Extremallinie. Pütter hat nun gezeigt, daß unter den gemachten Voraussetzungen die Endpunkte der Zeitvektoren, die vom 0-Punkt eines t_x, t_y -Koordinatensystems aus angetragen werden, auf einer geraden Linie liegen müssen. Der Wanderungsvektor der gesamten Amplitudenfigur und damit auch der doppelte Vektor der Verlagerung der Ionosphärenstörung, des „Ionosphärenwindes“, ist gegeben durch das spezielle Wertepaar t_x, t_y , das durch das Lot vom Koordinatensprung auf die Gerade durch die Endpunkte der Zeitvektoren festgelegt wird.

Es brauchen nicht alle Punkte der Geraden durch die Endpunkte der Zeitvektoren sich mit gleicher Wahrscheinlichkeit aus den Registrierungen ergeben (13). Anders ausgedrückt heißt das: Es brauchen nicht alle Winkel zwischen dem Verlauf der Extremallinien und der Zugrichtung der als konstant angesehenen Amplitudenfigur gleich wahrscheinlich zu sein. Briggs und Page (14) haben hierzu Überlegungen angestellt mit dem Ergebnis, daß die Wahrscheinlichkeit, daß der Tangens des Winkels α zwischen Bewegungsrichtung der Amplitudenfigur und Verlauf eines Linienelementes einer Extremallinie zwischen $\operatorname{tg} \alpha$ und $\operatorname{tg} \alpha + d \operatorname{tg} \alpha$ liegt, gegeben ist durch

$$\Phi(\operatorname{tg} \alpha) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{\operatorname{tg}^2 \alpha}{0,74}\right)$$

Die Wahrscheinlichkeit nimmt für $\alpha = 45$ auf 1/5 des Maximalwertes bei $\alpha = 0^\circ$. Wir haben versucht, diese Wahrscheinlichkeitsfunktion empirisch dadurch zu bestimmen, daß wir ein Modell einer zufälligen regellosen Amplitudenfigur entwarfen und in ihr dann für eine bestimmte angenommene Bewegungsrichtung die Extremallinien festlegten, deren Richtung dann stück-

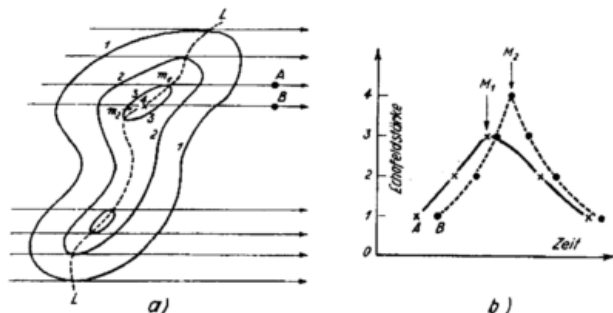


Abb. 1

Prinzip der Impuls-Echo-Methode: a) Amplitudenfigur am Erdboden, b) Registrierung der Echo-Feldstärke an den beiden Empfängern A und B. Angenommene Bewegung von links nach rechts. 1, 2, 3, 4 Isoplethen der Echo-Feldstärke bzw. entsprechende Ausschläge auf den Registrierungen, LL Extremallinie.

weise (für Linienelemente von je 1 cm Länge) ermittelt wurde. Die Gewinnung einer solchen regellosen Zufallsamplitudenfigur ist ein eigenes interessantes Problem. Man kann daran denken, dazu auf Millimeterpapier die Eckpunkte eines quadratischen Gitters mit Zufallszahlen zu besetzen. Es zeigte sich indessen, daß die nach diesem Punktfeld gezeichneten Isoplethen von dem Zeichner vorzugsweise in der Richtung der Diagonalen gezogen werden. Wie Pütter im Anhang zu unseren Ausführungen zeigt, ist zudem bei der Forderung, daß die Isoplethen durch lineare Interpolation gewonnen werden müssen, nur ein einziges Isohypsenbild, also nur eine einzige Amplitudenfigur konstruktiv möglich; die Isoplethen sind jeweils Teile von Hyperbeln, die an den Seiten der einzelnen Maschen mit unstetiger Änderung ineinander übergehen. Mit der Bewegung einer solchen Amplitudenfigur sind aber auch zugleich zwei einzig mögliche Richtungen der Extremallinien gegeben. Erhält man verschiedene Richtungen der Extremallinien

und gekrümmte Extremallinien, so kommt dies allein daher, daß der Zeichner nicht korrekt linear interpoliert hat; da alsdann zusätzlich andere Faktoren für das Zeichnen der Isoplethen eine Rolle spielen können (z. B. durch die Beschriftung der Gitterpunkte markierte horizontale und vertikale Richtung) und auch tatsächlich spielen, wurde angestrebt, wenigstens auch die zur Konstruktion verwendeten Punkte unregelmäßig festzulegen. Es wurde daher die Zufallsamplitudenfigur auf folgende Weise konstruiert: Mit Hilfe von Zufallszahlen wurde zunächst festgelegt, welche Punkte eines quadratischen Gitters als Knoten für die Zeichnung der Isoplethen benutzt werden sollten und diese unregelmäßig verteilten Punkte dann mit fortlaufenden Zufallsziffern belegt. Nach diesem Zahlenfeld wurden dann ohne weitere Festlegungen die Isoplethen entworfen. Man kann darüber streiten, ob damit tatsächlich ein Modell einer regellosen zufälligen Amplitudenfigur erhalten wird. Der in Abb. 2 mitgeteilte Ausschnitt läßt jedenfalls

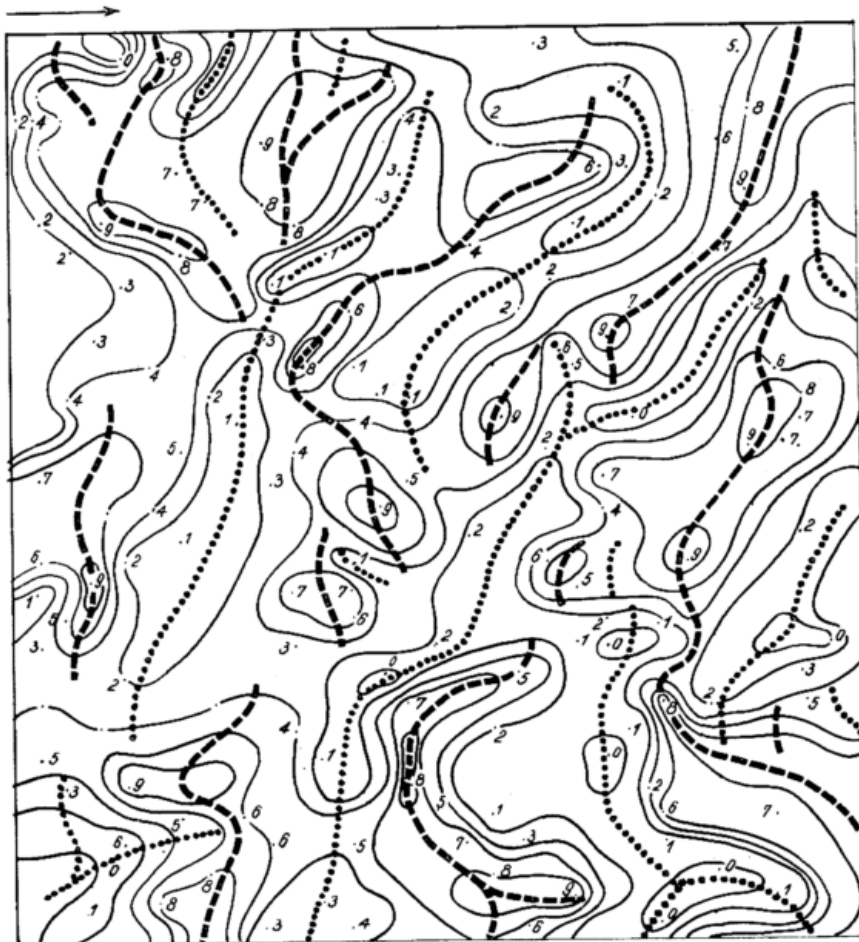


Abb. 2
„Zufalls“-Isoplethen mit Extremallinien bei Bewegung von links nach rechts. — — — Maximallinien, Minimalinien.

kaum eine Gesetzmäßigkeit in der Linienführung oder der Verteilung von Höhen und Senken erkennen. In diese Zufallsfigur wurden die Extremallinien für eine bestimmte Bewegungsrichtung eingezeichnet und ausgezählt, wie häufig je 1 cm lange Linienelemente bestimmter Richtung gegen die Bewegungsrichtung der Amplitudenfigur vorkommen. Das Ergebnis zeigt Abb. 3 Sie entspricht weitgehend den Verteilungen, die Briggs und Page gefunden haben. Es interessiert insbesondere, daß die Richtung senkrecht zur Bewegung der Amplitudenfigur dominiert. Das bedeutet, daß die Gerade durch die Endpunkte der Zeitvektoren im t_x, t_y -Koordinatensystem nicht auf ihrer ganzen Länge gleich-

mäßig durch Punkte belegt ist, sondern vor allem auf dem kleinen Abschnitt in der Umgebung des Fußpunktes des Lotes vom Koordinatenursprung auf diese Gerade.

Eine Nachprüfung des von Dr. Naumann und Dr. Pütter ausgewerteten Kölner Beobachtungsmaterials ergab, daß wohl bei einer größeren Zahl von Beobachtungsserien sich im t_x, t_y -Koordinatensystem eine in die Länge gezogene Punktswolke ergibt, daß dagegen eine Anordnung der Wertepaare t_x, t_y längs einer Geraden doch relativ selten ist. Eine größere Zahl von Registrierungen führt zu gut zentrierten kreisförmigen Punkt-

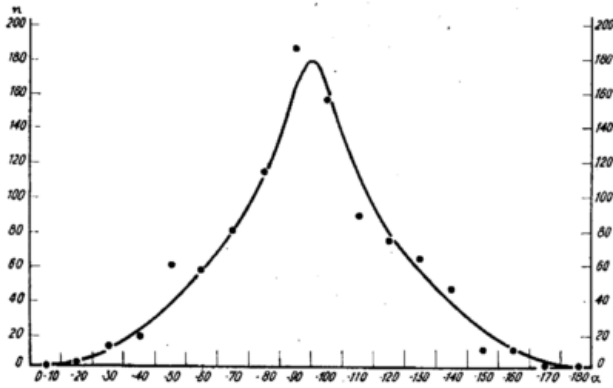


Abb. 3
Häufigkeit n der Winkel α zwischen Richtung der Extremal-
linien und der Bewegung (Auswertung einer Zufallsfigur).

wolken. Beispiele bringt Abb. 4 nach einer Arbeit von Berg (15).

Die Überlegungen, die zur Folgerung führten, daß die Endpunkte der Zeitvektoren auf einer Geraden liegen, waren recht allgemeiner Art: Es war angenommen worden, daß ein völlig regelloses System von Ionosphärenstörungen, realisiert durch eingelagerte Wolken stärkerer Ionisierung, vorhanden sei, das eine horizontale Translation vollführt. Der über das System der 3 Empfänger hinwegziehende Teil der am Boden entstehenden Amplitudenfigur soll sich während des Vorüberzuges also innerhalb einer Fläche von 90×90 m und während eines Zeitintervalls von rund 1 sec nicht ändern. Die Extremallinien sollen innerhalb des Beobachtungsgebietes als Geraden, die sich parallel zu sich selbst verschieben, angesehen werden können. Diese Voraussetzungen erscheinen plausibel und wurden anfangs auch stillschweigend gemacht. Wenn die gezogene Folgerung

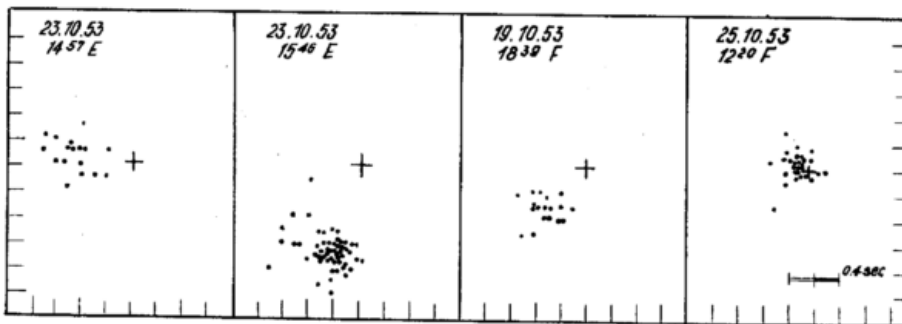


Abb. 4 a)
Beispiele für zentrierte Punktwolken im t_x, t_y -Diagramm.

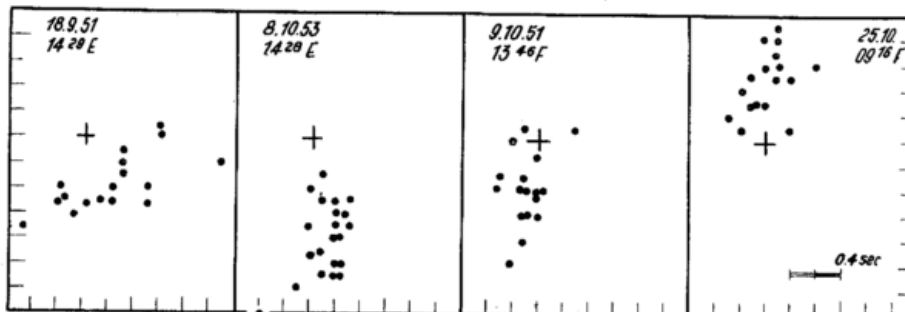


Abb. 4 b)
Beispiele für einseitig ausgedehnte, offene Punktwolken
im t_x, t_y -Diagramm.

— Endpunkte der Zeitvektoren liegen auf einer Geraden — in den Beobachtungen nicht befriedigend realisiert ist, so hat man zu klären, welche der Voraussetzungen nicht erfüllt sind. Andererseits würde das Eintreffen der Folgerung bedeuten, daß die gemachten Voraussetzungen zu Recht bestehen und damit zugleich die Verfolgung der Wanderung von Ionosphärenstörungen tatsächlich eine Möglichkeit gibt, einen Ionosphärenwind im üblichen Sinne des Wortes zu ermitteln. Denn eine Translation eines unregelmäßigen Systems von Störungen, das zu einer unregelmäßigen und unveränderlichen Amplitudenfigur führt, kann sinnvoll nur als Massenverlagerung, als Wind, verstanden werden.

Die nicht befriedigende Übereinstimmung kann darauf beruhen, daß die Voraussetzung der Unveränderlichkeit der Amplitudenfigur nicht in genügendem Maße erfüllt ist oder daß am Zustandekommen der Wanderungserscheinungen an der Erdoberfläche in erheblichem Maße Vorgänge in der Ionosphäre ursächlich be-

teiligt sind, die nicht einfach als materielle Verlagerung in horizontaler Richtung anzusehen sind. Zudem wird man annehmen müssen, daß der gerichteten Bewegung in erheblichem Maße eine ungeordnete Bewegung vergleichbar der Bögigkeit des Windes in der Troposphäre überlagert ist. Die Frage der Änderung der Amplitudenfigur am Boden während der Wanderung der Ionosphärenstörung wird in einer Arbeit von Mari-
anne Graumann angeschnitten (16). Nimmt man als einfachen Fall als Störung eine (im zweidimensionalen Falle) sinusförmige Ausbuchtung der Ionosphäre an, so resultiert daraus ein System geschlossener Interferenzmaxima und -minima, deren Zentrum auf der Verbindungslinie Sender — Fußpunkt der Ionosphärenstörung liegt. Wandert die Störung parallel zur x -Achse, so verlagert sich das Zentrum der Amplitudenfigur ebenfalls parallel zur x -Achse und bleibt auf der Verbindungslinie Sender — Störung. Bei Wahrung der Symmetrie der Interferenzen zu dieser Verbindungslinie findet also eine Drehung der Figur, zugleich eine

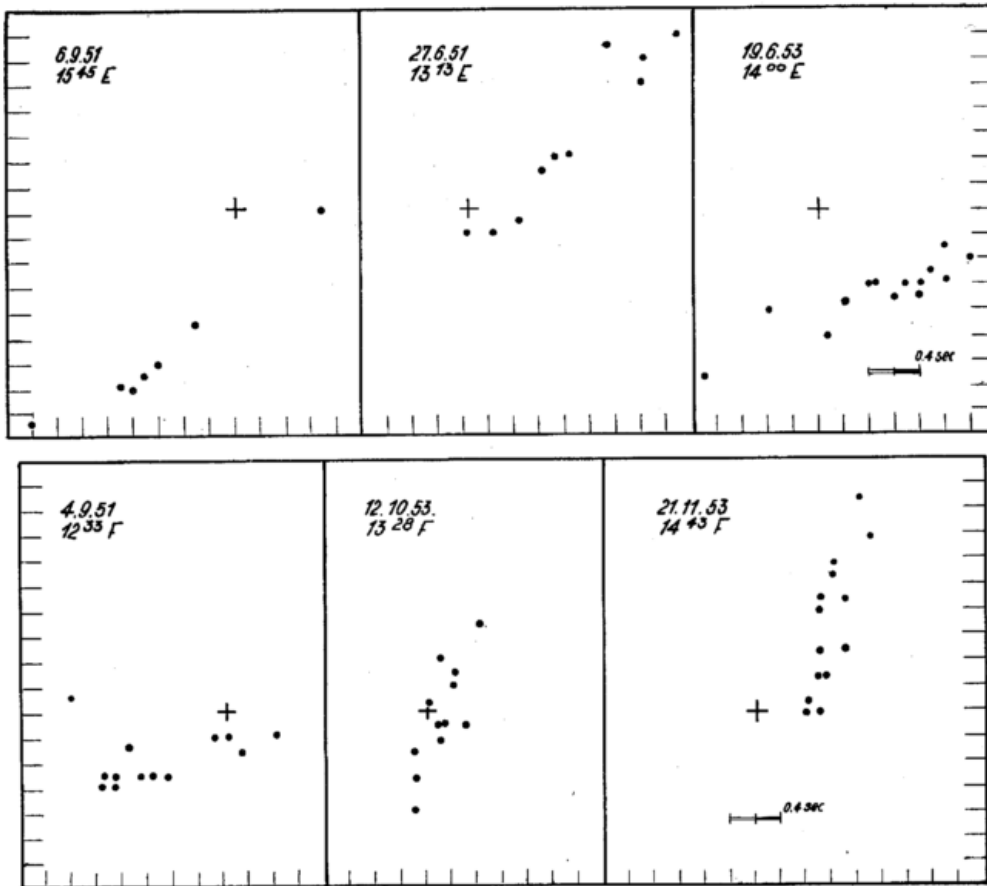


Abb. 4 c)
Beispiele für lineare Anordnung der Punkte
im t_x, t_y = Diagramm.

Art „Aufblähen“ oder „Schrumpfen“ statt. Es müßte noch im einzelnen erörtert werden, wie groß diese Änderungen der Amplitudenfigur ist, d. h. welche Bedeutung sie für die Versuchsanordnung beim Impuls-Echo-Verfahren haben kann.

Es gibt nun Registrierungen, deren Auswertung zu Ergebnissen führt, die man kaum als eine materielle horizontale Verlagerung der Störungen deuten kann. Es fiel bei der Durchsicht des Materials auf, daß eine Anzahl von Registrierungen zwar eine Anordnung der t_x, t_y auf einer Geraden ergeben, daß aber diese Gerade durch den Nullpunkt geht oder sogar nur als Halbgerade durch den Nullpunkt durch Beobachtungen belegt ist. Das würde eine unendliche Wanderungsgeschwindigkeit der Amplitudenfigur bedeuten, wobei zudem die die Gerade bestimmenden Punkte t_x, t_y völlig unsymmetrisch zum Nullpunkt und gänzlich der abgeleiteten Wahrscheinlichkeit für die Richtungen der Zeitvektoren widersprechend verteilt sind. Beispiele geben die Abb. 5. Diese Fälle sind nicht so selten, daß man sie als zufälliges Meßergebnis abtun könnte. Eine Erklärung vermögen wir nicht zu geben. Es finden sich Registrierungen mit verhältnismäßig gut ausgebildeten sinusförmigen Schwankungen, die allerdings nicht unbedingt einer sinusförmigen Schwankung der Feldstärke zu entsprechen brauchen, da weitgehend apparative Eigenschaften mitspielen. Es sei bemerkt, daß die drei Antennen parallel angeordnet waren. Es gibt Registrierungen, bei denen die „Wellen“ sehr konstant sind, wobei eine zeitliche Verschiebung auf dem Empfänger vorhanden ist. Bei anderen dagegen ändert sich die Wellenlänge, d. h. der zeitliche Abstand von Maximum zu Maximum bzw. Minimum zu Minimum, entweder monoton oder alternierend (Abb. 6). Dabei gibt es wieder Registrie-

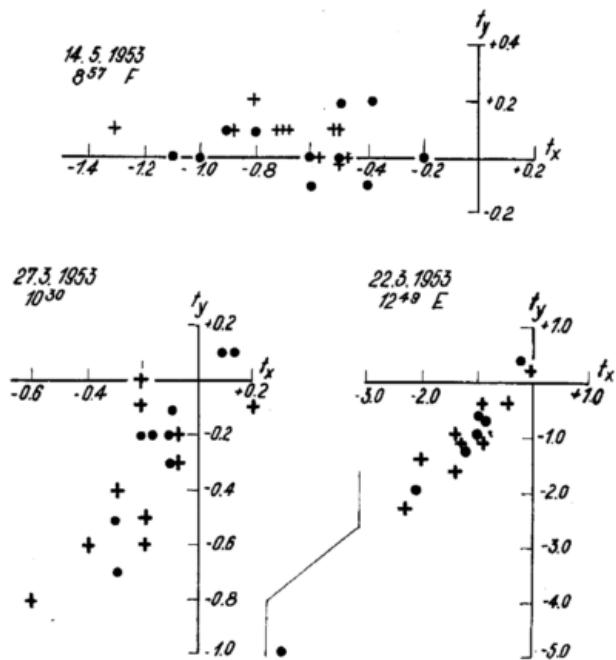


Abb. 5
Beispiele für Anordnung der Punkte im t_x, t_y = Diagramm auf einer Halbgeraden durch den O-Punkt.
● abgeleitet aus Maxima, + abgeleitet aus Minima.

rungen, bei denen die drei Empfänger abgesehen von der zeitlichen Verschiebung das gleiche Bild liefern, und andere, bei denen sich die Wellenlänge während der

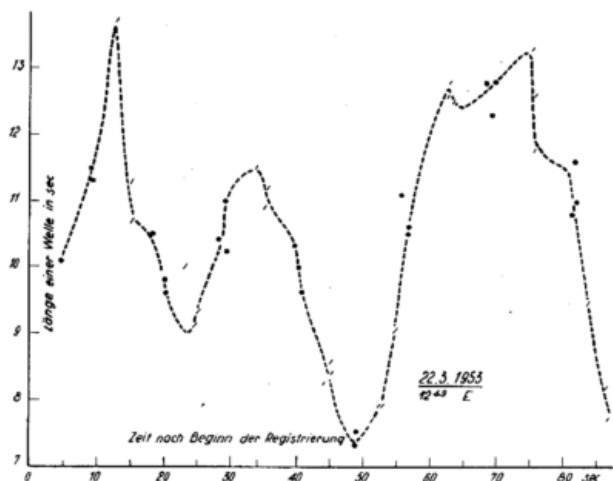


Abb. 6
Beispiel zeitlicher Änderung der Länge (in sec) regelmäßiger Wellen auf Registrierungen nach der Impuls-Echo-Methode, abgeleitet aus den Maxima (●) bzw. Minima (○) auf den drei Registrierungen.

Wanderung des Extremums von einem zum anderen Empfänger so ändert, wie dies durch die allgemeine zeitliche Änderung der Wellenlänge bedingt ist. Im ersten Falle bleiben die t_x , t_y konstant, so daß man unter Berücksichtigung der Streuung, durch Auswertungsgenauigkeiten oder Bögigkeit eine enge zentrierte Punkt- wolke erhält. Im zweiten Falle kommt es dagegen tatsächlich vor, daß die Zeitdifferenzen sich gesetzmäßig so ändern, daß die Endpunkte der Zeitvektoren (evtl. als Halbgerade) durch den Nullpunkt gehen können. Mit dieser formalen Beschreibung ist indessen noch keine Erklärung gegeben.

Als Ergebnis dieser Erörterungen der Registrier- ergebnisse muß man wohl schließen, daß an ihrem Zu- standekommen jedenfalls nicht nur horizontale Ver- lagerungen eines Systems von Ionosphärenstörungen mitspielen. Dazu paßt auch, daß die Übereinstimmung der Bewegungsvektoren aus gleichzeitig gewonnenen Registrierungen von Köln und Cambridge anscheinend nicht sehr gut ist (15). Im Gegensatz dazu steht aber die Tatsache, daß die allgemeinen Resultate entfernter Sta- tionen, auch die Ergebnisse von Köln (nach N a u m a n n (17)) und Cambridge (nach Briggs und Spencer (8)) befriedigend übereinstimmen. Das deutet doch dar- auf hin, daß bei den verschiedenen Vorgängen hori- zontale Bewegungen so stark vertreten sind, daß die aus der üblichen Auswertung (Verfolgung der Maxima und Minima der Registrierungen) abgeleiteten Mittelwerte als reelle Horizontalbewegung anzusprechen sind. Die Wahrscheinlichkeit für die verschiedenen Winkel zwi- schen Bewegung der Amplitudenfigur und Extremal- linien läßt erwarten, daß in einer Reihe von Fällen schon eine einzelne Aufnahme einen repräsentativen Wert des Bewegungsvektors liefert; in allen Fällen ist dies jedoch nicht verbürgt. Wohl aber kann man den „klimatischen“ Mittelwerten einer längeren Beobach- tungsreihe eine Realität zuschreiben.

Die Ausführungen über die Realität der „Iono- sphärenwinde“ wurden im Vergleich zur Diskussion der anderen Methoden breiter gehalten, weil die lau- fende Verfolgung der Wanderungen der Ionosphären- störungen und der Meteorstreifen die größte Ausbeute an Meßergebnissen versprechen und auch hierfür die längsten Meßreihen vorliegen. Was für die Impuls- Echo-Methode gesagt wurde, gilt in gleichem Maße auch für radioastronomische Methoden der Windmes- sung in sehr großen Höhen (18). Benutzt wird dabei die Szintillation von Radiosternen. Die unregelmäßigen Schwankungen der Intensität haben ihre Ursache in der

hohen Atmosphäre. Empfänger in 100 m Abstand zeigen fast dasselbe Bild der Fluktuationen, die Übereinstim- mung wird rasch schlechter, wenn der Abstand über 4 km anwächst (vgl. die Abbildungen bei Maxwell). Die Schwankungen kommen zustande durch Streuung der von der extraterrestrischen Quelle kommenden Strahlung an ionosphärischen Unregelmäßigkeiten in Höhen um 400 km. Stationen in Abständen einiger km zeigen geringe zeitliche Verschiebungen einzelner Struk- turen, die ihre Ursache haben in der scheinbaren Be- wegung der Quelle wegen der Rotation der Erde, in ungeordneter und geordneter Bewegung der Wolken (also in einem mehr oder weniger turbulenten Wind) und schließlich im Werden und Vergehen der Wolken zusammen mit deren Höhenänderung. Die Problematik ist also dieselbe wie bei den mit der Impuls-Echo- Methode gemessenen Daten; die Höhe, für welche die Daten gelten, ist weniger sicher als bei der Impuls- Echo-Methode.

Die Genauigkeit der Einzelmessungen der verschie- denen diskutierten Methoden ist schwer abzuschätzen. Die Unsicherheit in der Deutung der Einzelmessung bei der Impuls-Echo-Methode und bei der radioastrono- mischen Methode sind hervorgehoben worden. Bei ver- schiedenen anderen Methoden darf man nicht vergessen, daß manche anvisierte Objekte schlecht zu fixieren sind, sei es wegen ihrer Unschärfe oder wegen der Plötzlichkeit ihres Auftretens. Schallbeobachtungen und elektrisch gepeilte Meteorbahnen liefern nur die Radial- geschwindigkeit, so daß Messungen in verschiedenem Azimut zu koppeln sind, um einen für eine mehr oder weniger große Zeitspanne geltenden Mittelwert der Luftversetzung zu erhalten. Zugleich ist damit aber auch die Möglichkeit einer Abschätzung der Genauig- keit gegeben. Die Relativwindmessungen an Raketen (19) dürfen wohl keine allzu große Genauigkeit bean-

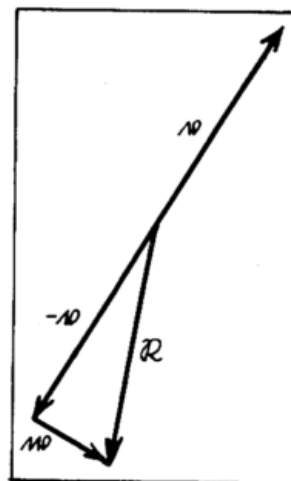


Abb. 7
Bestimmung des Windvektors w aus dem Bewegungsvektor v der Rakete und dem Relativwind R an der Rakete.

sprochen. Ist (Abb. 7) v der Geschwindigkeitsvektor der Rakete, w der Windvektor, so wird am Raketenkörper der Relativwind R gemessen. Aus R und v läßt sich umgekehrt w ermitteln. Die Messung von R erfolgt über Druckmessungen an verschiedenen Stellen des Umfangs der Rakete. Die tatsächlich auftretenden Unterschiede werden dabei als Wirkung des Relativwindes angesehen; es ist naturgemäß schwer zu entscheiden, inwieweit noch andere instrumentelle Einflüsse eine Rolle spielen. H a v e n s und S p i t z geben in einem speziellen Falle (7. August 1951) für 200 km über White Sands, New Mexico, einen Wind aus SE mit einer Geschwindigkeit von 80 ± 20 m/sec an. Für den aus Meteorpeilungen

abgeleiteten Mittelwert des Windes haben Maning, Peterson und Villard jr. eine halbempirische Formel abgeleitet (20). Ist $E(\bar{w})$ der Fehler des Mittelwertes in km/st, ferner $E(\alpha)$ der Fehler in der Richtungsangabe, so gilt:

$$E(\bar{w}) = \frac{400}{\sqrt{P}} \text{ und } E(\alpha) = \frac{400}{\bar{w} \sqrt{P}}$$

wenn P die Zahl der im Mittelwert \bar{w} vereinigten Beobachtungswerte ist.

Publikationen über Bewegungen in der hohen Atmosphäre erwecken den Eindruck, daß das physikalische Interesse am Problem noch überwiegt gegenüber dem meteorologisch-geophysikalischen. Die Beschreibung der Meßmethoden nimmt gegenüber der Diskussion der Ergebnisse einen breiten Raum ein; bei selten angewandten Methoden (Rakete, Meteorphotographie) werden Einzelergebnisse verständlicherweise stark betont. Bei der Wiedergabe der Ergebnisse längerer Beobachtungsreihen wird gewöhnlich eine summarische Häufigkeitsverteilung von Windrichtung und Windgeschwindigkeit getrennt gegeben; vektorielle Mittelwerte treten etwas zurück, obwohl sie vom meteorologischen Standpunkt aus sehr erwünscht wären. Allgemein muß der Geophysiker eine detaillierte Mitteilung der Ergebnisse in Häufigkeitsdarstellungen auch der Vektoren fordern. Für die Ableitung mittlerer Verhältnisse des Jahres oder einer Jahreszeit spielt der tägliche Gang der Bewegungen eine erhebliche Rolle. St o l o v und H a u r w i t z (6) haben darauf hingewiesen, daß es notwendig ist, individuelle Bestimmungen von Luftbewegungen zu publizieren statt Mittelwerte über alle Messungen, die stark durch einen Tagesgang beeinflusst sein können. Die Messungen nach den verschiedenen Methoden sind notgedrungen nicht gleichmäßig über alle Stunden des Tages verteilt. K a h l k e hat schon darauf hingewiesen, daß die Rauchrückstände der Meteore bei Tage eine andere Windverteilung anzeigen als die leuchtenden Bahnspuren bei Nacht. Die von Hoffmeister verfolgten Leuchtstreifen sind naturgemäß auf die Nachtstunden beschränkt; die Ergebnisse Hoffmeisters verraten aber auch dann noch einen

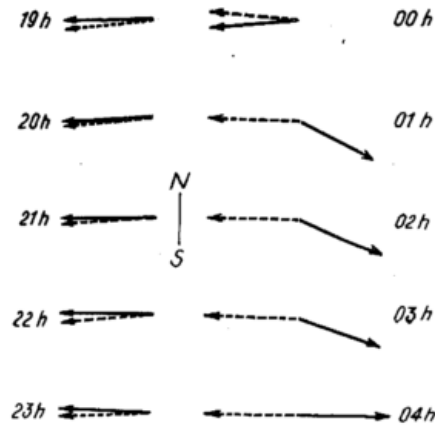


Abb. 8

Häufigste Windrichtung nach Maxwell und Dagg aus der Szintillation von Radiosternen (ausgezogen) und nach Spencer und Briggs aus Messungen nach der Impuls-Echo-Methode (F-Schicht) (gestrichelt).

Diskrepanzen. Für die Nachtstunden 19 bis 24h sind einmal dargestellt die häufigste Windrichtung, wie sie sich aus einer Darstellung von Maxwell und Dagg (18) aus radioastronomischen Beobachtungen (Fadings bei Beobachtung von Cissopeia und Cygnus, Höhe der Störungen 400 km) zum anderen die Variationen nach der Impuls-Echo-Methode (F-Schicht). Mangelnde Schärfe der Höhenzuordnung und zu geringer Umfang des Materials, aber auch Unsicherheiten in der Deutung der Erscheinungen müssen zur Erklärung der Unterschiede herangezogen werden. Man muß sich wohl von der an sich naheliegenden Vorstellung frei machen, daß die „Böigkeit“ oder Turbulenz und die unperiodischen Variationen (die Mannigfaltigkeit des „Wetters“) in großen Höhen geringer seien als in der Troposphäre. Daß die Bewegungsvorgänge in der E- und F-Schicht stark auf solare Störungen ansprechen, ist auch durch die Beobachtungen nachgewiesen. Man wird aus diesen Gründen nicht erwarten dürfen, schon aus einer geringen Zahl von Messungen gesicherte Mittelwerte zur Ableitung einer allgemeinen Zirkulation zu erhalten.

Tab. 2

Mittlere Luftversetzung (m/sec)
nach den Beobachtungen von Leuchtstreifen
(Hoffmeister) (Ganzes Jahr)

19—21	22—23	0	1	2—3	4—6 Uhr MEZ
322 ⁰ /17	329 ⁰ /16	238 ⁰ /7	238 ⁰ /27	270 ⁰ /40	311 ⁰ /35
n 18	16	17	17	21	18

Gang mit der Tageszeit (Tabelle 2). Radioastronomische Meteorbeobachtungen können zwar zu allen Tageszeiten stattfinden; aus geometrischen Gründen sind aber Meteore zur Zeit der Kulmination des Erdapex (6h morgens wahrer Zeit) häufiger als 12 Stunden danach. Beobachtungen der normalen und sporadischen E-Schicht sind praktisch auf die Tageszeit beschränkt, solche an der F-Schicht lassen auch nachts Ergebnisse erwarten.

Es muß genügen, auf diese Schwierigkeiten bei der Ableitung der mittleren Luftversetzung hinzuweisen. Tagesgänge der Bewegung sind verschiedentlich abgeleitet worden, in manchen Arbeiten sind wenigstens detaillierte Daten für einzelne aufeinander folgende Stunden der Nacht oder des Tages mitgeteilt worden. Die Resultate stimmen nicht immer gut überein, so daß St o l o v (21) zu der Feststellung gezwungen ist: „There is for the 100-km wind observations nothing like the agreement among the various methods found in the 20- to 60-km region. Even with the same method, there is often disagreement.“ Abb. 8 gibt ein Beispiel solcher

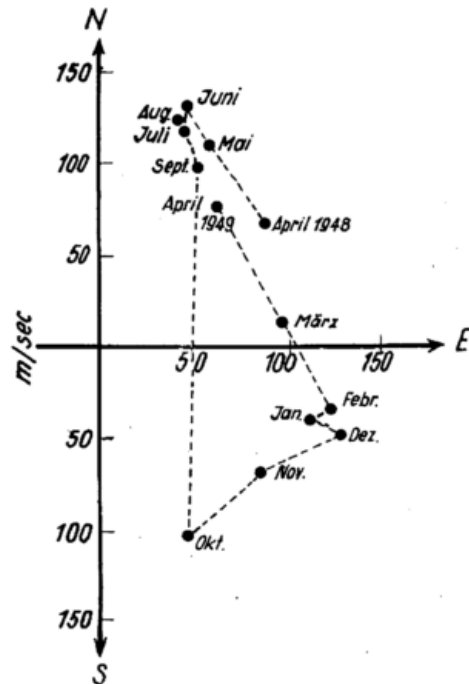


Abb. 9

Jahreszeitliche Schwankungen des Windvektors in der F-Schicht in Sidney nach Munro. (Die Richtung vom O-Punkt nach den Punkten gibt die Richtung des Vektors.)

Nach Stolov existiert ein sehr beträchtliches Gezeitenwindfeld mit Geschwindigkeiten in der Größenordnung von 50 bis 100 m/sec in 100 km Höhe. Man ersieht daraus die Notwendigkeit, eine mittlere Luftversetzung aus Beobachtungen abzuleiten, die genügend gleichmäßig über alle Stunden des Tages verteilt sind oder aber die Meßergebnisse rechnerisch von dem Gezeiteneinfluß zu befreien.

Daß eine nichttagesperiodische allgemeine Zirkulation nicht nur oberhalb 30 km, sondern auch noch oberhalb 100 km Höhe existiert, dafür sprechen die jahreszeitlichen Unterschiede, die Hoffmeister in den Bewegungen der Leuchtstreifen erhalten hat, und auch zum Beispiel die Resultate Munros aus großräumigen Beobachtungen der F-Schicht in Sidney (Abbildung 9). Die Messungen beschränken sich dabei vorwiegend auf die Tagesstunden (9 bis 16^h). Diese Hin-

weise mögen genügen; es sei auf die zusammenfassende Darstellung von Briggs und Spencer (8) verwiesen.

Die Schwierigkeiten in der Methode und der Deutung der Meßergebnisse haben schließlich dazu geführt, eine allgemeine Zirkulation in großen Höhen — d. h. den nicht gezeitenbedingten Anteil einer solchen — über das Druckfeld, d. h. unter Heranziehung auch der Temperaturmessungen, abzuleiten, wobei die vorliegenden direkten Windmessungen zunächst zur schärferen Ableitung des Druckfeldes mitbenutzt wurden. Auf diesem Weg haben zuerst Kellogg und Schilling (22) es unternommen, eine Darstellung der allgemeinen Zirkulation bis 150 km Höhe zu geben, die sie selbst nur als einen ersten Versuch werten und mit aller Vorsicht diskutieren, wobei sie insbesondere an einer Stelle die Unsicherheit der meridionalen Zirkulation in der unteren Ionosphäre hervorheben. Nach diesem Modell

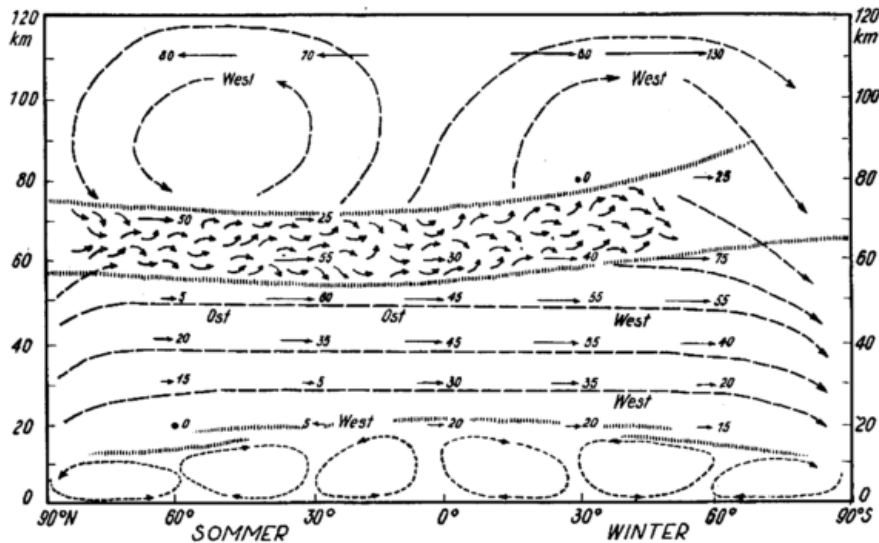


Abb. 10
Schema der allgemeinen Zirkulation bis 120 km Höhe nach Kellogg und Schillings. Die Länge der Pfeile und Zahlen geben die EW-Komponente der Geschwindigkeit in m/sec.

(Abb. 10) erfolgt eine völlige Umkehr der Zirkulation zwischen 20 und 60 km Höhe vom Sommer zum Winter. Durch eine Turbulenzzone ist davon getrennt eine ionosphärische Zirkulation oberhalb 80 km Höhe mit Westwind und polwärts gerichteter Meridionalkomponente in beiden Jahreszeiten zwischen 100 und 120 km Höhe. Die von Gerson mitgeteilten Daten (8) zeigen demgegenüber im Sommer in 110 km Höhe noch eindeutig einen Ostwind. Auch die Gegenüberstellung nach Briggs und Spencer der jahreszeitlichen Variation der EW-Komponente in Cambridge (Engl.) und Lower Hutt (Neuseeland) zeigt in den Vormittagswerten ein gegenläufiges Verhalten (Abb. 11), das nicht dafür

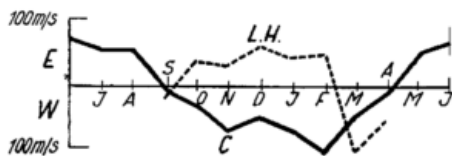


Abb. 11
Jahreszeitliche Schwankungen der EW-Komponente (E-Schicht, Mittagswerte) in Cambridge (England) und Lower Hutt (Neuseeland) nach Briggs und Spencer.

spricht, daß in der E-Schicht im Sommer und Winter dieselben Verhältnisse herrschen.

Man kann nicht sagen, daß oberhalb 100 km bereits gesicherte Vorstellungen über eine allgemeine Zirkula-

tion vorhanden sind. Die Wünsche, die der Meteorologe zu diesem Problem an die Beobachter vorweg hat, sind nach den vorstehenden Ausführungen klar: Erhebliche Vermehrung des Beobachtungsmaterials, Ausdehnung der Beobachtungen (nach verschiedenen Methoden) über alle Stunden des Tages, einheitliche ausführliche Wiedergabe der Resultate in Häufigkeitsangaben der Bewegungsvektoren in Abhängigkeit von Tages- und Jahreszeit und schließlich Klärung der physikalischen Deutung der Beobachtungsergebnisse. Ferner sollte eine schärfere Höhenfixierung angestrebt werden. Dieses Problem wird besonders in den Höhen brennend, in denen ein starker Windsprung auch im Mittel anzunehmen ist; daß eine starke Windsicherung in Einzelfällen vorhanden ist, zeigen ja eindrucksvoll die Meteoraufnahmen Whipples. Es ist zu hoffen, daß auch hier das Geophysikalische Jahr einen entscheidenden Fortschritt bringen wird.

Literatur

- (1) Wiehler, J.: Die Ergebnisse der Berliner Radiosonden-Hochaufstiege der Jahre 1951—1953. Meteor. Abh. Fr. Univ. Berlin 3, H. 1 (1955)
- (2) Crary, A. P.: Stratosphere winds and temperatures from acoustical propagation studies. J. Meteor. 7, 233—242 (1950). — Stratosphere winds and temperatures in low latitudes from acoustical propagation studies. J. Meteor. 9, 93—109 (1952)

(3) Kahlke, S.: Meteorschweife und hochatmosphärische Windströmungen. *Ann. Hydrogr.* **49**, 294—299 (1921)

(4) Hoffmeister, C.: Die Strömungen der Atmosphäre in 120 km Höhe. *Z. Meteor.* **1**, 33—41 (1946)

(5) Liller, W. and Whipple F. L.: High - altitude winds by meteor-train photography. In: *Rocket exploration of the upper atmosphere.* London 1954, 112-130.

(6) Conference on motions in the upper atmosphere. *Bull. Inform. U. G. G. I.* **3**, 299—339 (1954)

(7) Greenhow, J. S.: A radio echo method for the investigation of atmospheric winds at altitudes of 30 to 100 km. *J. atm. terr. Phys.* **2**, 282—291 (1952)
 Davies, J. G.: Meteors. *Occ. Notes Royal Astron. Soc.* **3**, No 16, 45—49 (1954)
 Greenhow, J. S.: Systematic wind measurements at altitudes of 80—100 km using radio echos of meteor trails. *Philos. Mag.* **45**, 471—490 (1954)

(8) Briggs, B. H. and Spencer, M.: Horizontal movements in the ionosphere. *Rep. Progress Phys.* **17**, 245—280 (1954) (Hier weitere Literaturangaben.)
 Dieminger, W.: Bewegungsvorgänge in der Ionosphäre. *Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 35*, 224—227 (1952)

(9) Gerson, N. C.: Sporadic E-movements. *Geofis. pura e appl.* **18**, 162—169 (1950)

(10) Krautkrämer, J.: Über Wanderungserscheinungen von Feldstärkeschwankungen bei Ionosphärenechos. *Zentrale wiss. Berichtswesen Luftfahrtforsch.* 1943. — *Arch. Elektr. Übertragung* **4**, 133 (1950)
 Mitra, S. N.: A radio method of measuring winds in the ionosphere. *Proc. Inst. Electr. Eng.* **96** (43), 441—446 (1949)
 Phillips, G. J.: Measurements of winds in the ionosphere. *J. atm. terr. Phys.* **2**, 141—154 (1952)

(11) Pütter, P. St.: Messung des Ionosphärenwindes aus der Wanderungsgeschwindigkeit eines Zustandes (z. B. Echo-Feldstärke) längs der Erdoberfläche. *The Physics of the Ionosphere. Rep. Cambridge Conf.* 1954, 191—201 (1955)

(12) Ratcliffe, J. A.: The analysis of fading records from spaced receivers. *J. atm. terr. Phys.* **5**, 173 bis 181 (1954)

(13) Berg, H.: Auswertung und Deutung von Ionosphärenwindmessungen. *Vorträge u. Berichte der gemeins. Tag. Arbeitsgem. Ionosph. Kleinheubach* 1954, 99—106.

(14) Briggs, B. H. and Page, E. S.: An empirical study of random functions which arise in the interpretation of ionospheric movements. *The Physics of the ionosphere. Rep. Cambridge Conf.* 1954, 119 bis 122 (1955)

(15) Berg, H.: Zur Deutung der Wanderung von Feldstärkeschwankungen als Ionosphärenwinde. *The Physics of the Ionosphere. Rep.* 104—112 (1955)

(16) Graumann, M.: Störungen in der Ionosphäre und ihre Wirkungen auf die Beobachtung. *Diss. Univ. Köln* 1955

(17) Naumann, F.: Strömungen in der Ionosphäre. *Diss. Univ. Köln* 1952

(18) Maxwell, A.: The scintillation of radio stars. *Occ. Notes Roy. Astron. Soc.* **3**, Nr. 16, 65—70 (1954)
 Maxwell, A. and Dagg, M.: A radio astronomical method of drift movements in the upper atmosphere. *Philos. Mag. Ser. 7*, **45**, Nr. 365, 551—569 (1954)

(19) Newell, H. E.: High altitude rocket research. New York 1953
 Havens, R. J. and Spitz, H.: Atmospheric winds at 200 km. *Trans. Amer. Geophys. Un.* **33**, 317 (1952)

(20) Maning, L. A., Peterson, A. M. and Villard, O. G. jr.: Ionospheric wind analysis by meteoric echo techniques. *J. Geophys. Res.* **59**, 47—62 (1954)

(21) Stolov, H. L.: Tidal wind fields in the atmosphere. *J. Meteor.* **12**, 117—140 (1955)

(22) Kellogg, W. W. and Schilling, G. F.: A proposed model of the circulation in the upper atmosphere. *J. Meteor.* **8**, 222—230 (1951)

Anhang: Isoplethen und Extremallinien bei linearer Interpolation eines quadratischen Gitternetzes

(P. St. Pütter)

In einem rechtwinkligen x,y-Koordinatensystem sei den 4 Punkten (0,0), (1,0), (0,1) und (1,1) eines quadratischen Gitters je ein Wert f(x, y) zugeordnet und zwar soll sein:

$$\begin{aligned} f(0,0) &= a \\ f(1,0) &= b \\ f(0,1) &= c \\ f(1,1) &= d \end{aligned}$$

Durch Interpolation soll nun f(x, y) auch außerhalb dieser Punkte definiert werden. Dazu muß eine Interpolationsvorschrift gegeben werden. Es liegt nahe, „lineare“ Interpolation zu fordern, die in folgender Weise durchgeführt werden soll:

Wir interpolieren zuerst linear parallel zur x-Achse und kommen so zu den Zwischenwerten:

$$\begin{aligned} f(x,0) &= a(1-x) + bx \\ f(x,1) &= c(1-x) + dx. \end{aligned}$$

Dann soll sich f(x, y) aus f(x,0) und f(x,1) durch lineare Interpolation parallel zur y-Achse ergeben: Wir erhalten:

$$\begin{aligned} f(x, y) &= (1-y) \cdot f(x,0) + y \cdot f(x,1) \\ &= (1-y) [a(1-x) + bx] + y [c(1-x) + dx] \\ &= a + x(-a+b) + y(-a+c) + xy[a-b-c+d] \end{aligned} \quad [1]$$

Gleichung [1] ist als Definition der Interpolation wirklich geeignet, da sie — wie man sich leicht überzeugen kann — von der Reihenfolge der Zwischenwerte unabhängig ist.

Wir legen nun durch unser Koordinatensystem eine Gerade

$$y = mx + n \quad [2]$$

und wollen untersuchen, an welcher Stelle f(x, y) beim Fortschreiten längs dieser Geraden einen Extremwert aufweist. Die Werte der Funktion f auf der Geraden haben die Form, die man durch Einsetzen von [2] in [1] erhält:

$$f(x, mx+n) = a + x(-a+b) + (mx+n)(-a+c) + x(mx+n)[a-b-c+d] \quad [3]$$

Durch Ableitung von [3] nach x erhält man:

$$\frac{d}{dx} f(x, mx+n) = -a + b + m(-a+c) + (mx+n) [\quad] + mx [\quad] \quad [4]$$

Der Extremwert von f habe die Koordinaten (x_E, y_E).

Der Wert von x_E ergibt sich als Nullstelle von [4]:

$$0 = -a + b + m(-a+c) + (mx_E + n) [\quad] + mx_E [\quad] \quad [5]$$

Wegen [2] erhalten wir dann y_E aus der Beziehung:

$$y_E = mx_E + n \quad [6]$$

Die Gleichungen [5] und [6] legen einen einzelnen Punkt (x_E, y_E) fest, wenn die Gerade (wie in Gleichung [2]) durch m und n gegeben ist. Wir interessieren uns nun dafür, wie verschiedene Punkte (x_E, y_E) relativ zueinander liegen, die durch ebenso viele verschiedene parallele Geraden festgelegt sind. Die zu [2] parallelen Geraden erhält man durch Änderung von n bei festgehaltenem m . Die gesuchte Beziehung zwischen den (x_E, y_E) , die von verschiedenen parallelen Geraden stammen, folgt aus [5] und [6] durch Elimination von n . Setzt man [6] in den dritten Summanden von [5] ein, so erhält man:

$$0 = -a + b + m(-a+c) + (y_E + mx_E) [\quad]. \quad [7]$$

Im Falle $[\quad] = 0$ geht $f(x, y)$ in die Gleichung einer Ebene über, wie aus Gleichung [1] sofort zu sehen ist. Dieser Fall ist uninteressant; wir können also annehmen $[\quad] \neq 0$ und erhalten dann aus [7]:

$$y_E = -mx_E + \frac{a-b+m(a-c)}{a-b-c+d} \quad [8]$$

Gleichung [8] sagt folgendes aus: Geben wir eine Schar paralleler Geraden mit der Richtung m vor, so liegen die zugehörigen Extrempunkte auf einer Geraden mit der Richtung $-m$.

Hat insbesondere die vorgegebene Geradenschar die Richtung $m = 0$ (Geraden parallel zur x -Achse), so hat auch die Extremallinie die Richtung $m = 0$ und verläuft also ebenfalls parallel zur x -Achse. Verläuft die Geradenschar parallel zur y -Achse, so ist $m = \infty$. Für die Extremallinie ist dann $m = -\infty$, was bedeutet, daß auch die Extremallinie parallel zur y -Achse verläuft.

Führt man eine geeignete Koordinatentransformation durch, läßt sich weiterhin leicht zeigen, daß die Linien $f(x, y) = \text{const}$ (die Niveaulinien, Isoplethen) durch eine Hyperbelschar gegeben sind.

Bemerkungen zur Meteorologie der Ionosphäre

von Karl R a w e r

(mit 1 Abbildung im Text)

Erlauben Sie mir einige Ergänzungen, im wesentlichen für die Bereiche der Ionosphäre oberhalb von 100 km Höhe.

Unsere bisherige Kenntnis dieser Gegenden ist zwar nicht so gering wie im Bereich zwischen 50 und 100 km, aber sehr einseitig. Das elektrische Verhalten der Ionosphäre ist einigermaßen bekannt: über die elektrischen Ströme können die erdmagnetischen Messungen Aufschluß geben; besonders viel Meßwerte fallen aber für die Verteilung der Elektronendichte durch die Radiomethode der Echolotung an.

Auf andere Art, vor allem durch Raketenanstiege gewonnene Informationen geben einige zusätzliche physikalische Daten, jedoch wenig über die Bewegungserscheinungen.

Das größte Reservoir an Meßwerten stellen die Radiobeobachtungen. Es gibt da bisher vier Phänomene, die mit dynamischen Vorgängen in der Hochatmosphäre zu tun haben sollten:

- 1) Die normale tägliche Variation der Verteilung der Elektronendichte wird zwar in erster Linie von der Sonnenstrahlung und den Rekombinationsprozessen, also der Photochemie, bestimmt, jedoch sind in der höheren Schicht (F2) wahrscheinlich Bewegungsvorgänge großen Stils beteiligt. Nach D. F. M a r t y n hängen diese eng mit Gezeitenbewegungen zusammen.
- 2) Horizontale Bewegungen werden meist durch Echolotung an mehreren Orten beobachtet. Das wichtigste Verfahren geht auf K r a u t k r ä m e r zurück. Prof. B e r g hat die Schwierigkeiten erläutert, die bei der Auswertung solcher Messungen bestehen. Sehen wir von diesen Schwierigkeiten einmal ab, so erfaßt die Methode Veränderungen des ionisierten Plasmas, die aber (wegen der dauernden Ionisation und Rekombination) nicht mit der Bewegung des Neutralgases notwendig übereinstimmt. Andere Methoden gehen großräumiger vor und beobachten Deformationen der Schichtunterseite, die „ripples“ genannt werden. Schließlich gibt es Beobachtungen, die ziemlich sicher die Luftbewegung (allerdings nur bis zu 100 km Höhe) geben: es sind die Radar- und Dopplerbeobachtungen von Meteoren. Hier wird die vom Meteor gebildete Ionisationssäule verfolgt, also ein streng lokalisiertes Gebilde ohne Nach-Ionisation. All diese Methoden stecken noch in den Kinderschuhen, die Auswertung hat Schwierigkeiten, die Meßwerte streuen beträchtlich. Es ist vielleicht verfrüht, Momentanbeobachtungen in jedem Fall als signifikativ anzusehen. Wir hoffen, durch Kombination mehrerer Verfahren zu gültigen Aussagen zu kommen. Was aber heute schon gesichert scheint, sind gewisse regelmäßige Gänge, die, neben Unregelmäßigkeiten, in mehreren Meßverfahren übereinstimmend erscheinen. Diese systematischen Gänge sollten doch mit Luftbewegungen übereinstimmen. Ich will die Ergebnisse (aus mittl. nördlichen Breiten) kurz skizzieren: Für die E-Schicht (etwa 110 km Reflexionshöhe) findet man einen mit halbtägiger

Periode rechtsdrehenden Windvektor von ca. 30 m/s, dazu im Sommer einen konstanten Westwind*) von ca. 50 m/s. Dieser Wind scheint über größere Gebiete ziemlich homogen zu sein. Für die F-Schicht (Reflexionshöhe 200 bis 300 km) sind die Ergebnisse weniger einheitlich. Die Geschwindigkeiten liegen oft über 100 m/s. Bei Tag scheint meist ein Westwind vorzuliegen, dazu eine halbjährlich wechselnde Nord-Süd-Komponente (?). Nachts werden mehr Ostwinde beobachtet.

- 3) Scheinbar vertikale Bewegungserscheinungen können aus bestimmten Deformationen der Echokurven erschlossen werden. Es handelt sich um sehr schnelle Vorgänge, die erst bei Kinobeobachtung mit geringer Zeitraffung als Bewegungen sichtbar werden. Als erster hat H. W. W e l l s dies gesehen, B i b l in Freiburg hat die Vorgänge dann genauer untersucht. Auf andere Art hat auch M u n r o in Australien sich mit denselben Erscheinungen befaßt.

Die Beobachtungen lassen sich wohl nur so deuten, daß die Flächen gleicher Ionisation kurzzeitig nach unten ausgebeult werden. Diese Verbeulung läuft

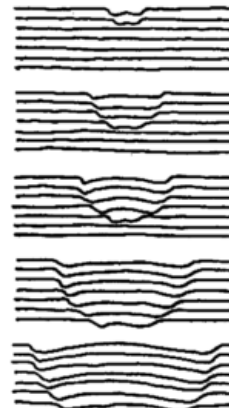


Abb. 1 Druckwelle oder fortschreitende Störung

effektiv nach unten, wie in der Abb. 1 gezeigt. Es ist nicht sicher, daß es sich um eine Störung handelt, die sich wie eine Druckwelle nach allen Seiten ausbreitet, es könnte auch ein unsymmetrischer Vorgang sein.

Wie Sie sehen, bin ich nicht überzeugt, daß es sich tatsächlich um einen vertikalen Transportvorgang handelt; ich halte das für wenig wahrscheinlich. Sicher ist aber, daß eine vertikale Komponente besteht und sie allein wird beobachtet.

Für die Erklärung der Erscheinung sind noch alle Möglichkeiten offen. Es fragt sich zunächst, ob das Neutralgas die Veränderung mitmacht oder nicht. Je nachdem kann man verschiedenste Hypothesen

*) Die Windrichtung ist hier nach meteorologischem Sprachgebrauch (woher) angegeben; die Literaturangaben über Ionosphärenwinde geben allgemein die Gegenrichtung (wohin).

versuchen; dabei muß die große Geschwindigkeit beachtet werden (sie ist ein merklicher Bruchteil der Schallgeschwindigkeit). Wir haben im ersten Fall an eine Druckwelle gedacht (siehe Abb. 1) oder an eine Machwelle (vielleicht von einem Meteor erzeugt). Im zweiten Fall hätte man eine sich ausdehnende, zusätzliche Ionisierungsursache. Man könnte an einen Einbruch von Meteorstaub denken, der durch Photoionisation das Ionisationsgleichgewicht verschieben könnte.

In jedem Falle haben wir es mit einem Ausbreitungs- oder Transport-Vorgang zu tun, der sehr rasch verläuft.

Die Erscheinung beginnt im allgemeinen hoch in der F2-Schicht und läuft nach unten, wo sie in der E-Schicht meist verschwindet. Manchmal aber bildet sich zuletzt eine dünne ionisierte Schicht im E-Niveau (eine bestimmte Sorte von Es-Schicht, „sequential Es“ genannt).

Das Phänomen ist nicht selten, es tritt bei Tag regelmäßig auf, mehrfach in einer Stunde. Bei Nacht wird es fast nie beobachtet.

- 4) Turbulenz in ionisierten Bereichen ist seit wenigen Jahren durch bestimmte Ausbreitungsbeobachtungen erfaßbar geworden. Bisher gibt diese Methode allerdings nur einen Effekt von einer tiefen Schicht (um 80 km), wobei außerdem noch die Meteorionisa-

tion mit erfaßt wird. Man beobachtet auf Ultrakurzwellen bei Entfernungen um 1500 km eine sehr schwache Streuung von einer derartigen Turbulenzzone in der D-Schicht. Es wäre interessant zu wissen, ob dieser Bereich mit der überadiabatisch geschichteten Zone unterhalb 80 km übereinstimmt, dazu reicht jedoch die bisherige Höhenbestimmung noch nicht aus.

Das ist alles, was ich Ihnen für die Meteorologie der Ionosphäre bieten kann. Ich möchte aber noch einige Wünsche an die theoretische Meteorologie anmelden. Mir scheint der Augenblick gekommen, wo man die Methoden überprüfen und die ersten Ansätze machen sollte. Drei Probleme scheinen mir wichtig:

- a) Wieweit besteht ein „Durchgriff“ zwischen den einzelnen „Stockwerken“ der Hochatmosphäre, welche Mechanismen sind dafür denkbar?
- b) Welche Anregungsmechanismen, die aus den tieferen Schichten als Ursachen von Bewegung und Wind bekannt sind, können auch in der Ionosphäre noch wirken? Ich denke z. B. an die Aufheizung von Spurengasen durch Strahlungsabsorption, so wie wir es beim Ozon haben.
- c) Welche anderen Mechanismen müssen herangezogen werden, die für die Hochatmosphäre oder die Ionosphäre typisch sind? Hier denke ich an Gezeitenbewegungen, an Plasmawirkungen und ähnliches.

Bemerkungen zur Frage der Nomenklatur der Atmosphäre

von Hermann Flohn

(mit 2 Abbildungen im Text)

Die von Flohn und Penndorf 1942 bzw. 1950 (1) vorgeschlagene Nomenklatur der Atmosphäre hat in den letzten Jahren eine sehr erhebliche Diskussion hervorgerufen, die durch einen Beschluß einer UGGI-Kommission (Chapman, Nicolet, Sutton, Mme. Vassy) in Brüssel 1951 unter dem Vorsitz von L. Kaplan (2) versuchsweise ("for trial") im Sinne des (etwas abgeänderten) Vorschlages von Chapman (3) abgeschlossen wurde. An der Diskussion beteiligten sich u. a. noch N. C. Gerson, M. Nicolet, L. Kaplan, Selvaggi und mit einem sehr beachtenswerten Vorschlag T. Kitaoka (4). Die offizielle Einteilung beschränkt den Namen der Stratosphäre auf die „iso-

therme Schicht“ oberhalb der Tropopause, die nach oben hin durch die Stratopause von einer Schicht mit erheblicher Temperaturzunahme mit der Höhe getrennt wird. Diese Schicht („warme Schicht“ nach (1)) wird mit der in etwa 50 km Höhe beginnenden Schicht mit scharfer, z. T. überdiabatischer Temperaturabnahme mit der Höhe zusammengefaßt zur Mesosphäre, die in rd. 80 km Höhe durch eine neue Inversion (Mesopause) von der darüberliegenden Thermosphäre abgegrenzt wird. Für die scharfe Schichtgrenze in etwa 50 km Höhe hatte Chapman (3) die griechisch-englische Bezeichnung Mesopeak vorgeschlagen, die jedoch ebensowenig Anklang fand, wie der Vorschlag (1) „Ozonopause“.

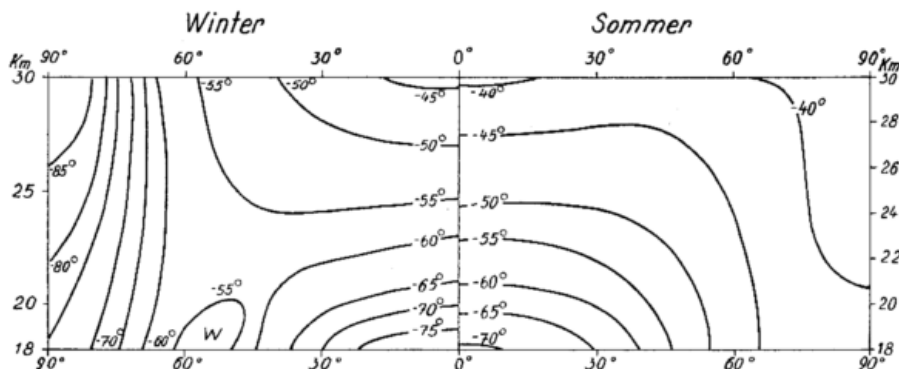


Abb. 1
Meridianschnitt der Temperatur auf der Nordhalbkugel (80° W)
nach Kochanski (4).

Nachdem wir nunmehr einen ausreichenden Überblick über die Temperaturverhältnisse in der Stratosphäre bis 30 km, in mittleren Breiten sogar bis 40 km Höhe haben, muß zu einigen Punkten dieser Vorschläge erneut Stellung genommen werden. Zunächst ist festzustellen, daß eine isotherme Schicht der Stratosphäre nur in mittleren Breiten existiert. In der Breitenzone vom Äquator bis 35–40°, die rd. 60% der Erdoberfläche umfaßt, ist in keiner der zahlreich vorliegenden Meßserien bis 35 km Höhe hinauf — vgl. Abb. 1 nach Kochanski (5) — ein Anzeichen einer Isothermie festzustellen. Vielmehr finden wir selbst bei Beschränkung auf die durch Strahlung unbeeinflussten indischen Nachtaufstiege (Abb. 2) überall eine Zunahme der Temperatur mit der Höhe um 1–4°/km. Es besteht kein Grund, die Existenz einer isothermen Schicht oberhalb 35 km anzunehmen. Vielmehr liefert die Extrapolation der von Palmer (6) angegebenen tropischen Normalwerte eine Temperatur von etwa 0° C in 50 km Höhe, wie sie heute aus verschiedenen Messungen heraus für dieses Niveau als charakteristisch angesehen wird. Die isotherme Schicht existiert auch nicht in der Polarkalotte im Winter der jeweiligen Halbkugel, wo sowohl in der Arktis wie in der Antarktis oberhalb der Tropopause die Temperatur mit 1–2°/km mit der Höhe abnimmt, wobei jedoch Meßwerte oberhalb 20 km bisher kaum vorliegen. Aus physikalischen Gründen ist anzunehmen, daß diese Abnahme der Temperatur sich nach oben fortsetzt, da im Bereich der Polarnacht keine Wärmequelle zur Ver-

fügung steht, die Ausstrahlung von Kohlendioxyd und Wasserdampf aber ständig wirksam ist.

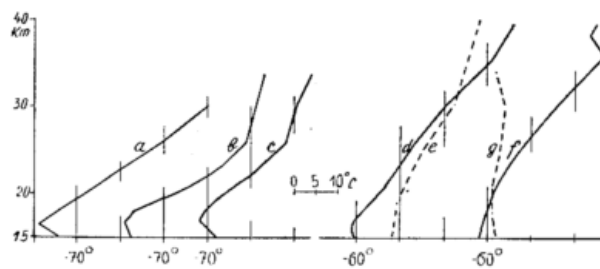


Abb. 2
Typische Aufstiegsresultate (Mittelwerte) für die Übergangsregion Stratosphäre — Mesosphäre.
a = Normalatmosphäre Tropen (6)
b, c = Nachtaufstiege Indien (b = 22,5° N, Sommer; c = 27° N, Winter), eigene Zusammenstellung
d, e = Sommerwerte für Belmar, N. J. (40° N (7)) und Berlin (52° N (8), e)
f, g = Winterwerte für Belmar (oberhalb 35 km nur einzelne Aufstiege, f) und Berlin

Es muß also festgestellt werden, daß eine quasi-isotherme Stratosphäre höchstens in mittleren Breiten und im Polarsommer existiert, wobei die Stratopause nach den bisherigen Meßwerten aus mittleren Breiten ((7) (8), vgl. Abb. 2) jedenfalls nicht unter 40 km Höhe angenommen werden darf. Der von Wiehler (8) ange-

gebene „kälteste Punkt“, der nach den Monatsmitteln zwischen 125 mb und oberhalb 15 mb schwankt, ist dafür ungeeignet, da er im Einzelaufstieg nicht mit genügender Sicherheit identifiziert werden kann.

Wenn im größeren Teil der Atmosphäre eine scharfe Grenze zwischen Stratosphäre und Mesosphäre („Stratopause“) offenbar nicht existiert, und auch im übrigen Gebiet und in mittleren Breiten ein allmählicher Übergang — keine Stratopause — oberhalb 40 km Höhe am wahrscheinlichsten ist, so ist die von der UGGI-Kommission angenommene Trennung zwischen Stratosphäre und Mesosphäre unzweckmäßig. Die einfachste Möglichkeit zur Beseitigung dieser Schwierigkeit besteht darin, die Stratosphäre bis zu dem Temperaturmaximum in rd. 50 km Höhe zu erstrecken (4). Dieses Temperaturmaximum existiert — nach den bis jetzt greifbaren Beobachtungsergebnissen (Newell 1955) — sehr regelmäßig, gelegentlich auch verdoppelt, während nur im Bereich der winterlichen Polarnacht seine Ausbildung ungesichert, ja unwahrscheinlich erscheint. Für dieses Maximum sind die Bezeichnungen Ozonopause (1), Mesopeak (3) und Stratopause (4) vorgeschlagen worden. Jedoch sollte eine endgültige Festsetzung bis zu der im Internationalen Geophysikalischen Jahr 1957/58 erhofften Ausdehnung des Beobachtungsmaterials verschoben werden.

Literatur

- (1) Flohn, H. und Penndorf, R.: The stratification of the atmosphere. Bull. Amer. Meteor. Soc. **31**, 71—78, 126—130 (1950), sowie bereits Meteor. Z. **59**, 1—7 (1942)
- (2) Vassy, A.: Terminologie concernant l'atmosphère. Météorologie **1952**, 24—26.
- (3) Chapman, S.: Upper atmospheric nomenclature. J. atm. terr. Phys. **1**, 121—124 (1950)
- (4) Kitaoka, T.: Nomenclature of the Upper Atmosphere. J. Aerol. Obs. Tateno **5**, 167—168 (1953)
- (5) Kochanski, A.: Cross sections of the mean zonal flow and temperature along 80° W. J. Meteor. **12**, 95—106 (1955)
- (6) Palmer, C. E. u. a.: The Practical Aspect of Tropical Meteorology. Univ. Calif. Inst. Geophysics, Oahu Research Center 1955.
- (7) Conover, W. C. and Wentzien, C. J.: Winds and temperatures to forty kilometers. J. Meteor. **12**, 160—164 (1955)
- (8) Wiehler, J.: Die Ergebnisse der Berliner Radiosonden-Hochaufstiege in den Jahren 1951—1953. Meteor. Abh. Fr. Univ. Berlin **3**, H. 1 (1955)

Diskussionsbemerkungen

Bernhard Haurwitz

Das Allerwesentlichste an der sehr interessanten Arbeit von Herrn Siebert kann wohl kurz folgendermaßen zusammengefaßt werden: Es wird angenommen, daß die tägliche Temperaturschwankung und daher ihre höheren harmonischen Komponenten sich nicht nur auf die untersten Schichten der Atmosphäre erstrecken, bis höchstens ungefähr 1000 m Höhe, sondern auch noch wesentlich höher. Dadurch wird die angenommene „gezeitenerzeugende Kraft“ gegenüber den bisher verwendeten Werten wesentlich vergrößert. So ist es möglich, insbesondere für die gut entwickelte halbtägige wandernde Druckwelle W_2^2 mit einer viel kleineren Resonanzvergrößerung auszukommen, als es bisher möglich schien.

Allerdings wird mit einer stark reduzierten Resonanzvergrößerung der halbtägigen Welle W_2^2 schwerer verständlich, warum sie so regelmäßig über die Erde verteilt ist; denn diese große Regelmäßigkeit trotz der wenigstens in den untersten Schichten sehr unregelmäßig sich verhaltenden Temperaturschwankung scheint ein deutlicher Hinweis auf Resonanzvergrößerung zu sein.

Es mag hier auch kurz eine Schwierigkeit der Resonanztheorie gestreift werden, nämlich die anscheinend große Unwahrscheinlichkeit, daß unsere Atmosphäre gerade so genau auf die halbtägige Welle abgestimmt sein soll, wie es diese Theorie fordert. Diese Schwierigkeit erscheint erheblich kleiner dank einer Arbeit von Holmberg (Monthly Not. Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl. No 6 (1952)), die einen schon von Kelvin geäußerten Gedanken wieder aufnahm: Durch die Meereszeitenreibung würde die ursprünglich viel schnellere Erdrotation verringert, da die Flut nach dem Durchgang des Mondes durch den Ortsmeridian eintritt. Die halbtägige Luftdruckschwankung andererseits tritt ungefähr zwei Stunden vor dem Meridiandurchgang der Sonne auf. Holmberg zeigte, daß das dadurch auftretende beschleunigende Drehmoment ungefähr von derselben Größenordnung ist wie die verzögernde Wirkung der Meereszeiten. Im Hinblick auf die Ungenauigkeiten, denen diese Abschätzungen naturgemäß unterliegen, erscheint es daher durchaus möglich, daß die postulierte gegenwärtige genaue Abstimmung der Erdatmosphäre auf eine halbtägige Welle kein Zufall ist, sondern sich durch die Geschichte der Erdrotation erklären läßt. Zunächst rotierte die Erde schneller als heute und wurde durch die Reibung der Meereszeiten in ihrer Umdrehungsgeschwindigkeit verzögert. Als diese in die Nähe des gegenwärtigen Wertes kam, wuchs die Amplitude der halbtägigen wandernden Luftdruckwelle, bis sie einen Wert erreichte, bei dem sich Verzögerung und Beschleunigung gerade kompensierten.

Die von Herrn Siebert gegebene Erklärung für die halbtägige wandernde Druckwelle W_2^2 durch eine entsprechende Temperaturwelle scheint eine Schwierigkeit bezüglich der 24stündigen Temperatur- und Druckwelle mit sich zu bringen. Man kann nämlich fragen, warum bei einer so geringen Resonanzvergrößerung von W_2^2 wie sie Herr Siebert braucht, nicht die ganztägige Welle des Druckes im Verhältnis zu W_2^2 viel stärker entwickelt ist. Denn die ganztägige Temperaturwelle muß zweifellos in allen Höhen der Atmosphäre eine viel größere Amplitude haben als die halb-

tägige Temperaturwelle. Herr Siebert hat auch berichtet über das Ergebnis einer vorläufigen Rechnung, nämlich daß die 24stündige Druckwelle gegenüber der „Gleichgewichtsflut“ nicht nur nicht vergrößert, sondern sogar verkleinert wird. Aber dieses Resultat scheint sonstigen theoretischen Erwartungen zu widersprechen. Man sollte erwarten, daß die wirkliche Schwingungsamplitude nicht kleiner werden kann als die der Gleichgewichtsflut.

Nachträglicher Zusatz: Man kann vielleicht den im letzten Abschnitt angegebenen Zweifel dadurch entkräften und das Resultat von Herrn Siebert betreffend die Verkleinerung der 24stündigen Welle folgendermaßen plausibel machen:

Gegeben ein linearer Oszillator mit der Eigenfrequenz a , auf den eine periodische Kraft wirkt von der Form

$$K \cos \omega t$$

wo $K = \text{const}$, t Zeit, ω Frequenz der Kraft, Dann lautet die Schwingungsgleichung

$$d^2x/dt^2 + a^2x = K \cos \omega t$$

Folglich

$$x = \frac{K}{a^2 - \omega^2} \cos \omega t,$$

wenn von Gliedern abgesehen wird, die in der Natur durch Reibungseinflüsse zum Abklingen gebracht werden. Im übrigen kann von der Reibung hier abgesehen werden, da sie die Verhältnisse zwar kompliziert, aber nicht wesentlich ändert. Der Gleichgewichtsflut würde im Falle des linearen Oszillators die Bewegung entsprechen, die bei Verschwinden des Beschleunigungsgliedes stattfindet, also

$$\bar{x} = \frac{K}{a^2} \cos \omega t.$$

Dann ist die Resonanzvergrößerung

$$x/\bar{x} = a^2/(a^2 - \omega^2)$$

Man sieht, daß dieser Ausdruck für genügend kleine Frequenzwerte ω (große Perioden) der erzeugenden Kraft beliebig nahe an eins ist, sehr groß wird, wenn ω sich a nähert, und dann absolut beliebig klein wird mit weiter zunehmenden ω (abnehmender Periode). Allerdings scheint das Verhalten der Resonanzvergrößerung in dem von Herrn Siebert betrachteten Falle der 24stündigen Welle gerade umgekehrt zu sein. Denn das Resonanzverhältnis wird hier kleiner als eins gefunden, wenn die Periode der erzeugenden Kraft größer als die der Eigenschwingung ist.

Manfred Siebert

Herr Haurwitz hat die Holmbergsche Theorie als plausible Erklärung für das Entstehen der Resonanzverhältnisse im Sinne der Resonanztheorie angeführt sowie die beobachtete Regelmäßigkeit von W_2^2 und das Verhalten der ganztägigen Druckwelle als Einwände gegen die von mir gegebene Erklärung der solaren atmosphärischen Gezeiten vorgebracht.

Die Holmbergschen Abschätzungen sind meines Erachtens mit erheblichen Unsicherheiten verbunden, da eine Aussage über eine etwaige Beschleunigung der Erde auf dem von Kelvin angegebenen Wege nur mit Hilfe einer Theorie der atmosphärischen Gezeiten mög-

lich ist, bei der in den Ausgangsgleichungen noch zusätzlich das Auftreten eines von der Sonne verursachten und in der Atmosphäre wirksam werdenden Drehmomentes sowie die Reibung zwischen bewegter Luft und Erdoberfläche berücksichtigt werden. Nur so wird die Wechselwirkung der verschiedenen Drehmomente (einschließlich des dann auftretenden Direktionsmomentes der gezeitenregenden Kraft) und ihr Einfluß auf die Erdrotation voll erfaßt. Eine solche Theorie ist bisher nicht entwickelt worden. Ferner ist zu beachten, daß während einer so langen Zeit, wie sie für die Änderung der Rotationsdauer der Erde angenommen werden muß, sicherlich auch Änderungen des Zustandes der Erdatmosphäre und damit Änderungen der Resonanzbedingungen für W_2^2 erfolgt sind. Auch bleibt die Frage offen, ob nicht während der Verlangsamung der Erdrotation bereits andere Wellentypen volle Resonanz erfahren haben und warum sich dann nicht ebenfalls ein Gleichgewichtszustand eingestellt hat.

Die von Herrn Haurwitz angeführte Regelmäßigkeit von W_2^2 trotz der weniger regelmäßigen Temperaturschwankungen in der unteren Atmosphäre halte ich nicht für ein Argument zugunsten einer starken Resonanz von W_2^2 , denn ein schwingendes System ist um so empfindlicher gegen Störungen, je größer die Resonanz ist. Auch werden weitere recht regelmäßige Druckwellen beobachtet, für die auch die Resonanztheorie keine wesentliche Resonanzvergrößerung liefert. Im übrigen bleibt es zu untersuchen, ob nicht das von mir für die thermische Erregung verwendete Strahlungsglied eine größere Regelmäßigkeit zeigt, die nur in Bodennähe durch die Unregelmäßigkeit des Austauschgliedes verdeckt wird.

Eine vollständige Theorie muß auch das Verhalten der ganztägigen solaren Druckwelle erklären, und Herr Haurwitz hat mit Recht darauf hingewiesen, daß eine Einordnung dieser Druckwelle in die von mir gegebene Darstellung für das Auftreten der übrigen Druckwellen zu Schwierigkeiten führen kann. Die vorliegenden Schwierigkeiten sind jedoch noch umfassen-

der: Die beobachtete ganztägige Druckvariation muß für jede Station in einen planetarischen und einen lokalen Anteil zerlegt werden, wobei häufig der unregelmäßige, von zahlreichen Einflüssen abhängige lokale Anteil überwiegt. Nach Hann beträgt die Amplitude des planetarischen Anteils in Äquatornähe nur 0,4 mbar. Bei der theoretischen Behandlung der ganztägigen Druckwelle ist das schon erwähnte Ergebnis von Solberg zu beachten, wonach bei Schwingungen, deren Perioden 12 Sternstunden merklich überschreiten, die auch in der hier vorgetragenen Theorie auftretende Laplace'sche Gezeitengleichung nicht mehr verwendet werden darf. Möglicherweise findet die Kleinheit des planetarischen Anteils der ganztägigen Druckwelle bereits hierin ihre Erklärung. Soweit mir bekannt ist, ist jedoch die Behandlung ganztägiger Wellen nach der exakt dynamischen Theorie von Solberg noch nicht einmal für die einfacheren Meeresgezeiten gelungen. Sollte es sich jedoch zeigen, daß die hier verwendete (von Solberg als „quasistatisch“ bezeichnete) Theorie ausreicht, so ist das folgende Ergebnis von Bedeutung: Die Resonanzkurve einer isotherm geschichteten Modellatmosphäre geht bei thermischer Erregung durch ein höhenunabhängiges Strahlungsglied für $h_n \rightarrow 0$ gegen den Grenzwert 0 und nicht gegen 1, wie man es erwartet. Da der Hauptwellentyp der ganztägigen wandernden solaren Druckwelle eine kleine äquivalente Tiefe (von etwa 1 km) besitzt, ist es somit möglich, daß diese Druckwelle trotz starker Erregung sehr klein bleibt. Dieses vorläufige Ergebnis bedarf jedoch noch weiterer Untersuchungen.

Wegen der angeführten Schwierigkeiten bei der Behandlung der ganztägigen Druckwelle habe ich es für richtig gehalten, zunächst nur alle jene Druckwellen heranzuziehen, auf die der hier vorgetragene Formalismus ohne weiteres angewendet werden darf. An Hand dieses Materials versuchte ich zu zeigen, daß eine allgemeine Erklärung der beobachteten gezeitenartigen Schwingungen mit Hilfe der Resonanztheorie nicht gelingt und daß andererseits eine von der Resonanztheorie vollkommen verschiedene Erklärung dieser Schwingungen möglich ist.

4. Fachsitzung: Zyklogenese

Vorsitz: J. van Mieghem, Uccle

Zyklogenese

von Richard Scherhag

Zusammenfassung

Wenn unter der Zyklogenese nach allgemein üblichem meteorologischen Sprachgebrauch auch ausschließlich die Entstehung der außertropischen Zyklonen verstanden wird, so ist dieses Problem doch so eng mit der Bildung von atmosphärischen Wirbeln der verschiedensten Dimensionen verknüpft, daß dieses Thema nicht ohne eine wenigstens summarische Erwähnung der Entstehungsursachen der verschiedenen Rotationsbewegungen erschöpfend behandelt werden kann. Überdies zeigen auch die kleinen Wirbel noch so viele Ähnlichkeiten mit den großen Zyklonen, daß sie sich nicht einfach ignorieren lassen.

Bei dem Eckenwirbel handelt es sich um das harmloseste und unscheinbarste Gebilde. Er entsteht vornehmlich bei stärkerem Wind hinter Häuserecken und ist daher gerade dem Großstädter wohlbekannt. Papier und Blätter können immerhin haushoch aufgewirbelt werden. Ihre Energie schöpfen diese Gebilde zweifellos aus der kinetischen Energie der Windströmung, die an den vorspringenden Hausecken ebenso gesteigert wird wie die Strömung eines Flusses an den Buhnen oder Kribben, an deren Leeseite sich ständig neue Wasserwirbel zu bilden pflegen.

Davon grundverschieden sind die kleinen Staubteufel der Landstraßen und überhitzten Felder. Hier wird die Rotation dadurch erzeugt, daß sich kleine überhitzte Luftpakete vom Boden ablösen, und die umgebende Luft das entstehende Vakuum auszufüllen sucht. Maßgebend ist also die örtliche Überhitzung der Luft; Labilitätsenergie muß zur Verfügung stehen, wobei es nicht ausgeschlossen ist, daß zum Zustandekommen dieser Wirbel das vertikale Temperaturgefälle den kritischen Wert gleichbleibender Dichte überschreiten muß. Bei nahezu windstillem Wetter und besonders starker Sonnenstrahlung können diese Wirbel gelegentlich Durchmesser von vielen Metern erreichen und selbst größere Kleidungsstücke in die Höhe tragen.

Bei den Wind- und Wasserhosen spielt im Gegensatz zu den Staubteufel die Feuchtlabilität eine wesentliche Rolle. Sie treten nämlich nur in Verbindung mit ausgesprochenen Quellwolken und nahezu ausschließlich mit Schauern oder Gewittern gekoppelt auf. Verwickelte Entstehungstheorien dürften ebensowenig notwendig sein wie bezüglich der Erklärung der be-

kannten Badewannen-Wirbel beim Wasserabfluß, wobei der einzige Unterschied darin besteht, daß in der Atmosphäre die Luft nach oben strudelt.

Für die Entstehung der amerikanischen Tornados scheint neben großer Feuchtlabilität auch eine rasche Windzunahme mit der Höhe erforderlich zu sein, denn anders wäre die Tatsache nicht zu erklären, daß diese verheerenden Wirbel stets in Verbindung mit Frontalzone aufzutreten pflegen.

Auch für die Aufrechterhaltung der tropischen Wirbelstürme spielt die Feuchtlabilität zweifellos eine ausschlaggebende Rolle, denn ihre Entstehung erfolgt ausschließlich über den wärmsten Meeresgebieten der Erde. Erst die Einführung der amerikanischen Radiosonde erbrachte aber den Nachweis, daß die Vertikalschichtung in den kritischen Gebieten genau dem feuchtadiabatischen Zustand entspricht. Für die Initiierung der Vertikalbewegung scheinen aber auch typische Frontalzone bzw. Kaltlufttropfen eine wichtige Rolle zu spielen.

Auch für die Zyklonen der gemäßigten Breiten ist die Kondensationsenergie insofern von Bedeutung, als sie bei aufsteigender Vertikalbewegung eine rasche Abkühlung der Warmluft verhindert. Für die Zyklonenvertiefung spielen aber die Entwicklung der Frontalzone und die sich ausbildenden Deformationen des Höhendruckfeldes die Hauptrolle. Für die Zyklogenese selbst ist außerdem die Geländegestaltung weitgehend verantwortlich. Es wird versucht, diese Einwirkungen des Reliefs an Hand der sehr unterschiedlichen Relation zwischen der Advektion und der Bodendruckänderung herauszuschälen. Gleichzeitig ergibt sich damit eine Möglichkeit zur quantitativen Berücksichtigung der durch die Advektion in verschiedenen geographischen Gebieten bedingten Druckänderungen. Für die Ausbildung der Höhenzyklonen (Kaltlufttropfen) ist die rasche Druckabnahme in der kalten Luft verantwortlich. Über warmen Meeresgebieten kann dabei die erstrebte Herbeiführung des Austauschgleichgewichts eine neue Zyklogenese herbeiführen.

Die umfangreichsten zyklonalen Wirbelbewegungen finden in den Kältepolen statt, die sich meistens durch die ganze Troposphäre hindurch bis weit hinauf in die Stratosphäre erstrecken und als Teilglieder der allgemeinen Zirkulation angesehen werden können.

Ein Beitrag zur Theorie der Zyklonenentwicklung

von Karl Hinkelmann

(mit 33 Abbildungen im Text)

I. Einführung

In den letzten Jahren sind die Methoden zur Behandlung nichtstationärer Prozesse in der Atmosphäre soweit entwickelt worden, daß die meteorologische Theorie auch einen bescheidenen Beitrag zum Verständnis der atmosphärischen Vorgänge beim Entwicklungsprozeß — d. i. Zykl- und Antizyklognese — liefern kann.

Wenn sich auch jede Zyklone und Antizyklone in der Atmosphäre als ein Individuum präsentiert und jeder zyklonenetische oder antizyklonenetische Prozeß unter anderen äußeren Bedingungen verläuft, so werden doch die verschiedenartigen Entwicklungsvorgänge insoweit gemeinsame Züge und Merkmale aufweisen, daß es möglich sein müßte, einen Prototyp der Entwicklung aus der Verschiedenartigkeit der Einzelvorgänge herauszulesen.

Bei der Kompliziertheit des Entwicklungsprozesses erscheint es zum Verständnis der damit verbundenen Vorgänge nützlich, zunächst einen möglichst einfachen und noch unter kontrollierbaren Bedingungen ablaufenden, einigermaßen durchsichtigen Entwicklungsprozeß zu untersuchen und die dabei auftretenden Effekte physikalisch zu interpretieren. Möglicherweise wird es dann leichter fallen, auch einen in komplizierterer Weise ablaufenden ähnlichen Prozeß aus dem einfachen Beispiel heraus wenigstens qualitativ zu verstehen.

Wir werden uns dabei auf die den Entwicklungsprozeß einleitende Phase beschränken müssen. Eine Deutung des weiter fortgeschrittenen Stadiums der Entwicklung führt auf erhebliche mathematische Schwierigkeiten.

Im allgemeinen wird man sich in der Theorie mit der „Erklärung“ eines atmosphärischen Vorgangs dann zufrieden geben, wenn es gelingt, diesen Vorgang aus anerkannt gültigen physikalischen Prinzipien herauszurechnen. Zu einem tatsächlichen Verständnis des Vorgangs wird man jedoch erst dann geführt, wenn die als gültig unterstellten Prinzipien physikalisch interpretiert werden können und der betrachtete atmosphärische Prozeß sich so analysieren läßt, daß er sich in eine Kette von Einzelvorgängen auflöst, deren jedes Glied als Auswirkung eines oder mehrerer physikalischer Grundtheoreme gedeutet werden kann. Dies wird bei der komplexen Natur atmosphärischer Entwicklungen nur in den einfachsten Fällen möglich sein.

Um wenigstens bis zu einem gewissen Grade zu einem physikalischen Verständnis des Entwicklungsvorgangs zu gelangen, werden wir folgendermaßen vorgehen:

1. Wir werden einige physikalisch leicht deutbare Gesetzmäßigkeiten als zur Beschreibung atmosphärischer Vorgänge ausreichend genau betrachten und diese interpretieren.
2. Wir werden uns eine idealisierte, analytisch einfach beschreibbare atmosphärische Anfangssituation auswählen, die zu einer Entwicklung führt.
3. Wir werden auf diese Anfangssituation unsere physikalischen Theoreme anwenden und wenigstens

qualitativ die unmittelbar darauffolgenden atmosphärischen Zustände herleiten und zu verstehen versuchen.

Wir werden dabei anstreben, möglichst ohne Rechnung auszukommen, was einmal bedeutet, daß wir uns mit qualitativen Resultaten begnügen wollen und zum anderen, daß wir von allen Komplikationen abstrahieren. Bei der bildhaften Darstellung der Resultate wird deshalb weitgehend schematisiert, und die Verhältnisse werden einfacher angenommen, als sie bei einem realen atmosphärischen Prozeß tatsächlich angetroffen werden.

II. Atmosphärische Gesetzmäßigkeiten

In Übereinstimmung mit der synoptischen Darstellungsweise der Topographien wollen wir bei der Formulierung der für die Atmosphäre gültigen Gesetzmäßigkeiten uns grundsätzlich eines Systems mit p (Luftdruck) als vertikaler Koordinate bedienen und die Gültigkeit der statischen Grundgleichung

$$[1] \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho \quad \text{oder} \quad \frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\frac{1}{\rho} = -\frac{RT}{p}, \quad \Phi \equiv gz$$

voraussetzen.

Die abhängigen Variablen wie Geschwindigkeit, Höhe Φ usw. denke man sich also auf Flächen konstanten Druckes aufgetragen: Ableitungen nach den Koordinaten x, y, t sind stets als Ableitungen bei konstantem Druck, d. h. auf festen Isobarenflächen zu verstehen. Das Koordinatensystem sei so orientiert, daß die x (y)-Achse nach Osten (Norden) weist.

1. Vorticity-Theorem, Erhaltung des Drehimpulses bei Fehlen von Drehmomenten

Aus den Bewegungsgleichungen gewinnt man durch spezielle Differentiation (Rotationsbildung) die sogenannte Vorticity-Gleichung in der Form

$$[2a] \quad \frac{d\eta}{dt} = -\eta \nabla \cdot \mathfrak{V}$$

Hierin sind einige im folgenden nicht interessierende Terme vernachlässigt worden. Es bedeuten:

\mathfrak{V} = horizontaler Windvektor mit den Komponenten u (zonal), v (meridional),

∇ = horizontaler Nablaoperator mit den Komponenten $\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}$.

η = Vorticity = $f + \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$, $f = 2 \Omega \sin \varphi$ = Coriolisparameter.

Zur Veranschaulichung der Größe η betrachten wir ein z. B. durch Stromlinien $\psi = \text{const.}$ dargestelltes Strömungsfeld $\mathfrak{V}(x, y)$ und denken uns in dieses einen kreisförmigen, um den Mittelpunkt drehbaren Prüfkörper eingebracht, der bei geeigneten Strömungsverhältnissen infolge der auf den Rand des Körpers einwirkenden Schubspannungen der Strömung um eine zur x, y -Ebene senkrechte Achse rotieren wird, siehe Abb. 1. Die doppelte Winkelgeschwindigkeit dieses als punkt-

förmig betrachteten Prüfkörpers ist identisch mit der als Vorticity bezeichneten Quantität η , die wir als Eigenschaft des Strömungsfeldes in dem betrachteten Punkt P bzw. des in Punkt P befindlichen Teilchens des strömenden Mediums betrachten.

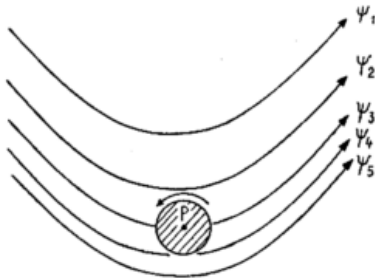
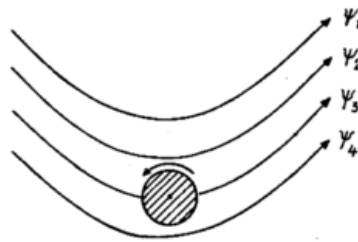


Abb. 1
Veranschaulichung der Vorticity einer Strömung

Für einen in einem Inertialsystem außerhalb der Erde befindlichen Beobachter setzt sich die atmosphärische Strömung (und damit auch deren Vorticity) zusammen aus der Führungsströmung der rotierenden Erdoberfläche sowie der atmosphärischen Strömung relativ zur Erdoberfläche.

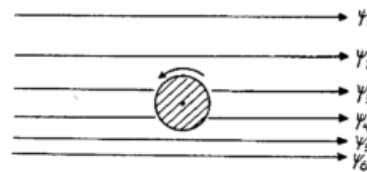
Die doppelte Winkelgeschwindigkeit der Erdoberfläche (Führungsvorticity) um eine zur Erdoberfläche normale Achse hat am Pol den Wert 2Ω , in der Breite φ den Wert $f = 2\Omega \sin\varphi = \text{Coriolisparameter}$. Die relative Vorticity wird mit $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ bezeichnet, so daß sich die absolute Vorticity η zusammensetzt aus $\eta = f + \zeta$.



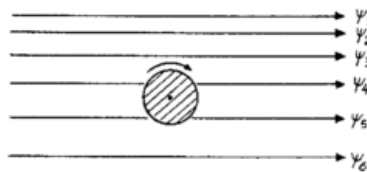
Zyklonale Krümmungsvorticity
 $\zeta > 0, \eta > f$



Antizyklonale Krümmungsvorticity
 $\zeta < 0, \eta < f$



Zyklonale Scherungsvorticity
 $\zeta > 0, \eta > f$



Antizyklonale Scherungsvorticity
 $\zeta < 0, \eta < f$

Abb. 2
Zyklonale und antizyklonale Vorticity einer Strömung

geschwindigkeit des Körpers (Vorticity des Teilchens), eine Verringerung des Trägheitsmoments F des Körpers — Kontraktion des atmosphärischen Teilchens = Konvergenz — bedingt eine Erhöhung der Winkelgeschwindigkeit des Körpers (Vorticity des Teilchens). Die Analogie wird noch augenfälliger, wenn man die Flächenänderung $\frac{dF}{dt}$ des Luftteilchens betrachtet, die mit dem Divergenzterm durch die Beziehung

Die relative Vorticity ist der Relativströmung zu entnehmen, wie sie in den synoptischen Topographien dargestellt wird. Sie wird bei zyklonaler Drehung positiv, bei antizyklonaler Drehung negativ gewertet, siehe Abbildung 2.

Die Vorticitygleichung sagt aus: Solange das atmosphärische Teilchen sich divergenzfrei bewegt, $\nabla \cdot \mathfrak{B} = 0$, behält es seine absolute Vorticity (Drehgeschwindigkeit) bei: $f + \zeta = \text{const}$. In einer divergenzfreien Südströmung verliert das Teilchen wegen der Zunahme von f relative Vorticity und umgekehrt in einer Nordströmung.

Divergenzen, $\nabla \cdot \mathfrak{B} > 0$, bedingen eine Abnahme, Konvergenzen, $\nabla \cdot \mathfrak{B} < 0$, eine Zunahme der Vorticity η des Teilchens. Die Änderungen $\frac{d\eta}{dt}$ sind umso stärker, je größer $|\nabla \cdot \mathfrak{B}|$ ist und je größer die Vorticity η des Teilchens ist. Bei normalen atmosphärischen Bedingungen kann aus Stabilitätsgründen $\eta > 0$ vorausgesetzt werden. Die Vorticitygleichung [2] bringt die Gültigkeit des auf ein Kontinuum zugeschnittenen, uns aus der Physik geläufigen Erhaltungssatzes des Drehimpulses bei Fehlen von Drehmomenten zum Ausdruck:

Treten keine Drehmomente auf — im zugrundegelegten p -System üben die Druckgradientkräfte auf den gedachten Prüfkörper keine Drehmomente aus —, gilt für einen Körper der Erhaltungssatz des Drehimpulses:

$$\frac{d(\eta F)}{dt} = 0 \text{ oder } \frac{d\eta}{dt} = -\frac{\eta}{F} \frac{dF}{dt}$$

$\eta F = \text{Drehimpuls}$, $\eta = \text{Winkelgeschwindigkeit des Körpers}$, $F = \text{Trägheitsmoment des Körpers}$. Das bedeutet: Eine Vergrößerung des Trägheitsmoments F des Körpers — Dilatation des atmosphärischen Teilchens = Divergenz — bedingt eine Verringerung der Winkelge-

$$\nabla \cdot \mathfrak{B} = \frac{1}{F} \frac{dF}{dt}$$

verknüpft ist. Dann schreibt sich die Vorticitygleichung [2a] in der Form

$$\frac{d(\eta F)}{dt} = 0 \text{ oder } \frac{d\eta}{dt} = -\frac{\eta}{F} \frac{dF}{dt}$$

Folgerung: Die Kenntnis der Vorticity und des Divergenzfeldes der Strömung läßt einen Schluß auf die An-

derung der Vorticity der Strömung zu. Meist wird jedoch der Vorticitiesatz im anderen Sinne benutzt: Aus der Kenntnis der Vorticity und deren zeitlicher Änderung kann auf die Größe des Divergenzfeldes der Strömung geschlossen werden. Es ist dabei unbedeutend, ob die individuelle ($\frac{d\eta}{dt}$) oder lokale ($\frac{\partial\eta}{\partial t}$) Änderung bekannt sind, da diese beiden Größen sich lediglich um den dem Felde entnehmbaren Transport $\mathfrak{B} \cdot \nabla\eta$ unterscheiden (der vertikale Vorticitytransport $\omega \frac{\partial\eta}{\partial p}$ ist vernachlässigt):

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial\eta}{\partial t} + \mathfrak{B} \cdot \nabla\eta.$$

Mit dieser Entwicklung schreibt sich die Vorticity-Gleichung [2a] auch

$$[2b] \quad \frac{\partial\eta}{\partial t} = - \overbrace{\mathfrak{B} \cdot \nabla\eta}^a - \overbrace{\eta \nabla \cdot \mathfrak{B}}^b.$$

Die Vorticity am festen Orte kann geändert werden:

- a) durch Advektion (Term a), d. h. ein Teilchen am betrachteten Orte wird infolge der Strömung ersetzt durch ein anderes Teilchen des Kontinuums mit einer anderswertigen Vorticity, ohne daß Divergenzen oder Konvergenzen auftreten müßten.
- b) durch Divergenzen oder Konvergenzen, solange $\eta \neq 0$, ohne daß ein Vorticity-Gefälle zu bestehen braucht.

2. Kontinuitätsgleichung — Erhaltung der Masse

Die Kontinuitätsgleichung schreibt sich im p-System in der einfachen Form:

$$[3] \quad \nabla \cdot \mathfrak{B} + \frac{\partial\omega}{\partial p} = 0,$$

nimmt also die Form der Kontinuitätsgleichung eines inkompressiblen Mediums an.

ω bedeutet dabei die p-Geschwindigkeit, d. h. die Vertikalgeschwindigkeit, mit der das Teilchen die einzelnen Flächen $p = \text{const}$ durchläuft. Entsprechend

$$u = \frac{dx}{dt}, \quad v = \frac{dy}{dt} \quad \text{ist} \quad \omega = \frac{dp}{dt}.$$

Solange das Teilchen seinen Druck nicht ändert, bewegt es sich im p-System horizontal. $\omega = \frac{dp}{dt} > 0$ bedeutet Bewegung zum hohen Druck, also Absinken, $\omega = \frac{dp}{dt} < 0$

bedeutet Bewegung zum tiefen Druck, also Aufsteigen. Die Kontinuitätsgleichung in der Form [3] bringt die wegen der Gültigkeit der statischen Grundgleichung bestehende Tatsache zum Ausdruck, daß in einem festen Volumenelement $dx dy dp$ die darin befindliche Luftmasse zeitlich sich nicht ändert, da die Masse der Druckdifferenz dp direkt proportional ist.

Eine horizontale Winddivergenz wird sich demnach durch eine vertikale Windkonvergenz ausgleichen und umgekehrt, siehe Abb. 3.

Auf die absolute Vertikalgeschwindigkeit kann aus den Randbedingungen geschlossen werden:

An der Obergrenze der Atmosphäre ist wegen $p = 0$

$$\text{auch} \quad \frac{dp}{dt} = 0 \quad \text{und}$$

$$[4] \quad \omega(p=0) = 0.$$

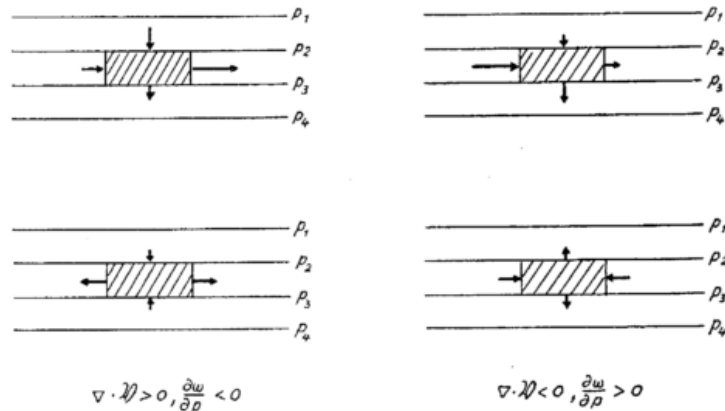


Abb. 3
Veranschaulichung der Kontinuitätsgleichung im p-System

Die Fläche $p = 0$ gilt als starre Begrenzungsfläche.

Die untere Begrenzungsfläche der festen Erde stellt in unserem speziellen p-System keine feste Randfläche dar, da ein auf der Erdoberfläche haftendes Luftteilchen Druckänderungen $\frac{dp}{dt}$ erfahren kann und sich somit zusammen mit der Erdoberfläche im p-System vertikal bewegt. Ist p_0 der Luftdruck am Erdboden, so ist

$$p_0 = p_0(x, y, t).$$

Es wird für unsere Zwecke jedoch ausreichend sein, näherungsweise die Erdoberfläche als starr zu betrachten und anzunehmen, daß auch

$$[5] \quad \omega(p = p_0) = 0$$

ist. Solange wir uns also nicht gerade für den speziellen Wert $\omega(p = p_0)$ interessieren, nehmen wir an, daß sich die Masse einer vertikalen Luftsäule nicht ändert: Dann ist wegen [4] und [5]

$$[6] \quad \begin{cases} \omega = - \int \nabla \cdot \mathfrak{B} dp \\ 0 \\ \int \nabla \cdot \mathfrak{B} dp = 0 \text{ (Kompensationsprinzip der horizontalen Winddivergenzen)} \\ \omega = \int \nabla \cdot \mathfrak{B} dp. \end{cases}$$

Folgerung:

- a) Die Kenntnis der horizontalen Winddivergenzen gestattet die Ermittlung der Vertikalgeschwindigkeit ω aus [6].
- b) Aus Winddivergenzen in der Nähe der Fläche $p = 0$ kann man wegen $\omega(p = 0) = 0$ auf aufsteigende Luft $\omega < 0$ schließen und umgekehrt, aus Winddivergenzen an der Bodenfläche $p = p_0$ kann man wegen $\omega(p = p_0) = 0$ auf absinkende Luft $\omega > 0$ schließen und umgekehrt, siehe Abb. 4.

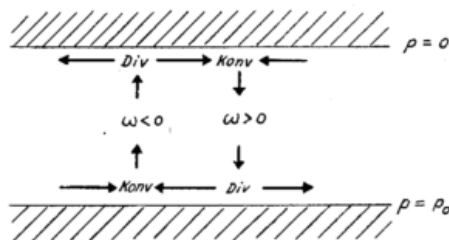


Abb. 4

Zusammenhang zwischen horizontalen Winddivergenzen und Vertikalgeschwindigkeit

- c) Solange wir uns auf kleine Störungen beschränken, ist $\eta \approx f$, d. h. die relative Vorticity ist klein gegenüber dem Coriolisparameter; dann gilt

$$\eta \nabla \cdot \mathfrak{B} \approx f \nabla \cdot \mathfrak{B} \text{ und } \int_0^{p_0} \eta \nabla \cdot \mathfrak{B} dp \approx 0,$$

und die Vorticitygleichung [2b] in über p integrierter Form schreibt sich:

$$[7] \quad \frac{d\bar{\eta}}{dt} = \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \mathfrak{B} \cdot \nabla \bar{\eta} = 0,$$

wenn der Querstrich die Mittelung der überstrichenen Größe über p bedeutet:

$$\bar{(\quad)} = \frac{1}{p_0} \int_0^{p_0} (\quad) dp.$$

Die mittlere Vorticity einer Luftsäule $\bar{\eta}$ kann also nur durch Advektion von Vorticity geändert werden. Zur Veranschaulichung denken wir uns einen drehbaren festen Prüfkörper, der von der Fläche $p = 0$ bis $p = p_0$ reicht, in die atmosphärische Strömung eingebracht. Die doppelte Winkelgeschwindigkeit dieses gedachten Prüfkörpers ist ein Maß für die mittlere Vorticity $\bar{\eta}$. Der Prüfkörper ändert seine Vorticity nur, wenn die ihn umspülenden Luftteilchen advektiv durch Luftteilchen anderswertiger Vorticity ersetzt werden. Die Divergenz wird für die Änderung der mittleren Vorticity unwirksam. Gleichung [7] ist deshalb von besonderer prognostischer Bedeutung, da sie eine Aussage über das zeitliche Verhalten der atmosphärischen Quantität $\bar{\eta}$ gestattet aus dem zu einem festen Zeitpunkt dem Strömungsfeld unmittelbar entnehmbaren Vorticitytransport $\mathfrak{B} \cdot \nabla \bar{\eta}$. Wir werden von dieser Aussage später wesentlich Gebrauch machen.

3. Adiabatangleichung

Wir nehmen an, daß das Luftteilchen nur adiabatischen Zustandsänderungen unterworfen ist, d. h. die potentielle Temperatur

$$\Theta = \text{const} \cdot T \cdot p^{-K}, \quad K = \frac{R}{c_p} = 0,286,$$

des Luftteilchens ändert ihren Wert nicht:

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{d \ln \Theta}{dt} = 0.$$

Da Ableitungen nach x, y, t bei festem Druck p zu verstehen sind, erhalten wir aus

$$\frac{d \ln \Theta}{dt} = \frac{\partial \ln \Theta}{\partial t} + \mathfrak{B} \cdot \nabla \ln \Theta + \omega \frac{\partial \ln \Theta}{\partial p} = 0$$

wegen $\ln \Theta = \text{const} + \ln T - K \ln p$ auch

$$[8a] \quad \frac{\partial T}{\partial t} = -\mathfrak{B} \cdot \nabla T + \sigma^* \omega, \quad \sigma^* \equiv -T \frac{\partial \ln \Theta}{\partial p}.$$

σ^* ist hierin ein Maß für die vertikale statische Stabilität, bei adiabatischer Schichtung $\frac{\partial \Theta}{\partial p} = 0$ verschwindet σ^* , bei normalen atmosphärischen Bedingungen ist $\sigma^* > 0$ (stabile Schichtung).

Folgerung:

Die Temperatur am festen Orte kann sich ändern:

- advektiv (Term a) durch Transport anderstemperierter Luftteilchen,
- konvektiv (Term b) durch Vertikalversetzungen in dem Sinne, daß bei stabiler Schichtung ($\sigma^* > 0$) Absinken ($\omega > 0$) zu Erwärmung, Aufsteigen ($\omega < 0$) zu Abkühlung führt.

Für theoretische Betrachtungen ist es zweckmäßiger, anstelle der Temperatur T die relative Topographie, etwa in der differentiellen Form α (spez. Vol) = $-\frac{\partial \Phi}{\partial p}$ zu betrachten.

Wegen [1] ist dann $T = \frac{p}{R} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)$ und

$$[8b] \quad \frac{\partial \alpha}{\partial t} = -\mathfrak{B} \cdot \nabla \alpha + \sigma \omega, \quad \sigma = \frac{R}{p} \sigma^* = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \ln \Theta}{\partial p},$$

die zu [8a] entsprechende Aussage über die Änderung der relativen Topographie α . Während Term a den Wetterkarten zu entnehmen ist, entzieht sich der Term b wegen der darin auftretenden Vertikalgeschwindigkeit ω der direkten Messung oder Berechnung aus meßbaren Größen.

4. Geostrophische Windgleichung

Es wird für unsere Zwecke ausreichend sein, den Wind \mathfrak{B} in erster Näherung geostrophisch zu approximieren. Das bedeutet, daß die Stromlinien mit den Linien konstanter Höhe $\Phi = gz$ auf den Isobarenflächen zusammenfallen.

Es ist dann

$$[9] \quad u = -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad v = \frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial x}.$$

Wir nehmen im folgenden $f = \text{const}$ an.

Folgerung:

- Wir schließen von zyklonaler (antizyklonaler) relativer Vorticity auf entsprechende Zyklonalität (Antizyklonalität) der Topographie und umgekehrt. Siehe Abb. 2, wo die Stromlinien $\psi = \text{const}$ als Linien konstanter Höhe Φ gedeutet werden können.

Eine Aussage über die Größe ageostrophischer Windkomponenten muß auf andere Weise gewonnen werden. Wegen der Divergenzfreiheit des geostrophischen Windes ($f = \text{const}$) kann dazu die Kontinuitätsgleichung zu Hilfe genommen werden.

Der Divergenzen enthaltende Anteil des Strömungsfeldes ist ageostrophischen Windkomponenten zuzuordnen.

- Eine Aussage über die Änderung der absoluten Topographie $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ aus der Kenntnis der Änderung der relativen Topographie $\frac{\partial \alpha}{\partial t}$ ist erst in Verbindung mit [7] möglich, was an einem Beispiel demonstriert werden möge:

Die relative Topographie α möge sich in der in Abb. 5a gezeigten Weise unabhängig von p und y geändert haben, was einer Erwärmung der gesamten Atmosphäre entspricht. Dann sind u. a. die in Abb. 5b, c, d gezeigten Änderungen der absoluten Topographie mit dieser Änderung der relativen Topographie verträglich.

Bei gleicher Zunahme der relativen Topographie unterscheiden sich die Fälle 5b, c, d dadurch, daß sich im Falle 5b die mittlere Vorticity nicht ändert, im Falle 5c im Mittel die Atmosphäre antizyklonaler, im Falle 5d zyklonaler wird. Nun wissen wir aus [7], daß die Änderung der mittleren Vorticity $\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t}$ ausschließlich durch die mittlere Vorticityadvektion bestimmt wird, es ist also diejenige Änderung der absoluten Topographie an-

zunehmen, die nicht nur der vorgegebenen Änderung der relativen Topographie gerecht wird, sondern auch in Übereinstimmung mit Forderung [7] ist, wonach mittlere Vorticity-Advektion mit mittlerer Vorticity-änderung übereinstimmen muß. Verschwindet die mittlere Vorticityadvektion, so ist Fall 5b anzunehmen.

Wir werden im folgenden die unter II. formulierten Gesetzmäßigkeiten auf atmosphärische Prozesse anwenden und nichtstationäre Vorgänge auf diese als gültig angenommenen Relationen zwischen atmosphärischen Zustandsgrößen und deren Änderungen zurückzuführen versuchen. Es ist selbstverständlich, daß die

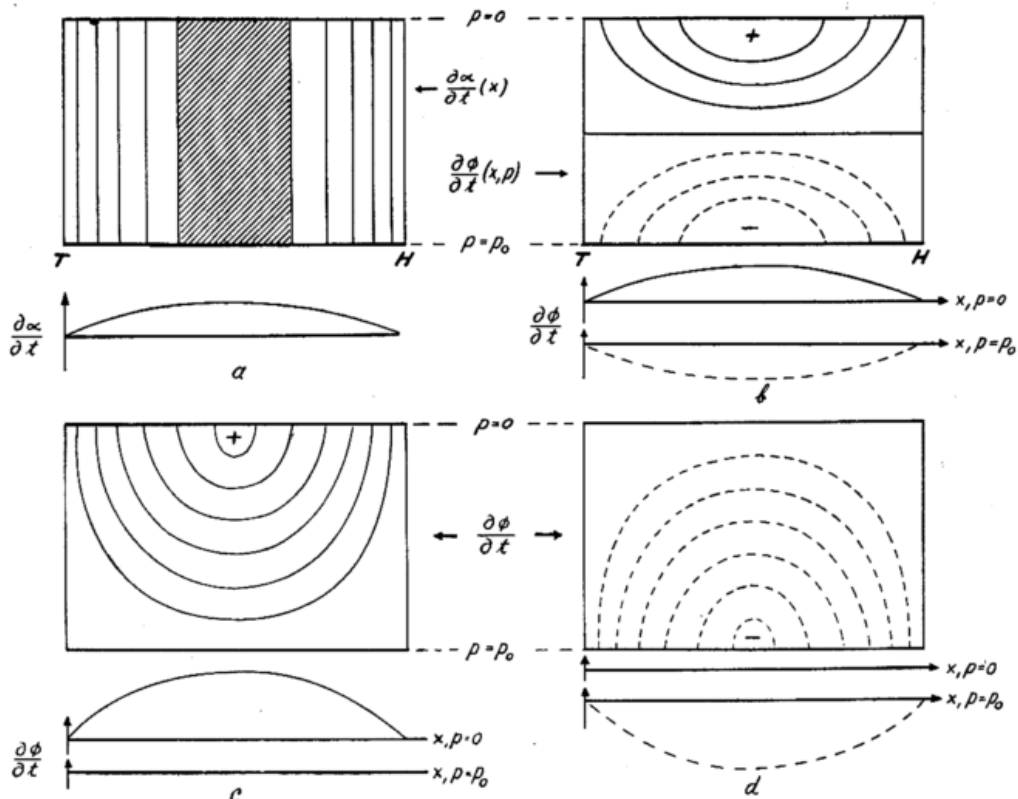


Abb. 5
Mögliche Tendenzen der absoluten Topographie $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ bei gleicher Tendenz der relativen Topographie $\frac{\partial \alpha}{\partial t}$
a) Tendenz der relativen Topographie $\frac{\partial \alpha}{\partial t}$,
b), c), d) mit $\frac{\partial \alpha}{\partial t}$ verträgliche Tendenzen der absoluten Topographie $\frac{\partial \phi}{\partial t}$

physikalische Interpretation davon abhängt, in welcher Form die atmosphärischen Gesetze verwendet werden, wobei die Formulierung unter II. nicht die einzig mögliche ist, und daß gleiche Resultate bei Zugrundelegung der physikalischen Theoreme in anderer Form auch entsprechend verschiedenartig interpretierbar sind.

III. Anfangssituation

Eine initiale Störung wird sich im Sinne einer Zyklon- oder Antizyklonogenese nur dann entwickeln, wenn das ungestörte Grundfeld baroklin geschichtet ist, d. h. wenn

- der Temperaturgradient auf den isobaren Flächen oder
- die vertikale Windscherung $\frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial p}$ von Null verschieden sind.

Beide Aussagen sind wegen der Gültigkeit der geostrophischen Windbeziehung und der statischen Grundgleichung gleichwertig.

Als ungestörtes Feld $\tilde{\phi}$ oder $\tilde{\mathfrak{B}}$ wollen wir eine möglichst einfache Konfiguration annehmen und setzen

$$\tilde{\phi} = \varphi(p) - U(p)y. \text{ Dann ist}$$

$$\tilde{u} = U(p), U(p) \text{ sei eine lineare Funktion von } p,$$

$$\tilde{v} = 0,$$

siehe Abb. 6.

Für die weiteren Betrachtungen ist es zweckmäßig, von dem ortsfesten Koordinatensystem auf ein mit der mittleren Zonalgeschwindigkeit \bar{U} driftendes System überzugehen. In diesem System wird oberhalb 500 mb Westwind, unterhalb 500 mb Ostwind beobachtet (vgl. Abb. 6). Selbstverständlich ist in diesem System $\bar{U} = 0$.

Die in den folgenden Zonalschnitten dargestellten Felder sind deshalb so zu verstehen, daß sie sich relativ zu einem ortsfesten System mit der mittleren Grundströmung \bar{U} nach Osten verlagern.

Der Gradient der relativen Topographie ist konstant und nach Süden gerichtet und hat den Wert

$$\frac{\partial \tilde{\alpha}}{\partial y} = - \frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial y \partial p} = U'f, U' = \frac{dU}{dp} < 0.$$

Die nur von p abhängige Funktion $\varphi(p)$ bestimmt die Stabilität σ des Grundfeldes und zwar ist, wie man leicht zeigt,

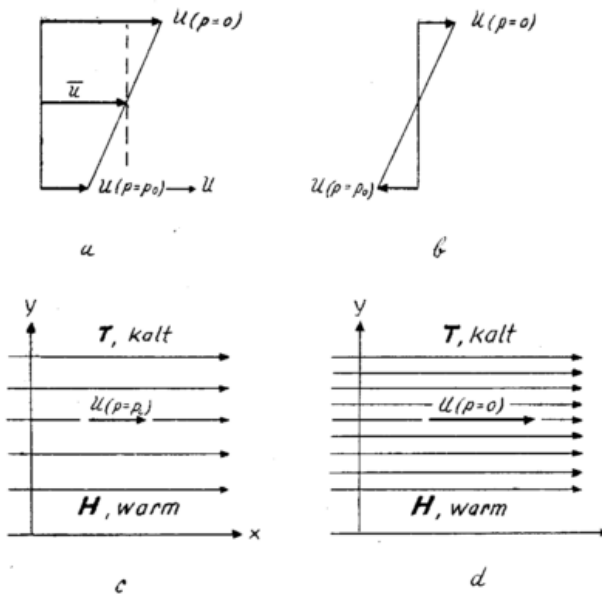


Abb. 6
Darstellung des ungestörten Grundzustandes
a) Windprofil $U(p)$ im ortsfesten Koordinatensystem
b) Windprofil $U(p)$ im mit der Geschwindigkeit U mitgeführten Koordinatensystem
c) $\tilde{\Phi}(x, y)$ im Niveau $p = p_0$
d) $\tilde{\Phi}(x, y)$ im Niveau $p = 0$

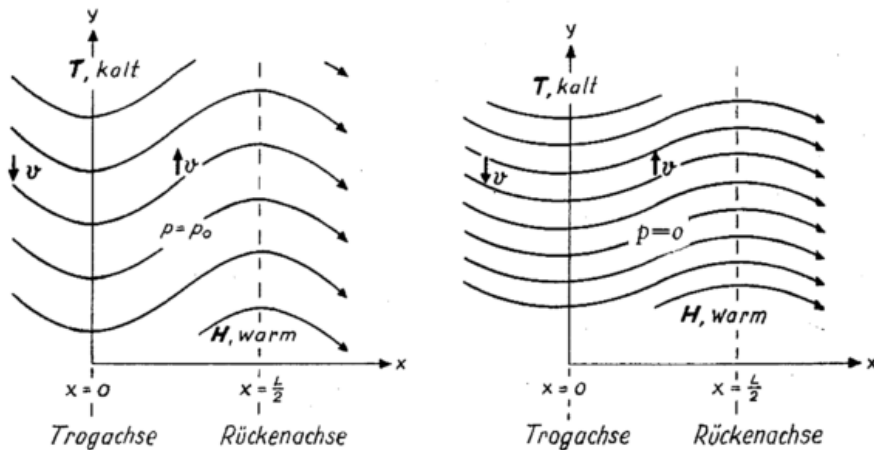


Abb. 7
Grundzustand mit überlagertem Anfangsstörung

Effekte, die auf die meridionale Beschränkung des Störungsfeldes zurückzuführen sind, wie zeitliche Änderung des meridionalen Temperaturgefälles oder der Baroklinität werden bei den folgenden Betrachtungen deshalb nicht erfaßt.

1. Vorbedingungen zur Einleitung des Entwicklungsprozesses

a) Änderung der relativen Topographie

Wir betrachten vorerst die aus dem Topographiefeld Φ z. Zt. $t = 0$ ablesbare advective Erwärmung $\mathfrak{B} \cdot \nabla \alpha$. Wegen des von x und p unabhängigen, von Norden nach Süden gerichteten Gefälles der relativen Topographie sowie wegen des in x sinusoidalen, von p unabhängigen Feldes der meridionalen Windkomponente v — Südströmung auf der Ostseite des Tiefs, Nordströmung auf der Westseite des Tiefs — setzt eine von p unabhängige Zunahme (Abnahme) der relativen Topographie auf der Vorderseite des Tiefs (Hochs) sowie eine entsprechende Abnahme (Zunahme) der relativen To-

$$\sigma = \frac{d^2 \varphi}{dp^2} + \frac{1}{\kappa p} \frac{d\varphi}{dp}, \quad \kappa = \frac{c_p}{c_v} = 1,4.$$

In dieses Grundfeld denken wir uns zu Beginn der Entwicklung eine möglichst einfach Störung Φ^* eingelagert. Wir wählen eine von y unabhängige barotrope Störung $\Phi^* = -A \cos kx$ mit dem zugehörigen Geschwindigkeitsfeld $u^* = 0, v^* = \frac{Ak}{f} \sin kx$,

so daß sich zum Ausgangszeitpunkt $t = 0$ die Topographie $\Phi = \tilde{\Phi} + \Phi^*$ in der Form

$$[10] \quad \Phi = \varphi(p) - U(p)fy - A \cos kx, \quad k = \frac{2\pi}{L}$$

L = Wellenlänge der Störung, darstellt, siehe Abb. 7.

Die Frage nach der Entstehung der Anfangsstörung bleibt offen. Der Mechanismus der atmosphärischen Entwicklung hängt zwar von der Beschaffenheit der Anfangsstörung entscheidend ab, jedoch werden die charakteristischen Merkmale des Entwicklungsprozesses auch bei andersgearteten Anfangsstörungen (z. B. barokline Störung) wiederzufinden sein.

IV. Anfangsphase der Entwicklung

Das Grundfeld und Störungsfeld nach III. ist anfangs so gewählt, daß sich die Störung unabhängig von y entwickelt. Wir werden uns deshalb damit begnügen können, die Resultate in der x, p -Ebene darzustellen.

pographie gleichen Betrags auf der Rückseite des Tiefs (Hochs) ein mit den Extremwerten der Temperaturänderung an den Stellen $x = \pm \frac{L}{4}$.

$$\text{Es ist } \alpha = -\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\frac{d\varphi}{dp} + U'fy \text{ und}$$

$$v = \frac{Ak}{f} \sin kx,$$

und die advective Änderung der relativen Topographie ergibt sich analytisch zu

$$[11] \quad \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right)_{adv.} = -\mathfrak{B} \cdot \nabla \alpha = -AkU' \sin kx, \quad U' < 0.$$

Das Feld $\left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right)_{adv.}$ ist in Abb. 8 schematisch dargestellt.

Eine zonale Advektion findet z. Zt. $t = 0$ nicht statt.

Wir werden später feststellen, daß z. Zt. $t = 0$ eine vertikale Zirkulation existiert, so daß sich bei nicht indifferenten Schichtung der Atmosphäre ($\sigma \neq 0$) der vorher betrachteten advectiven Temperaturänderung noch eine konvektive Temperaturänderung überlagert, die

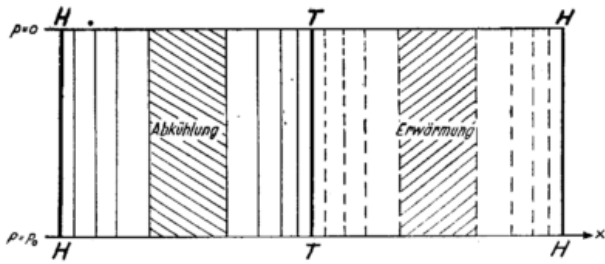


Abb. 8
Advektive Tendenz der relativen Topographie
$$\left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right)_{adv} = -\mathfrak{B} \cdot \nabla \alpha$$

wir wegen der Unkenntnis der Vertikalgeschwindigkeit vorerst nicht abschätzen können.

Die tatsächliche Temperaturänderung ist daher nur näherungsweise der advektiven Temperaturänderung gleichzusetzen ($\frac{\partial \alpha}{\partial t} \approx \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right)_{adv}$) und später zu korrigieren.

Um zu einer Vorstellung über die Änderung der absoluten Topographie $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ zu gelangen, benötigen wir gem. II 4. b. die Kenntnis der mittleren Vorticityänderung $\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t}$.

b. Änderung der absoluten Topographie $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$

Wegen des barotropen Charakters der angenommenen Störung Φ^* ist die relative Vorticity $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{Ak^2}{f} \cos kx$ unabhängig von p und positiv im zyklonalen Gebiet $-\frac{L}{4} < x < \frac{L}{4}$ und negativ im antizyklonalen Gebiet $\frac{L}{4} < x < \frac{3}{4}L$, siehe Abb. 9.

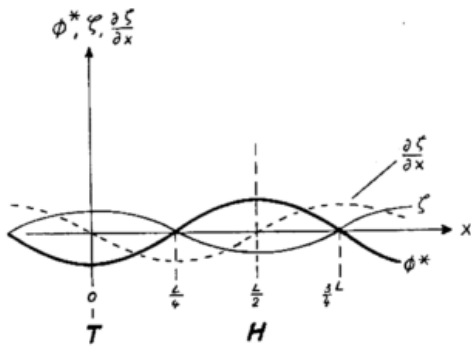


Abb. 9
 $\Phi^*, \zeta, \frac{\partial \zeta}{\partial x}$ als Funktionen von x, z. Z. t = 0 unabhängig von p

Wegen der sinusoidalen Form der Störung gilt hier allgemein:

$$[12] \quad \zeta = -\frac{k^2}{f} \Phi^*, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{k^2}{f} \frac{\partial \Phi^*}{\partial t}$$

bei nicht sinusförmigen Störungen ist der Zusammenhang komplizierter.

Der zonale Gradient von ζ hat Extremwerte zwischen den Achsen des Trog und des Rückens: $\frac{\partial \zeta}{\partial x} = -\frac{Ak^3}{f} \sin kx$, siehe Abb. 9.

Der zonale Wind $U(p)$ war unabhängig von x und positiv oberhalb 500 mb, negativ unterhalb 500 mb angenommen. Man entnimmt daher der Abb. 10 leicht, daß die Extrema der advektiven Vorticityänderung

$$\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)_{adv} = -\mathfrak{B} \cdot \nabla \zeta = -\mathfrak{B} \cdot \nabla \eta$$

zwischen den Achsen der Störung liegen: ostwärts des Trog wird in Bodennähe antizyklonale Vorticity, westlich des Trog zyklonale Vorticity advehiert, oberhalb 500 mb kehrt sich der Effekt um. Rechnerisch erhält man für

$$[13] \quad \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)_{adv} = -\mathfrak{B} \cdot \nabla \eta = U \frac{Ak^3}{f} \sin kx,$$

das Feld ist in Abb. 10 dargestellt. Man bemerkt, daß die advektive Vorticityänderung innerhalb einer Vertikalsäule völlig kompensiert wird. Analytisch ergibt sich diese Aussage aus $\bar{U} = 0$. Es ist also

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} = -\mathfrak{B} \cdot \nabla \bar{\eta} = 0.$$

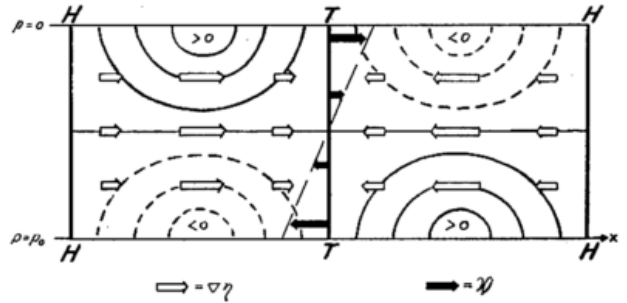


Abb. 10
Advektive Tendenz der Vorticity $\mathfrak{B} \cdot \nabla \eta = -\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)_{adv}$

Die mittlere Vorticity innerhalb einer Vertikalsäule bleibt ungeändert, oder nach Beziehung [12]: die mittlere Höhenänderung $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ verschwindet, innerhalb der Vertikalsäule kompensieren sich die Höhenänderungen $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ ebenfalls vollständig.

Wir erinnern uns, daß die relative Topographie α auf der Vorderseite des Tiefs unabhängig von p zeitlich zunimmt, auf der Rückseite abnimmt. Betrachten wir die Verhältnisse entlang der Vertikalen in $x = \frac{L}{4}$, so ergeben sich entsprechend der Abb. 5b die in Abb. 11 dargestellten Höhenänderungen.

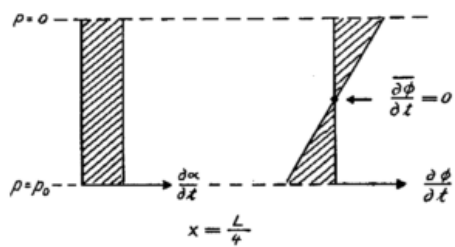


Abb. 11
Konstruktion der Tendenz $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ der absoluten Topographie aus der Tendenz der relativen Topographie $\frac{\partial \alpha}{\partial t}$ und der Tendenz der mittleren absoluten Topographie $\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial t}$

Wir extrapolieren diese Darstellung — für $x = -\frac{L}{4}$ kehren sich lediglich die Vorzeichen um — leicht zu der feldmäßigen Darstellung der Abb. 12.

c. Neigung der Trog- und Rückenachsen

Das in Abb. 12 dargestellte Viererfeld der Höhenänderungen $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ bewirkt, daß sich die topographischen Gebilde in der Höhe (oberhalb 500 mb) nach Westen, in

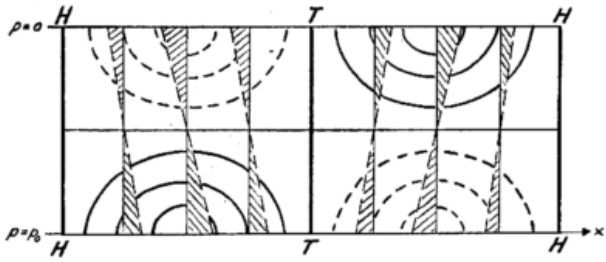


Abb. 12
Tendenz $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ des Geopotentialfeldes.

Die schraffierten Flächen geben den Verlauf von $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ entlang der Vertikalen an.

Bodennähe (unterhalb 500 mb) nach Osten dem Windprofil entgegen verlagern. Das bedeutet: die Achsen der Tröge und der Rücken neigen sich mit zunehmender Höhe nach Westen.

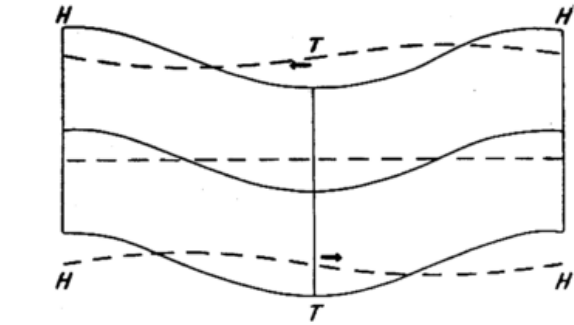
Konstruktiv ergibt sich diese Neigung der Achse durch Überlagerung des mit einem festen Zeitschritt Δt multiplizierten Tendenzfeldes $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ auf das ursprüngliche Feld ϕ z. Z. $t = 0$, wie dies die Abb. 13 zeigt.

Die Verlagerungsgeschwindigkeit c ergibt sich rechnerisch zu

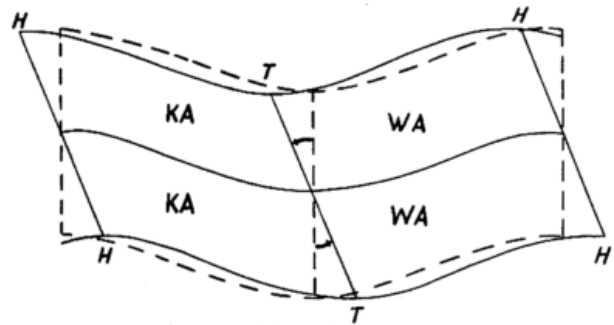
[14] $c = -U.$

d. Feld der Winddivergenzen

Gemäß der Aussage nach II 1. erhält man die Verteilung der Divergenzen und Konvergenzen aus der Kenntnis der individuellen Änderung der Vorticity, wobei wir $\eta \approx f > 0$ voraussetzen. Wir betrachten zunächst die Verhältnisse auf der Vorderseite des Tiefs:



— $\phi(t=0)$: barotrope Anfangsstörung
- - - $\frac{\partial \phi}{\partial t}(t=0)$: Anfangstendenz
Die Pfeile geben die Verlagerungsrichtung der Störung an.



- - - barotrope Anfangsstörung
— Störung nach Ablauf der (kleinen) Zeitspanne Δt

Abb. 13
Graphische Konstruktion der Achsenneigung

Oberhalb 500 mb bewegt sich das Teilchen in Gebiete antizyklonaler Vorticity, lokal erfährt es wegen der

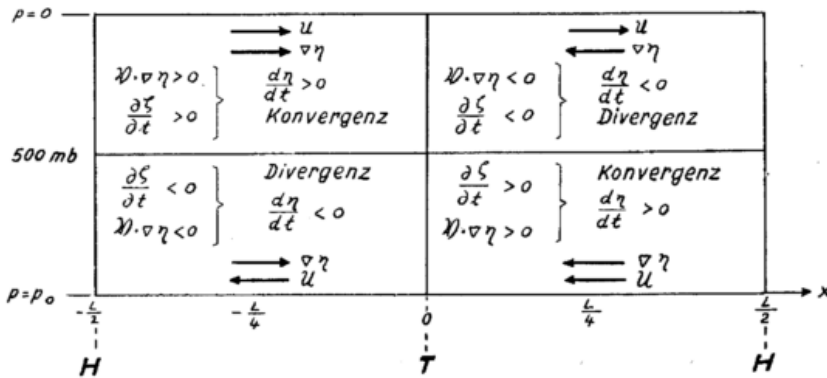


Abb. 14
Vorzeichenfeld der individuellen Vorticityänderung und der Divergenz

dort beobachteten antizyklonalen Höhenänderung ebenfalls eine Zunahme antizyklonaler Vorticity, d. h. beide Effekte sind gleichsinnig, wir können also mit Sicherheit auf eine individuelle Abnahme der Vorticity und damit auf Winddivergenz schließen.

Unterhalb des Niveaus 500 mb bewegt sich das Teilchen in Gebiete zunehmender Vorticity, lokal erfährt es ebenfalls eine Zunahme der Vorticity infolge der dort einsetzenden zyklonalen Höhenänderung. Aus dieser individuellen Zunahme der Vorticity kann eindeutig auf Windkonvergenz geschlossen werden, siehe Abb. 14.

Wegen der stärksten zeitlichen lokalen Änderung von ζ und der Extremwerte des Vorticitygradienten bei $x = \pm \frac{L}{4}$ sind diese Linien auch die Gebiete maximaler individueller Vorticityänderung, so daß sich die Ver-

teilung des Divergenzfeldes $\nabla \cdot \mathfrak{V}$ nach Abb. 15 ergibt: Die in dieser Abbildung eingetragenen Windpfeile stellen ageostrophische Windkomponenten dar. Analytisch ergibt sich für

[15] $\nabla \cdot \mathfrak{V} = 2U \frac{\Delta k^2}{f^2} \sin kx.$

e. Vertikalzirkulation

Aus dem in II 2. abgeleiteten Zusammenhang zwischen dem Feld der Winddivergenzen und der Vertikalgeschwindigkeit muß auf aufsteigende Luft auf der Vorderseite der Zyklone, $\omega < 0$, auf absinkende Luft auf der Rückseite des Tiefs, $\omega > 0$, geschlossen werden mit extremer Vertikalgeschwindigkeit im divergenzfreien Niveau 500 mb, siehe Abb. 16.

Analytisch ergibt sich für

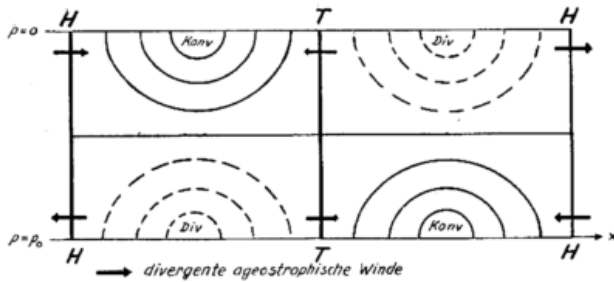


Abb. 15
Verteilung der Divergenzen $\nabla \cdot \mathfrak{V}$

[16]
$$\omega = -\frac{Ak^2}{f^2} \sin kx \cdot \int_0^p U dp.$$

f. Modifikation der Achsenneigung infolge konvektiver Temperaturänderung

Die Kenntnis der Vertikalzirkulation gestattet, nunmehr auch die Wirkung der konvektiven Temperaturänderung abzuschätzen, die bisher von der Betrachtung ausgeschlossen werden mußte.

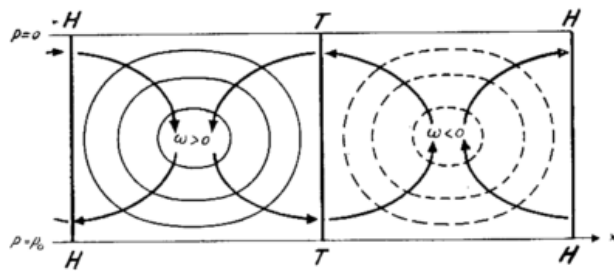


Abb. 16
Verteilung der Vertikalgeschwindigkeit ω

Nehmen wir der Einfachheit halber an, daß die Stabilität σ im gesamten Raum konstant ist, so wird sich wegen

$$\left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right)_{konv} = \sigma \omega \text{ — vgl. Gleichung [8b] —}$$

eine dem Feld der Vertikalbewegung ähnliche Änderung der relativen Topographie einstellen: d. h. konvektive

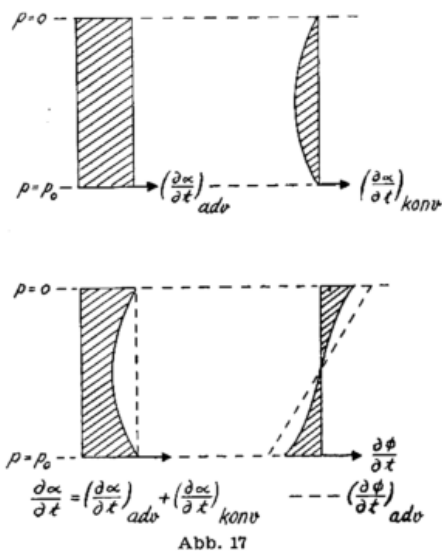


Abb. 17
Tendenz der relativen $\left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right)$ und der absoluten $\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right)$ Topographie in der Vertikalen bei $x = \frac{L}{4}$

Abnahme der relativen Topographie auf der Vorderseite, konvektive Zunahme der relativen Topographie auf der Rückseite des Troges mit Extremwerten im Niveau extremer Vertikalgeschwindigkeit (500 mb). Das bedeutet, daß die konvektiven Temperaturänderungen den advektiven Temperaturänderungen entgegenwirken, was wohl in der Atmosphäre allgemein zutreffen dürfte.

Die Abb. 11 ist entsprechend zu ergänzen — siehe Abb. 17.

Da die Verlagerungsgeschwindigkeit der Achse proportional der Tendenz ist, so ergibt sich an Stelle der ursprünglich abgeleiteten Achsenneigung bei Berücksichtigung der konvektiven Effekte eine korrigierte Achsenneigung gem. Abb. 18a, b.

Ist die Stabilität $\sigma \sim \frac{1}{p^2}$, was z. B. für eine isotherme Atmosphäre zutrifft, so modifiziert sich die Achsenneigung gem. Abb. 18c, wie eine genauere Rechnung zeigt.

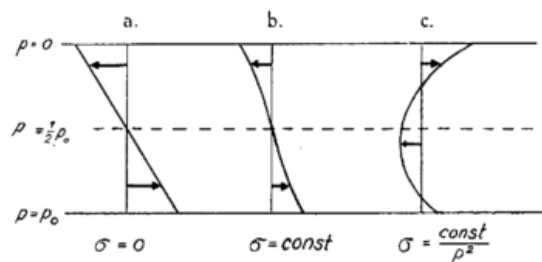


Abb. 18
Achsenneigung in Abhängigkeit von σ

Die quantitative Auswertung ergibt weiterhin, daß infolge der konvektiven Temperatureffekte auch das ursprünglich hergeleitete Feld der Vertikalgeschwindigkeit — Abb. 16 — modifiziert wird im Sinne einer Abschwächung der Vertikalzirkulation.

g. Der zyklonische Stoffwechsel

Infolge der Relativbewegung der Zyklone und Antizyklone zum geostrophischen zonalen Wind U in Bodennähe nach Osten, in der Höhe nach Westen wird die Zyklone und Antizyklone individuell unterhalb 500 mb im Sinne einer Ostströmung, oberhalb im Sinne einer Westströmung durchströmt.

Die Luftbahnen (Trajektorien) relativ zu den als ruhend betrachteten topographischen Gebilden sind in Abb. 19 dargestellt.

Die Zyklone und Antizyklone beziehen also auf ihrer Vorderseite unterhalb 500 mb Frischluft ein und atmen sie auf der Rückseite wieder aus; oberhalb 500 mb kehrt sich der Effekt um. Raethjen bezeichnet diesen Prozeß als Stoffwechsel der Zyklone.

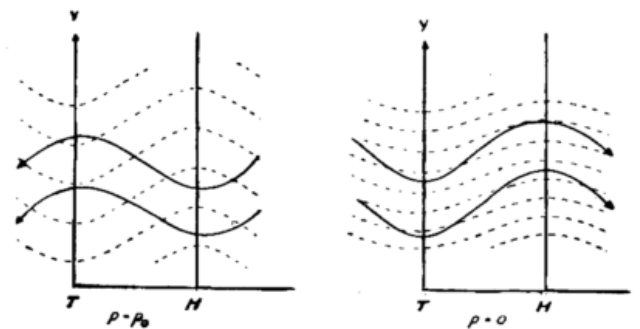


Abb. 19
Trajektorien relativ zu den Druckstörungen

2. Entwicklungsprozeß — Vertiefung der Zyklone, Verstärkung der Antizyklone

Die bisher betrachteten Zustandsänderungen lassen noch keine eigentliche Entwicklung erkennen. Die Störung verlagert sich lediglich mit unterschiedlicher Phasengeschwindigkeit, ohne daß sich die Amplitude der Störung ändert. Wir werden jedoch in diesem Abschnitt feststellen, daß die unter IV 1. behandelten zeitlichen Änderungen des Anfangsfeldes die notwendigen Voraussetzungen für den eigentlichen Entwicklungsprozeß in Form der Zyklogenese und Antizyklogenese schaffen.

Wir werden nunmehr davon ausgehen, daß sich die Achsen des Tiefs und des Hochs bereits geneigt haben und daß auf der Vorderseite des Tiefs von Süden wärmere Luft, auf der Rückseite von Norden kältere Luft eingeflossen ist. Bei der Herleitung der Weiterentwicklung dieses Feldes gehen wir völlig analog zu den Betrachtungen unter IV 1. vor.

a. Änderung der relativen Topographie

Wir betrachten vorerst wiederum die Änderung der relativen Topographie infolge Advektion, müssen allerdings jetzt auch eine zonale Advektion berücksichtigen, wobei wir uns auf den zonalen Transport

durch den geostrophischen Wind des Grundfeldes U beschränken wollen.

Die meridionale Advektion hält weiterhin an, nur haben sich jetzt die Linien gleicher Meridionalgeschwindigkeit v und damit auch die Linien gleicher meridionaler Advektion der relativen Topographie mit den Achsen von Trog und Rücken entsprechend mitgeneigt, so daß sich für die durch Meridionaladvektion hervorgerufene Änderung der relativen Topographie die Darstellung nach Abb. 20 ergibt. Dieser Meridionaladvektion ist überlagert die durch Zonaladvektion hervorgerufene Änderung der relativen Topographie entsprechend der Abb. 21. Wegen der Unabhängigkeit des zonalen Windes von x ist bei festem Druck die zonale Advektion proportional dem zonalen Temperaturgradienten, nimmt also Extremwerte an auf den Achsen der Zyklone und Antizyklone. Wir finden zonale advective Erwärmung (Abkühlung) im Bodentief (-hoch) und zonale advective Abkühlung (Erwärmung) im Höhentief (-hoch). Die genauere analytische Rechnung erweist, daß sich diese beiden Advektionen so überlagern, daß die resultierende Advektion wiederum unabhängig von p ist, wie dies in Abb. 22 dargestellt wird. Trotz Achsenneigung bleibt also die ursprünglich festgestellte Temperaturadvektion — siehe Abb. 8 — weiterhin unverändert erhalten.

b. Änderung der absoluten Topographie

Das Feld der (zonalen) Vorticityadvektion modifiziert sich gegenüber dem z. Z. $t = 0$ gültigen, in Abb. 10 dargestellten Advektionsfeld lediglich durch eine entsprechende Neigung der Isolinien der Advektion mit den Achsen des Tiefs und Hochs und damit mit dem Vorticityfeld selbst. Abb. 23a zeigt die feldmäßige Verteilung der Vorticityadvektion $(\frac{\partial \zeta}{\partial t})_{adv}$. Wir sehen, daß für die Advektion der Vorticity durchaus kein Kompensationsprinzip gilt: In der Nähe der Trogachse wird durch die gesamte Vertikale zyklonale Vorticity, in der Nähe der Rückenachse durch die gesamte Vertikale antizyklonale Vorticity advehiert, eine für den Entwicklungsprozeß notwendige Konfiguration.

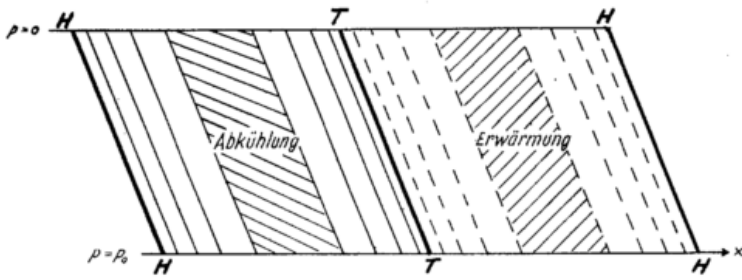


Abb. 20
Tendenz der relativen Topographie α durch Meridionaladvektion $(-v \frac{\partial \alpha}{\partial y})$

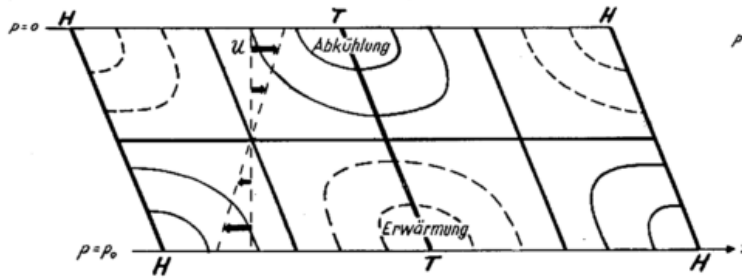


Abb. 21
Tendenz der relativen Topographie α durch Zonaladvektion $(-U \frac{\partial \alpha}{\partial x})$

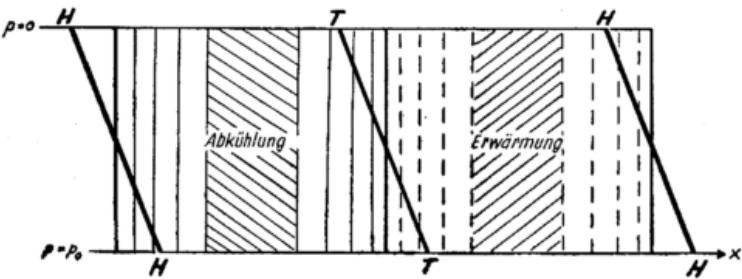


Abb. 22
Tendenz der relativen Topographie α durch die Gesamtadvektion $(\mathfrak{B} \cdot \nabla \alpha)$

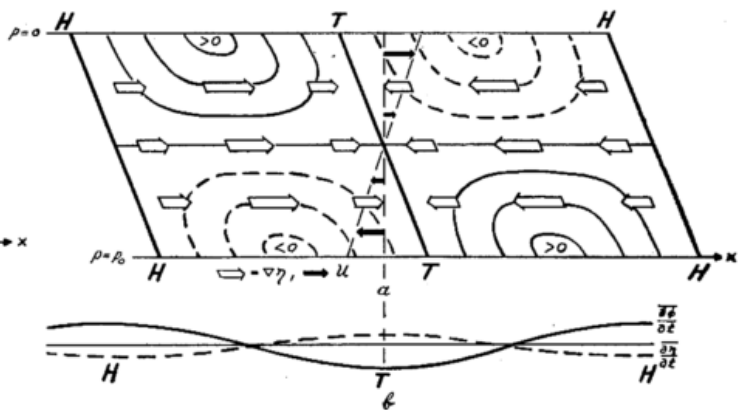


Abb. 23
a. Vorticityadvektion $\mathfrak{B} \cdot \nabla \eta_i$
b. Tendenz der mittleren Vorticity $\frac{\partial \zeta}{\partial t}$ und der mittleren absoluten Topographie $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$

Da wegen des Verschwindens der mittleren Divergenz $\nabla \cdot \mathfrak{B}$ die mittlere advective Vorticityänderung gleich der tatsächlichen mittleren Vorticityänderung ist — Aussage der Gleichung [7] —:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} \right)_{adv} = -\mathfrak{B} \cdot \nabla \eta_i$$

so kann aus Abb. 23 gefolgert werden, daß im Vertikal-mittel eine Zunahme von Zyklonalität in zyklonalen Gebieten und eine entsprechende Zunahme von Antizyklonalität in antizyklonalen Gebieten einsetzt wird. Aus Abb. 23a erhält man sofort durch Mittelung über p qualitativ die Änderung der mittleren Vorticity, die in Abb. 23b aufgetragen ist. Sie ist gemäß Gleichung [12] proportional der mittleren Höhenänderung. Wir schließen deshalb, daß im vertikalen Mittel innerhalb der Zyklone der Druck fällt $\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial t} < 0$, in der Antizyklone im Mittel der Druck steigt $\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial t} > 0$.

Die Kenntnis der Änderung der relativen Topographie und der Änderung der mittleren absoluten Topographie ist ausreichend — siehe II 4. —, den Verlauf der zeit-

lichen Änderung der absoluten Topographie als Funktion von p entlang der Vertikalen zu konstruieren. Wir wählen dafür die die Trog- und Rückenachse in den Flächen $p = 0$, $p = 500$ mb, $p = p_0$ schneidenden bzw. berührenden Vertikalen aus. Durch Integration der Änderung der relativen Topographie $\frac{\partial \alpha}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)$ über p gewinnt man den Verlauf der Änderung der absoluten Topographie $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ bis auf eine Konstante, die so zu wählen ist, daß die über p gemittelte Änderung genau der in Abb. 23b aufgetragenen aus dem mittleren Vorticitytransport resultierenden Änderung $\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial t}$ gleichkommt.

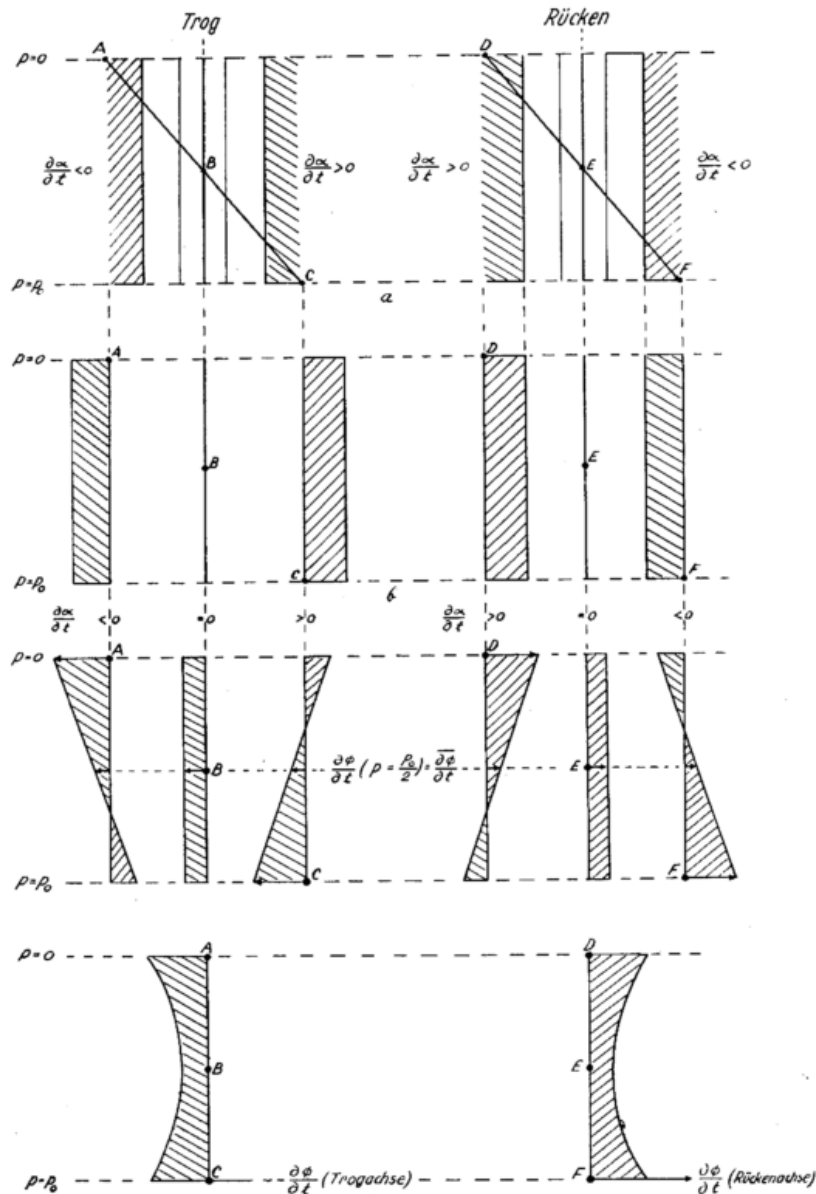


Abb. 24
Konstruktion der Tendenz $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ aus der Tendenz der relativen Topographie $\frac{\partial \alpha}{\partial t}$ und der mittleren absoluten Topographie $\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial t}$

Die Kurven der Abb. 24c und d sind auf diese Weise konstruiert worden. Ihre Herleitung ist aus den Abbildungen leicht ersichtlich.

Es setzt also jetzt die eigentliche Entwicklung ein: Im Zentrum der Zyklone fällt der Druck, im Zentrum der Antizyklone steigt der Druck. In unserem speziel-

len Beispiel findet entlang der Trogachse durchweg Fall, entlang der Rückenachse durchweg Anstieg statt mit maximaler Entwicklung an den Begrenzungsflächen $p = 0$ und $p = p_0$. Rechnerisch ergibt sich für die Höhenänderung entlang der Achsenlinien

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right)_{\text{Trogachse}} \sim \mp (U^2 + \bar{U}^2), \bar{U}^2 \neq 0.$$

Die Gebiete von Druckfall und Druckanstieg beziehen jetzt die Zentren der Zyklone und Antizyklone mit ein, wie dies in Abb. 25 zum Ausdruck kommt, in welcher das aus Abb. 24 und Abb. 12 qualitativ leicht herleitbare Feld der absoluten Höhenänderung $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ dargestellt ist.

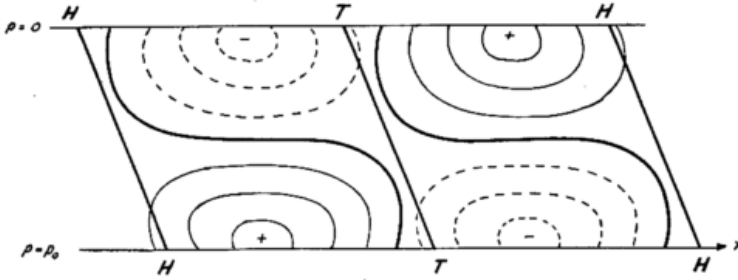


Abb. 25

Tendenz des Geopotentialfeldes $\frac{\partial \Phi}{\partial t} \sim - \frac{\partial \xi}{\partial t}$

c. Divergenzfeld, Vertikalzirkulation

Da in den Zentren der Zyklone und Antizyklone mit den Gradienten der Vorticity auch die advective Vorticityänderung verschwindet, ist dort die lokale und individuelle Vorticityänderung identisch. Wir schließen entsprechend unserer Aussage II 1, Gleichung [2a], deshalb von Druckfall (Vorticityzunahme) entlang der Trogachse auf Konvergenzen, von Druckanstieg (Vorticityabnahme) entlang der Rückenachse auf Divergenzen, so daß sich das Feld der Divergenzverteilung nach Abb. 26 modifiziert: Es existiert keine divergenzfreie Fläche $p = \text{const}$ mehr, wie dies in Abb. 15 noch für die 500 mb-Fläche zutrif. Nach den Betrachtungen in Abschn. II 2 leitet sich aus der Verteilung von Divergenzen und Konvergenzen leicht die in Abb. 27 dargestellte zugehörige Vertikalzirkulation ab: Unterhalb 500 mb steigt im Zentrum des Tiefs die Luft auf ($\omega < 0$), oberhalb 500 mb sinkt die Luft ab ($\omega > 0$), entlang der Rückenachse herrscht die gegensinnige Vertikalbewegung.

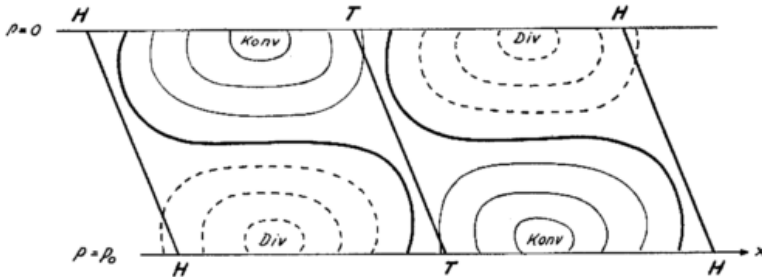


Abb. 26

Verteilung der Divergenzen $\nabla \cdot \mathfrak{B}$

d. Modifikation der Entwicklung infolge konvektiver Temperaturänderung

Die Ausbildung der Vertikalzirkulation führt nun wiederum zu einer bisher nicht berücksichtigten konvektiven, der Vertikalgeschwindigkeit proportionalen

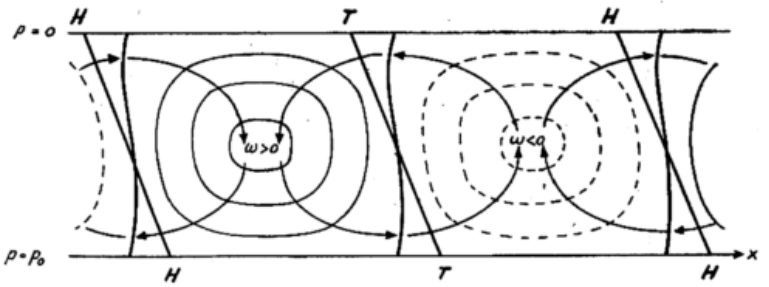


Abb. 27

Verteilung der Vertikalgeschwindigkeit ω

Änderung der relativen Topographie $\left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right)_{\text{konv}} = \sigma \omega$

(wir nehmen wiederum $\sigma = \text{const}$ an), die eine Korrektur der in Abb. 24 konstruierten Kurven entlang der Vertikalen in bestimmten Achsenpunkten erfordert. Die Abb. 28 berücksichtigt diese Korrekturen, wobei die ursprünglichen Kurven, bei denen der konvektive Temperatureffekt noch unberücksichtigt geblieben war, gestrichelt mit eingezeichnet sind. Die Entwicklung wird, wie aus Abb. 28c hervorgeht, auf den Achsen in allen Niveaus gedämpft. Die Punktcurve in Abb. 28c ergibt sich dann, wenn die Stabilität in der Form

$\sigma \sim \frac{1}{p^2}$ angenommen wird, wie eine genaue Analyse

ergibt. Die rechnerische Auswertung erweist weiterhin, daß die Entwicklung — ohne Berücksichtigung konvektiver Erwärmungsprozesse — mit abnehmender Wellenlänge der Störung an Intensität zunimmt und schließlich über alle Grenzen wächst (UV-Katastrophe). Andererseits wächst auch der dämpfende Effekt der konvektiven Temperaturänderung mit abnehmender Wellenlänge in einem Maße an, daß er von einer bestimmten Wellenlänge an die Entwicklung überkompensiert; das bedeutet, daß in einer stabil geschichteten Atmosphäre von einer bestimmten Wellenlänge an kurze Wellen keine Entwicklung mehr zeigen.

e. Die Energiequelle der Entwicklung

Das Anwachsen der Amplitude der Störung führt zu einem entsprechenden Anwachsen der meridionalen geostrophischen Windkomponente und damit zu einer Erhöhung der kinetischen Energie des Störfeldes im gesamten betrachteten Raume. Diese Zunahme der kinetischen Energie muß durch eine entsprechende Abnahme einer anderen Energieart kompensiert werden. Die Zunahme der kinetischen Energie kann theoretisch einmal aus einer entsprechenden Abnahme der kinetischen Energie der zonalen Grundströmung, zum anderen aus einer entsprechenden Abnahme der potentiellen Energie bzw. der inneren Energie, die sich jedoch bei Gültigkeit der statischen Grundgleichung im Mittel gleichsinnig ändern, resultieren.

In unserem speziellen Beispiel bleibt die zonale Grundströmung U ungeändert, so daß die Energiequelle für die Zunahme der kinetischen Energie in einer Abnahme potentieller Energie zu suchen ist.

Wir betrachten das Feld der nichtgeostrophischen Windkomponenten in Verbindung mit dem Temperaturfeld in einem Schnitt der x, p -Ebene, siehe Abb. 29.

Die Abbildung erweist, daß sich die Warmluft vor der Trogachse in Bodennähe kontrahiert und aufgleitet, sich jedoch oberhalb der 500 mb-Fläche wiederum ausbreitet. Die Kaltluft auf der Rückseite des Tiefs sinkt ab und breitet sich in Bodennähe aus, wobei sowohl das Zentrum des Tiefs als auch das Zentrum des Hochs von kälterer Luft unterspült wird. In der Höhe ober-

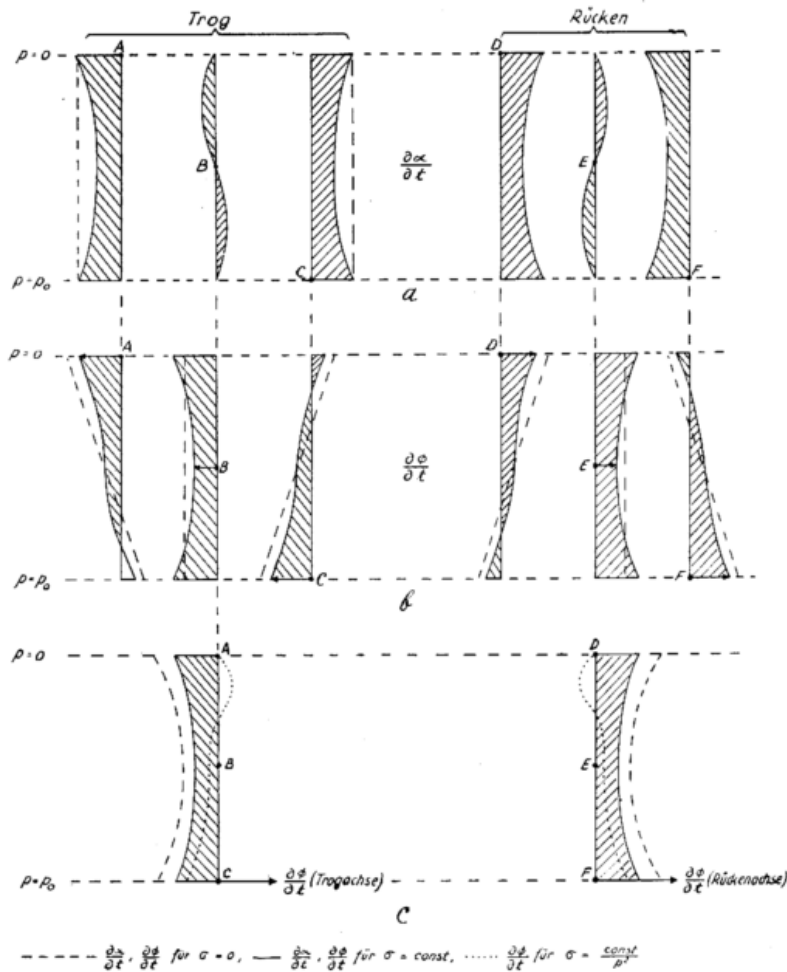


Abb. 28

Die Modifikation der Tendenzen $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ auf den Störungsachsen bei Berücksichtigung der konvektiven Temperaturänderungen in einer stabil geschichteten Atmosphäre, $\sigma > 0$

halb 500 mb findet eine entsprechende Kontraktion der Kaltluft statt. Summarisch bedeutet dieser Vorgang, daß die Kaltluft absinkt und die Warmluft aufsteigt, so daß eine Senkung des Schwerpunkts des gesamten Systems eintritt im Sinne einer Abnahme der potentiellen Energie, die das Äquivalent zu der Zunahme der kinetischen Energie der Störung darstellt.

3. Modifikationen des Entwicklungsschemas

a. Asymmetrische Entwicklung von Zyklone und Antizyklone

Wir hatten bisher eine so schwache Störung vorausgesetzt, daß die Vorticity im wesentlichen durch den Coriolisparameter f bestimmt werden sollte: $\eta = f$, soweit η in der Vorticitygleichung in nicht differenzierter Form auftritt. Bei der Abschätzung der Gradienten von η — z. B. bei der Ermittlung des Vorticitytransportes — wurde selbstverständlich die Abhängigkeit der Vorticity von x voll berücksichtigt.

Wir hatten also in der Vorticitygleichung

$$\frac{d\eta}{dt} = -\eta \nabla \cdot \mathfrak{B}$$

auf der rechten Seite η durch f ersetzt und sie in der einfacheren Form

$$\frac{d\eta}{dt} = -f \nabla \cdot \mathfrak{B}$$

benutzt. Wir schlossen deshalb, unabhängig von der Zyklonalität des betrachteten Gebietes, von gleichen individuellen Vorticityänderungen auf entsprechend gleiche Beträge der Divergenzen, obwohl die Intensität der Divergenz streng genommen auch von der Vorticity (Drehbewegung) selbst, die im Hoch- und Tiefdruckgebiet unterschiedlich ist, abhängt.

Die Berücksichtigung dieser bisher unterdrückten Unterschiede läßt eine Erklärungsmöglichkeit für die Bevorzugung in der Entwicklung der Zyklone gegenüber der Antizyklone zu:

Wir erinnern uns, daß wir aus der Kenntnis der advektiven Änderung der relativen Topographie $\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_{adv}$ sowie aus der Kenntnis des Vorticitytransportes $\mathfrak{B} \cdot \nabla \eta$ auf die Änderung der absoluten Topographie $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ und auf die individuelle Änderung von η geschlossen hatten. Diese Schlußweise bleibt weiterhin richtig, da die Ausgangsterme vom Divergenzeffekt unbeeinflusst sind.

Bei dem Schluß auf die Intensität der Divergenzen aus der individuellen Änderung der Vorticity $\frac{d\eta}{dt}$ ist jedoch insofern eine Korrektur erforderlich, als nach unserer Aussage II 1 für die gleiche Änderung $\frac{d\eta}{dt}$ in

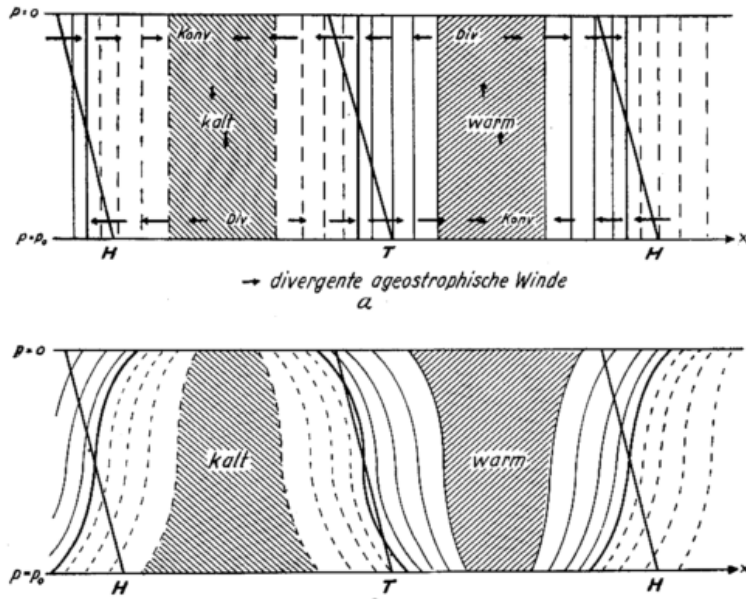


Abb. 29

a. Die Ausbreitung der Warm- und Kaltluft durch ageostrophische Windkomponenten.
b. Deformation des Feldes der relativen Topographie.

antizyklonalen Gebieten ($\eta < f$) eine stärkere Divergenz bzw. Konvergenz als in zyklonalen Gebieten ($\eta > f$) erforderlich ist.

Das Feld der individuellen Vorticityänderung war, abgesehen vom Vorzeichen, völlig symmetrisch zu den Achsen des Tiefs und Hochs orientiert. Diesem wird wegen der im zyklonalen und antizyklonalen Gebiet

unterschiedlichen Vorticity (Drehgeschwindigkeit), wie Gleichung [2a] aussagt, ein zu den Achsen asymmetrisches Divergenzfeld zuzuordnen sein, in dem Sinn, daß die Divergenzen und Konvergenzen und demzufolge auch die Vertikalzirkulation in der Antizyklone stärker ausgeprägt sind als in der Zyklone, wie dies in Abb. 30 schematisch eingezeichnet ist.

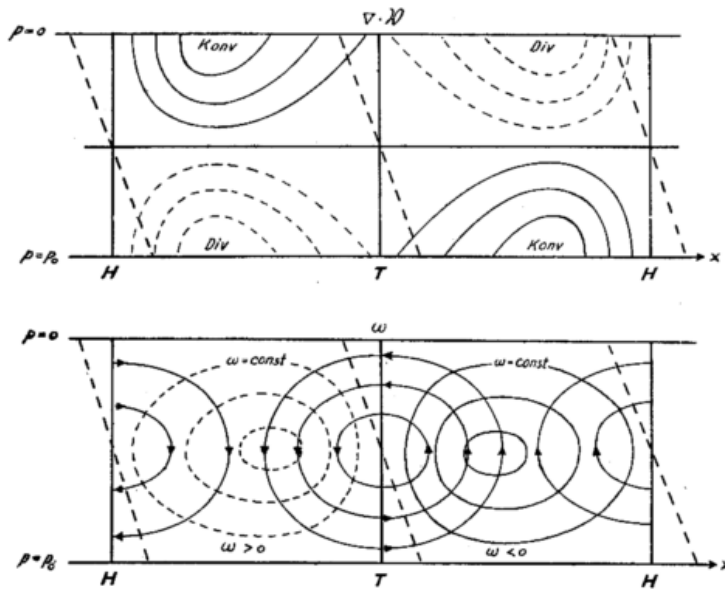


Abb. 30

Asymmetrische Divergenzverteilung $\nabla \cdot \mathfrak{V}$ und Vertikalzirkulation bei symmetrischer Ausgangssituation im Geopotentialfeld Φ

Da die konvektiven Änderungen der relativen Topographie — bei angenommener konstanter Stabilität σ — der Vertikalbewegung proportional sind, so werden wir auch entsprechend stärkere Effekte konvektiver Temperaturänderungen im antizyklonalen als im zyklonalen Gebiet feststellen.

Wir hatten gefunden, vgl. IV 2. d, daß die konvektiven Temperaturänderungen für die Dämpfung des

Entwicklungsprozesses verantwortlich waren. Wir schließen also, daß bei stabiler Schichtung der Atmosphäre die Antizyklone stärker gedämpft wird als die Zyklone, d. h. die Zyklone sich stärker entwickelt als die Antizyklone, siehe Abb. 31, in der die aus der ursprünglich symmetrischen Anordnung ($t = 0$) folgende asymmetrische Entwicklung ($t = \Delta t$) in einem Niveau $p = \text{const}$ wiedergegeben ist.

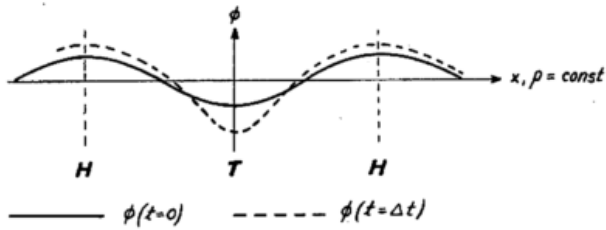


Abb. 31
Asymmetrische Entwicklung von Zyklone und Antizyklone

b. Annahme eines mittleren Niveaus maximaler Zonalgeschwindigkeit

Wir hatten bisher angenommen, daß der Zonalwind U linear mit abnehmendem Druck zunimmt, d. h. daß das Temperaturgefälle des ungestörten Feldes durch die gesamte Atmosphäre gleichsinnig von Norden nach

Süden gerichtet ist. Man wird jedoch den realen Verhältnissen der Atmosphäre gerechter, wenn man ein Niveau $p = p^*$ maximaler Zonalgeschwindigkeit (Jet) annimmt, oberhalb dessen der Zonalwind wieder abklingt und das Temperaturgefälle sich umkehrt.

Solange die Stabilität σ als konstant betrachtet wird*), konstruiert man sich leicht aus den in Abschn. IV 1, 2 entworfenen Abbildungen durch Symmetrieüberlegungen das zum Jet-Profil zugehörige Zirkulationsschema, das in Abb. 32 wiedergegeben ist.

Es bildet sich im Niveau des Jet p^* (im Beispiel $p^* = 500$ mb) eine Nullschicht aus mit verschwindender Vertikalbewegung, maximalen Divergenzen bzw. Konvergenzen und maximalen ageostrophischen Windkomponenten. Das Zirkulationsschema entspricht in dieser Form qualitativ den von Faust (1) statistisch abgeleiteten Vorstellungen über den Zirkulationsmechanismus in der Nähe der Nullschicht.

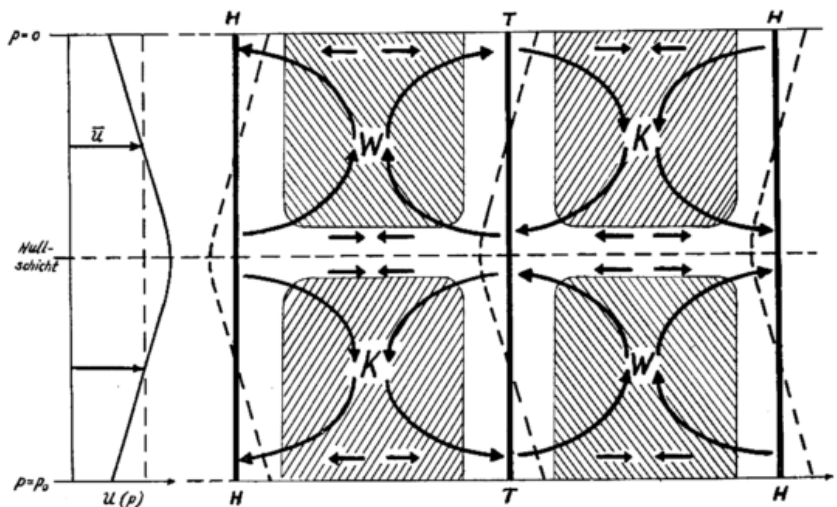


Abb. 32
Zirkulationsschema bei einem Windprofil mit Jet

Die Achsen des Tiefs und des Hochs neigen sich entgegen dem Windprofil, wie dies durch die gestrichelte Linienführung in der Abb. 32 angedeutet wird.

Auch in dem modifizierten Schema der Abb. 32 findet im gesamten Raume Entwicklung statt, mit extremer Zyklonogenese und Antizyklonogenese in den Niveaus verschwindender Vertikalgeschwindigkeit.

In den beiden durch die Nullschicht p^* getrennten Systemen wird eine Senkung des Schwerpunktes beobachtet, da in beiden Systemen sich in den Niveaus hohen Druckes die Kaltluft, in den Niveaus niederen Druckes die Warmluft ausbreitet.

c. Einfluß der Bodenreibung

Die Modifikation des Zirkulationsschemas infolge des Einflusses der Bodenreibung wird im wesentlichen darin bestehen, daß sich der bisher betrachteten Vertikalzirkulation eine um $1/4$ L phasenverschobene, nicht sehr hochreichende Reibungszirkulation überlagert, mit aufsteigender Luft im zyklonalen, absinkender Luft im antizyklonalen Gebiet.

Beschränken wir uns bei der Betrachtung der Abb. 32 lediglich auf das unterhalb der Nullschicht p^* befind-

liche System, so ist dieses etwa in der in Abb. 33 schematisch dargestellten Weise zu ergänzen.

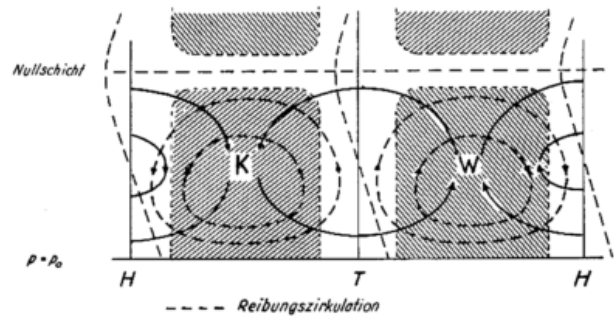


Abb. 33
Modifikation des Zirkulationsschemas bei Berücksichtigung der Bodenreibung

In Bodennähe wird durch zonale Advektion der Temperatur infolge des ageostrophischen Reibungswindes der zonale Temperaturgradient im Tief sich verstärken (Frontogenese), im Hoch entsprechend abschwächen (Frontolyse), vgl. Hollmann (2).

Auf den Störungsachsen werden wir extreme Temperaturänderungen im Tief in Bodennähe antreffen,

*) In der realen Atmosphäre wird σ mit abnehmendem Druck zunehmen.

wo der Abkühlung infolge ageostrophischer zonaler Temperaturadvektion eine konvektive Abkühlung infolge der Reibungszirkulation (Aufsteigen) überlagert ist, im Hoch dagegen in der Höhe antreffen, wo der Erwärmung durch ageostrophische zonale Temperaturadvektion eine konvektive Erwärmung durch die Reibungszirkulation (Absinken) überlagert ist.

Im Höhentief und Bodenhoch sind beide Effekte gegensinnig.

Literatur

- (1) Faust, H.: Die Nullschicht, der Sitz des hochtroposphärischen Windmaximums. Meteor. Rdsch. **6**, 6 (1953)
- (2) Hollmann, G.: Fronten und Entwicklungsphasen einer wandernden Zyklone im mitgeführten Koordinatensystem. Z. Meteor. **4**, 39-47 (1950)

Über den Anteil verschiedener Höhengschichten am Zustandekommen von Bodendruckänderungen

von Heinz Reuter und Franz Huber

(mit 2 Abbildungen im Text)

Im (x, y, p, t) -System schreibt sich die Tendenzgleichung für zeitliche Änderungen des Bodendruckes p_0 bei Vernachlässigung der Bodenreibungsschicht in großer Näherung zu:

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} \approx \int_{p_0}^0 \operatorname{div}_2 v \, dp \quad [1]$$

v = Windvektor, oder mit Hilfe der Vorticity — und Kontinuitätsgleichung auch:

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} \approx \eta_0 \int_{p_0}^0 \left(\frac{\partial \frac{1}{\eta}}{\partial t} + v_2 \cdot \nabla \frac{1}{\eta} \right) dp, \quad \eta \equiv \operatorname{rot}_p v + f \quad [2]$$

Mittels der Gleichung [2] wurde für die Wetterlage vom 1. X. und 2. X. 1950 in den Druckflächen 850, 700, 500, 225 und 96 mb die reziproke (absolute) Vorticityverteilung konstruiert und daraus die lokale Änderung, sowie die Advektion dieser Größe im Zeitintervall von 24 Stunden bestimmt. Die relative Vorticity wurde nicht geostrophisch approximiert, sondern aus Momentangeschwindigkeit, Windscherung und Krümmung der Stromlinien abgeschätzt. Das Ziel der Untersuchung war es, eine Aussage über das Verhalten des Integranden in [2] innerhalb einer p -Fläche (lokaler

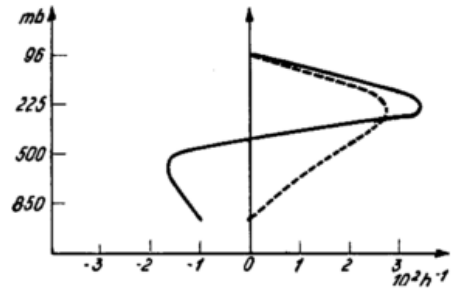


Abb. 2
Dasselbe wie in Abb. 1 für die Verhältnisse über dem Zentrum eines Bodendruckfallgebietes.

Term gegenüber dem konvektiven) und in verschiedenen Höhengschichten (Kompensation in der Vertikalen) zu treffen. Findet eine weitgehende Kompensation der lokalen Änderung mit der aus zeitlich gemittelter Windversetzung gewonnenen Advektion der reziproken (absoluten) Vorticity statt, so ist die betreffende p -Fläche als divergenzfreies, bzw. als äquivalent barotropes Niveau anzusprechen. Die Untersuchung wurde an einer größeren Anzahl von Punkten durchgeführt. Hier seien nur zwei Fälle herausgegriffen, um das Ergebnis zu veranschaulichen (Abb. 1 und 2). In beiden Abbildungen stellen die voll ausgezogenen Linien die lokalen Änderungen der reziproken (absoluten) Vorticity dar, während die strichlierten Linien die Advektion (konvektiver Term) bedeuten. Abb. 1 zeigt die Situation über einem Gebiet mit verschwindender Bodendruckänderung, Abb. 2 eine solche im Zentrum eines Fallgebietes (15 mb in 24 Stunden). Man erkennt im ersten Fall die weitgehende gegenseitige Kompensation innerhalb einer p -Fläche (225 und 500 mb Niveau), im zweiten Fall eine solche in der Vertikalen (oberhalb und unterhalb der 500 mb Fläche). Auch die an anderen Stellen des Druckfeldes durchgeführten Berechnungen zeigen (qualitativ) dasselbe Ergebnis. Quantitative Betrachtungen — etwa vollständige numerische Auswertung des Integrals [2] — sind wegen des großen Zeitintervalls und der Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Vorticity nicht möglich.

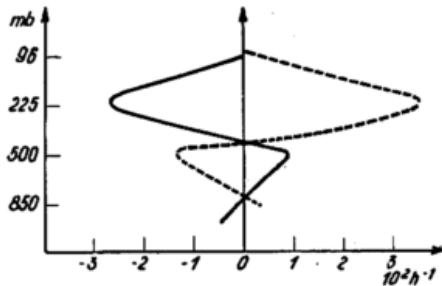


Abb. 1

Lokale Änderung der absoluten, reziproken Vorticity (ausgezogene Linie) und der Advektion dieser Größe (strichlierte Linie) in den Höhendruckflächen vom 1. X. bis 2. X. 1950 03 Uhr G. M. T über einem Gebiet mit verschwindender Bodendruckänderung.

Über die orographische Zyklogenese und Antizyklogenese

von Marijan Čadež

(mit 7 Abbildungen im Text)

1. Einleitung

Es ist bekannt, daß sich die kalte Polarluft, die von Nordwesten nach der Balkanhalbinsel vordringt, oft längere Zeit im Alpenraum aufhält, während gleichzeitig östlich davon warme und starke Winde aus dem Ost-Quadrant wehen. In solchen Tagen treten in den Südostalpen und entlang der östlichen Adriaküste auf der Luvseite der Dinarischen Gebirge starke Niederschläge auf. Im Gegensatz zu diesen herrscht in der Lee-seite des Dinarischen Gebirges ein schönes warmes Föhnwetter. Diese charakteristische Wetterlage, die besonders im Herbst und Winter oft vorkommt, steht mit der Entstehung und Entwicklung der Genua-Zyklone in engem Zusammenhang. Sie ist im Einklang mit den Ansichten über die Bedeutung der Kondensationswärme für die Zyklogenese (Helmholtz, Ferrel (1)) und mit der Theorie über den Ursprung der Energie der Zyklonen, welche wir, auf Grund der ersten Auffassungen, später durchgearbeitet haben (2).

Bei der weiteren Entwicklung der Genua-Zyklone bzw. mit dem Einbruch der polaren Kaltluftmassen auf die Balkanhalbinsel bildet sich oft über dem Alpengebiet die schön ausgebildete Antizyklone — die Alpenantizyklone — aus, wo der Luftdruck größer ist als er einen Tag früher war, und zwar irgendwo in diesem Gebiet und in der weiten Umgebung. Nicht nur hier, sondern überall in dem Bereich der großen orographischen Hindernisse kommt es regelmäßig zu ähnlichen

Erscheinungen: Zyklonen auf den umgebenden Meeren und Ebenen und Antizyklonen über den Gebirgen. Wir wollen hier diese charakteristische Erscheinung zu erklären versuchen.

2. Ursachen der Entstehung der Genua-Zyklone

Zum Unterschied von H. v. Fickers Erklärung, der den Ursprung der Genua-Zyklone in Advektion der warmen Luft in der oberen Troposphäre oder in der Stratosphäre sucht (3), suchen wir hier den Ursprung dieser Zyklone in den orographischen Aufwärtsbewegungen. Daß eine Möglichkeit der Ausbildung der Genua-Zyklone infolge der Prozesse auf demselben Orte besteht, was nicht notwendig eine Folge der erwähnten Advektion ist, hat schon im Jahre 1938 E. Dinies gezeigt (4).

Zur Zeit der Entwicklung der Genua-Zyklone herrschen auf der Balkanhalbinsel gewöhnlich Winde, manchmal sehr starke, aus dem südlichen Quadrant, während sich im westlichen Teil der Pannonischen Tiefebene oft die kalte Polarluft sammelt, welche hier aus dem Nordwesten eingedrungen ist. Die kalte Luft kann sich dort tagelang in relativer Ruhe befinden, obwohl sie in Beziehung auf die umgebene tropische Luft sehr kalt sein kann. Als Beispiel können wir die Tage vom 12. bis 16. II. 1952 angeben, in denen in den Südostalpen katastrophale Schneemengen gefallen sind (Abb. 1, 2). Die südlichen Winde außerhalb der Kaltluft können



Abb. 1
Die Entwicklung der Genua-Zyklone. 13. II. 1952, 13 Uhr M. E. Z.

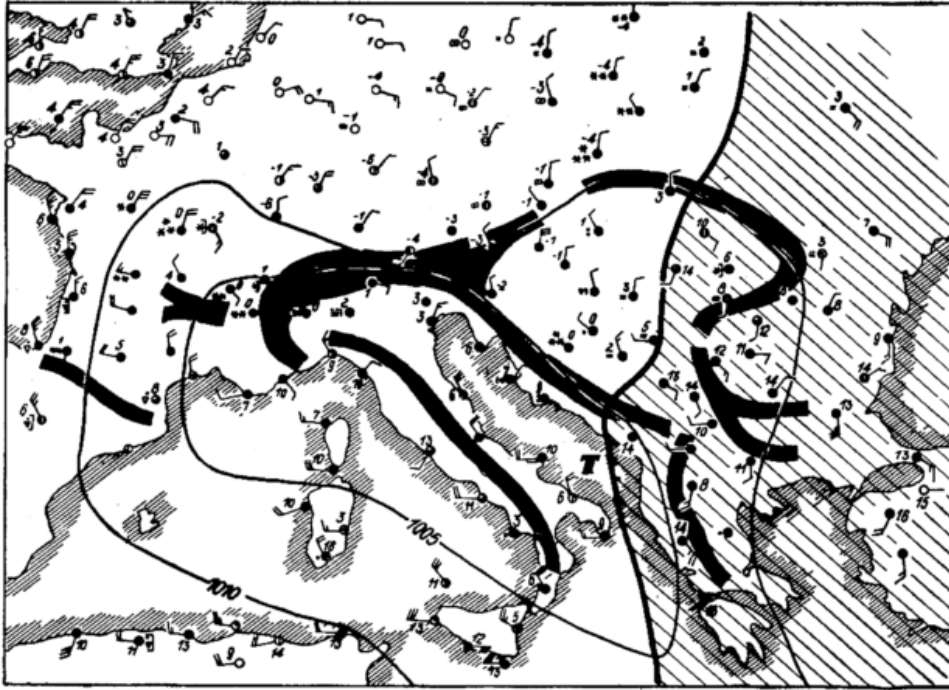


Abb. 2
Die Entwicklung der Genua-Zyklone. 15. II. 1952, 13 Uhr M. E. Z.

an solchen Tagen mit stürmischer Kraft wehen, und es scheint, daß die Intensität dieser Winde in engem Zusammenhang mit der Intensität der Aufwärtsbewegungen im Alpengebiet steht. In einzelnen Orten fallen an solchen Tagen 100, 200 und mehr mm Niederschlag pro Tag. In der ersten Phase der Entwicklung sind die südlichen Winde durch die Zyklonenaktivität aus Westen erzeugt.

Die erwähnte Kaltluftmasse, die sich in relativer Ruhe befindet, grenzt auf dem horizontalen Boden an die warme Tropikluft in einer Frontlinie, die ungefähr in der Richtung SW-NE liegt (5), d. h. in der Richtung der Höhenwinde. Das bedeutet, daß sich an solchen Tagen, an welchen die Genua-Zyklone immer mehr oder weniger stark entwickelt ist, in den Höhen des Alpenraumes eine Barometerdepression befindet.

Zunächst stehen wir vor den folgenden Grundfragen: Warum befindet sich gerade über diesem Gebiete eine Höhendepression? Steht diese mit der Bodendepression, die südlich der Alpen besteht, in ursächlichem Zusammenhang? Wie können wir die Entstehung der Genua-Zyklone mit den Aufwärtsbewegungen in Zusammenhang bringen, da diese im Alpenraum weit von dem Zentrum der Bodendepression am stärksten sind?

Wir suchen die Energie für die Ausbildung und Erhaltung der Genua-Zyklone in der inneren Energie (einschließend Kondensationswärme), die sich hauptsächlich während der Aufwärtsbewegungen über den Südabhängen der Alpen bei Südwinden zuerst in die gravitationspotentielle und dann in die kinetische Energie der horizontalen Winde umwandelt (2).

Die Entwicklung der Zyklone wird verstärkt, wenn die kalte Luft schon zu den nördlichen Abhängen der Alpen vordringt. Dann sinken auf der nördlichen Seite der Alpen die warmen Luftmassen nicht und neben der Kondensationswärme werden noch große Mengen der barischen Energie der Impulse frei (2). Mit anderen Worten können wir sagen, daß nach dem Einbruch der kalten Luftmassen in die Nordseite der Alpen, die Volumenvergrößerung der Luft im Alpenraum in jeder Zeiteinheit wesentlich vergrößert wird (Abb. 3).

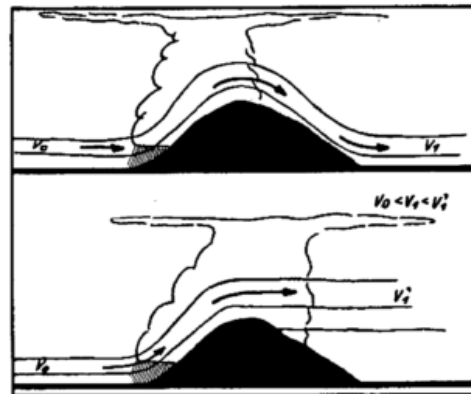


Abb. 3
Die Volumenvergrößerung der Luft im Alpenraum vor und nach dem Vorstoß der kalten Luftmassen.

Die Vergrößerung des Volumens hat ein Divergenzgebiet des Stromimpulses in der Höhe der Alpen zur Folge, welches das Abfließen der Höhenluft und das Sinken des Luftdrucks in der Niederung verursacht.

Die großen Niederschläge im südöstlichen Teil der Alpen sind im ersten Stadium der Entwicklung der Genua-Zyklone nicht im gewöhnlichen Sinne des Wortes frontalen Charakters. Sie sind unmittelbar durch die Aufwärtsbewegungen der mehr oder weniger labil geschichteten Luftmassen über die orographischen Hindernisse und durch die vergrößerte Reibung über dem alpinen Berggebiet bedingt. Im unteren Teil der Troposphäre besteht daher an solchen Tagen ein großer Zufluß der Luftmassen, der das obige Divergenzfeld erzeugt und ständig regeneriert.

Bei diesem Prozeß muß der „überstatische Luftdruckgradient“ ($-\frac{\partial p}{\partial z} > g\varrho$) eine ganz entscheidende Rolle spielen. Der „relative Gradient“ $-\frac{\partial p}{\partial z} - g\varrho$ ist von ähnlicher Bedeutung für die Kinematik der Luftbewegung wie die Komponenten $-\frac{\partial p}{\partial x}$ und $-\frac{\partial p}{\partial y}$ in horizontaler x- bzw.

y-Richtung; er ist nach oben gerichtet und bedingt die Lufthebung.

Die entstandene Depression, die sich langsam in der Höhe setzt, füllt sich hauptsächlich von unten her. Entlang verschiedener Täler, die ungefähr in der Richtung des horizontalen Luftdruckgradienten liegen, strömt die Luft direkt gegen das Zentrum der soeben entstandenen Depression, so daß die Luft über dem Alpengebiet durch die Coriolis-Kraft nicht von ihrem direkten Wege zur Auffüllung der oberen Depression abgelenkt werden kann. Die entstandene Höhendepression zieht jetzt von allen Seiten die umgebende Luft in sich, und in der zweiten Phase der Entwicklung spielt sie eine ansaugende Rolle.

Die Geschwindigkeit des Zuflusses über dem Alpengebiet ist in erster Linie durch die Wirkung der Coriolis-Kraft und der Orographie (Reibungskräfte) beeinflusst. Die Coriolis-Kraft verzögert die Auffüllung, die Orographie aber wirkt in einem oder anderem Sinne. So sind die Alpen für die polaren Luftmassen ein großes Hindernis. Diese Luft hebt sich teils entlang der nördlichen Alpenabhänge, teils strömt sie entlang dem Rhonetal, durch das Wiener Becken usw. auf die Südseite der Alpen. So suchen die kalten schweren Luftmassen den ganzen Alpenraum unter der oberen Depression auszufüllen.

Die Geschwindigkeit der kalten Luft, die entlang dem Rhonetal strömt, vergrößert sich (Umwandlung der gravitationspotentiellen Energie in die kinetische Energie). Auf die kalte Luft wirken mit immer größerer Stärke die Coriolis-Kräfte und als Gegenwirkung auf der linken Seite entsprechend große Gradientkräfte. Auch die Strömung der tropischen Luft, die größtenteils aus dem SE-Quadrant zuströmt, ist durch die Coriolis-Kraft wesentlich beeinflusst, besonders noch in den Höhen, wo die Reibungskräfte praktisch nicht auftreten.

Der Wasserdampf mit den großen Mengen von der Kondensationswärme, die für die Erhaltung des Prozesses eine große Rolle spielt, kommt hauptsächlich aus dem Mittelmeerraum in das Alpengebiet. Besonders schön ist dieser Zufluß in Form des kanalisiertem südöstlichen Stromes über dem Adriatischen Meere ausgedrückt. Dieser Strom ist gerade in der Richtung gegen das Anziehungszentrum über den Alpen gerichtet (Abb. 1 u. 2).

Wenn wir jetzt nach dem gewonnenen Bild der Strömung das Bodenluftdruckfeld konstruieren, dann bekommen wir auf dem Alpengebiet ein relativ schwaches Gradientfeld und eine Depression auf dem Südtteil dieses großen orographischen Hindernisses. Auf diese Weise erhalten wir das bekannte Bild der synoptischen Situation der Genua- oder Mediterran-Zyklone (Abb. 4).



Abb. 4

Das horizontale Strömungsfeld im Bereich der Genua-Zyklone als Folge des Einsaugens über dem Alpengebiet.

Zur Zeit ihrer stärksten Intensität füllt sich die Höhen-depression von unten nach oben mit den kalten Luftmassen. Die kalte Luft strebt einen solchen Zustand an,

daß die Grenzfläche zwischen ihr und der oberen wärmeren Luft am höchsten im Zentrum liegt, und daß sich die Mächtigkeit des Kaltluftkörpers vom Zentrum gegen den Rand verkleinert.

Mit dem Ansaugen der kalten Luft durch die obere Depression kann man leicht die Nordostwinde, die bei solchen Situationen regelmäßig in den südöstlichen Alpen auftreten, erklären: Solche unteren Gegenwinde sind im Sinne der Abb. 5 durch die relative Gradientkraft („Saugkraft“) die in vertikaler Richtung nach oben

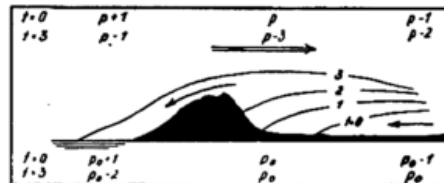


Abb. 5

Die Hebung der kalten Luftmassen und die Gegenwinde in den südöstlichen Alpen wegen der Wirkung des Einsaugens über dem Alpengebiet.

gerichtet ist und durch die Schwerkraft, die auf Kaltluftmassen nach unten wirkt, bedingt. An der Adriaküste können diese Winde sehr stark sein, da die sinkenden Luftmassen, wegen der Umwandlung der gravitationspotentiellen Energie in die kinetische, an Geschwindigkeit gewinnen. In der Endphase der Entwicklung wird der Alpenraum wie auch das umgebende Gebiet in Form eines mächtigen Kaltlufttropfens ausgefüllt.

Die Strömung der Luft während einer tatsächlichen Entwicklung der Genua-Zyklone ist auf den Abbildungen 1 und 2 ersichtlich. Als Beispiel sind die Tage vom 13. bis 15. II. 1952 angegeben, an denen in den südöstlichen Alpen katastrophale Schneemengen gefallen sind.

Wegen der Wirkung des Einsaugens über dem Alpengebiet befand sich die kalte Polarluft in der Pannonischen Tiefebene, die von allen Seiten zwischen großen orographischen Hindernissen eingeschlossen ist, alle drei Tage im Zustand der relativen Ruhe. Im Gegensatz hierzu hat der südliche Teil der Kaltluft vom Westen mit großer Geschwindigkeit den Mittelmeerraum auszufüllen versucht. Aus der Pannonischen Tiefebene hat sich die Polarluft über die nordöstlichen Küstengebirge der Adria teils in die Poebene ergossen, wo sie teils vom Ligurischen Meer über die verhältnismäßig hohen Ligurischen Apenninen eingedrungen ist. Wir sehen, daß die Strömung der kalten Luft auf diesem ganzen Gebiet, die durch das Einsaugen von oben geleitet wird, durch die Orographie wesentlich beeinflusst und gestört wird. Deswegen können wir in diesem Gebiet nicht von der Wellenbewegung der Kaltluft im Sinne der Polarfront-Theorie der Zyklonen sprechen. Die kalte Luft ist zunächst ganz passiv und wird beherrscht von den Prozessen in der oberen warmen und feuchten Luft.

An all diesen Tagen herrschte im Kaltluftsee der Pannonischen Tiefebene ein sehr schwaches Gradientfeld. Unter dem Einfluß des Einsaugens in die Alpen war diese Luftströmung auf die Alpen zu gerichtet, ähnlich wie die Luft, die östlich der Karpathen lag, nach den Karpathen zu floß. Diese, östlich der Karpathen liegende Kaltluft strömt zur Zeit der größten Aktivität der Genua-Zyklone gegen Westen, gegen das Gebiet des Einsaugens, d. h. gegen das Gebiet der stärksten Niederschläge.

Die beschriebene Verteilung der Kaltluft hat verhältnismäßig sehr große Luftdruckunterschiede zwischen der einen und der anderen Seite der Karpathen zur Folge. Die Isobaren drängen sich deswegen über den Karpathen und laufen parallel mit diesem Berg-

massiv. Ähnlich waren auch große Luftdruckunterschiede zwischen der Pannonischen Tiefebene und den Adriabasen, in welche vom Nordosten und Westen die Kaltluft immer mit kleinerer oder größerer Verspätung eindringt.

Während in der Pannonischen Tiefebene die kalte Polarluft stagnierte und sich nördlich der Karpathen sogar zurückzog, hat sie sich, in Übereinstimmung mit den obigen Ausführungen, über dem Mittelmeergebiet mit großer Macht weiter gegen Osten bewegt. Diese Luft aus dem Mittelmeer hat während der Nacht vom 14. zum 15. von Westen und Südwesten die Ostküste des Adriatischen Meeres erreicht. Deswegen war der Transport des Wasserdampfes in den Alpenraum wesentlich verkleinert und die Höhendepression auf den Alpen begann sich schnell aufzufüllen.

3. Allgemeines über die orographische Zyklogenese

Nach den obigen Darlegungen können wir erwarten, daß der Einfluß der orographischen Hindernisse auf die Zyklogenese überall ähnlichen Charakters wie im Falle der Genua-Zyklone ist. Ähnlich lassen sich auch die Verhältnisse bei der Skagerrak-Zyklone, bei der Zyklone im Ägäischen Meer, derjenigen östlich der Karpathen usw. erklären. Vielleicht ist auch oft die Island-Zyklone, die sich in unmittelbarer Nähe von großen Gebirgen auf Grönland befindet, ähnlichen Ursprungs. Wie groß die Bedeutung der orographischen Hindernisse und der Kondensationswärme auch für das Luftdruck- und Strömungsfeld im Himalajagebiet ist, hat kürzlich H. F l o h n gezeigt (6).

4. Orographische Antizyklogenese

Im Zusammenhang mit der orographischen Zyklogenese ist die orographische Antizyklogenese eng verbunden. Der Genua-Zyklone folgt oft die Alpenantizyklone. Dieser Zusammenhang ist jedenfalls nicht zufällig, und wir stehen vor der Frage, warum in der Endphase der Entwicklung der Genua-Zyklone so oft eine Antizyklone gerade im Alpenraum mehr oder weniger stark ausgeprägt ist. Es scheint, daß wir diese Erscheinung im allgemeinen auf folgende Weise erklären können.

In der Endphase der Entwicklung der Genua-Zyklone hat die kalte Luft schon in großer Masse den Alpenraum unter der Höhendepression ausgefüllt. Diese Luft liegt ruhig in ihrem unteren Teil auf verschiedenen Stellen, doch strömt sie über dem westlichen und südlichen Teil der Alpen mit größter Geschwindigkeit in den Mittelmeerraum. Anfangs ist auch die Kaltluftmasse in die zyklonale Zirkulation eingeschaltet.

In der erzeugten Kalotte der kalten Luft vergrößert sich der Luftdruck mit abnehmender Höhe schneller als in der umgebenden warmen Luft. Deswegen verkleinert sich mit abnehmender Höhe in der Kaltluftkalotte der horizontale Luftdruckgradient und mit ihm die Strömungsgeschwindigkeit. Mit weiterem Einsaugen der Kaltluft durch die obere Depression kann sich die Höhe der Kalotte so vergrößern, daß in den unteren Luftschichten der horizontale Luftdruckgradient verschwindet, und daß deswegen die Luft dort zur Ruhe kommt. Wenn keine Reibung vorhanden wäre, bliebe das auch der Endzustand. In diesem Falle wäre nämlich der Luftdruck in den unteren Schichten der Kaltluft dem Luftdruck in der umgebenden Warmluft gleich. Wegen der äußeren Reibung und Turbulenz geht in der Natur der Prozeß weiter und der Luftdruck steigt weiter.

Die äußere Reibung und die Turbulenz haben die Verkleinerung der Strömungsgeschwindigkeit der kalten Luft zur Folge. Diese Verkleinerung der Geschwindigkeit bedeutet aber eine entsprechende Verkleinerung der Intensität des horizontalen Luftdruckgradienten in

der kalten Luft, d. h. eine Vergrößerung der Neigung der Grenzfläche; die Dicke der Kalotte vergrößert sich. Mit der Vergrößerung der Dicke vergrößert sich der Luftdruck am Boden, und in den alleruntersten Schichten des Alpengebiets entsteht ein Luftdruckmaximum.

Durch das Heben der kalten Luft gewinnt sie an gravitationspotentieller Energie. Diese kann sie nur auf Kosten der kinetischen Energie gewinnen, die infolge der äußeren Reibung und Turbulenz immer kleiner wird. Diese Verkleinerung, d. h. die Umwandlung der kinetischen Energie in die gravitationspotentielle, mittels der Reibung, ist eine sehr charakteristische Erscheinung, die auf den ersten Blick paradox aussieht. Während der Verkleinerung der Geschwindigkeit des starren Körpers wegen der Reibung wandelt sich nämlich die kinetische Energie in die Wärmeenergie (innere Energie) des Körpers und der Unterlage um. Deswegen erwärmt sich der Körper sowie die Unterlage.

Auch in der Atmosphäre kommt es zunächst während der Verkleinerung der Geschwindigkeit zur Erwärmung der Luft: die kinetische Energie wandelt sich wegen des Staus in die innere, d. h. in die potentielle Energie der Luftdruckverteilung um. Diese wird sich sofort in die gravitationspotentielle Energie umwandeln, und zwar auf folgende Weise.

Mit der Verkleinerung der Geschwindigkeit wird die Wirkung der Corioliskraft und eventuell auch der Zentrifugalkraft verkleinert. Die Luft wird deswegen von ihrer Bewegungsrichtung auf die linke Seite abgelenkt (auf der nördlichen Halbkugel). Die Linksablenkung hat das Ausfüllen der Depression und eine allgemeine Hebung der kalten Luft, d. h. die Umwandlung der kinetischen Energie über die innere (potentielle Energie der Luftdruckverteilung) in die gravitationspotentielle Energie zur Folge. Die Entwicklung einer solchen Antizyklogenese ist durch die Abbildung 6 dargestellt.

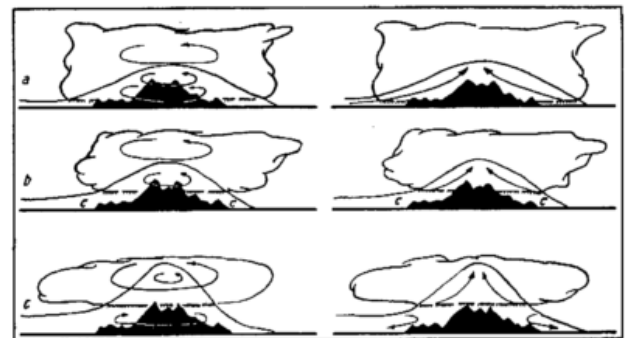


Abb. 6

Die Entwicklung der orographischen Antizyklogenese.

Wieviel der kinetischen Energie unter den normalen Verhältnissen verschwindet, hat schon im Jahre 1926 D. B r u n t gezeigt (7). Er bekam als Durchschnittswert für das Verschwinden der kinetischen Energie wegen der Reibung in der 1000 m dicken Bodenluftschicht über jedem m² der horizontalen Oberfläche

$$-\frac{dK}{dt} = 10^4 \text{ Joule/Stunde.}$$

Ist die Durchschnittshöhe der Kaltluftmasse z, dann hat die Verminderung der kinetischen Energie der Kaltluft über jeder horizontalen Einheitsfläche die durchschnittliche Vergrößerung

$$g \rho z \frac{dz}{dt} = -\frac{dK}{dt}$$

der gravitationspotentiellen Energie zur Folge. Wenn wir annehmen, daß $\rho = 1 \text{ kgm}^{-3}$, $z = 1000 \text{ m}$, $-\frac{dK}{dt} = 10^4 \text{ Joule/Stunde}$ ist, so erhalten wir für die mittlere He-

bungsgeschwindigkeit der kalten Luft

$$\frac{dz}{dt} = 1 \text{ m/Stunde.}$$

Jedenfalls ist die Reibung über dem Alpengebiet unvergleichbar größer als in unserem Beispiel. Ferner ist die gewonnene Geschwindigkeit nur eine mittlere, so daß wir daraus tatsächlich schließen können, daß die Reibung in solchen Fällen zu einer Antizyklogenese über das Alpengebiet führen muß.

Nach dem Dargelegten sehen wir, daß die Strömung der Luft über den Bergmassiven die charakteristische Pulsation der atmosphärischen Luft verursacht. Während der Entwicklung der entsprechenden orographischen Depression haben wir die Anziehung der Luft, die das weitere Vordringen der kalten Luftmassen gegen den Osten und gegen niedrigere geographische Breiten hindert. Nach der oben angeführten Anhäufung der Luft folgt ein Auswerfen derselben nach Osten und nach niedrigeren Breiten (Abb. 7). Eine solche Entwicklung

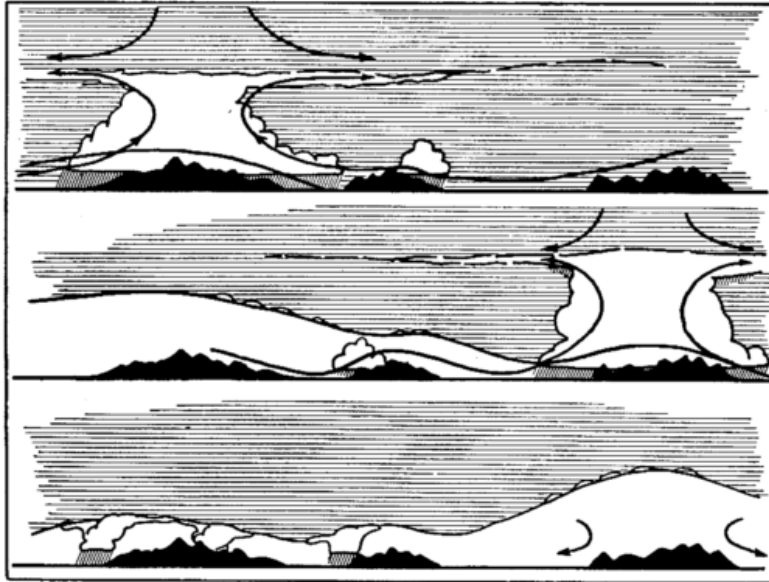


Abb. 7
Die Pulsation der Luft wegen der orographischen Zyklagenese und Antizyklogenese.

des Wetters können wir z. B. während des Einbruchs der Kaltluftmassen vom Nordwesten auf die Balkanhalbinsel beobachten. Die Hauptgebiete des Einsaugens und des Auswerfens der kalten Luftmassen sind die Alpen und die Gebirge der Balkanhalbinsel.

Literatur

- (1) Raethjen, P.: Dynamik der Zyklonen. Leipzig 1953, 5.
- (2) Čadež, M.: Sur la transformation de l'énergie dans l'atmosphère. Mém. Serv. Hydrometeor. Jougoslavie No. 2 (1949)
- (3) Ficker, H.: Wetter und Wetterentwicklung. Berlin 1952, 85—87.
- (4) Dinies, E.: Die Entstehung der Genua-Zyklone am 11. Februar 1938. Ann. Hydrogr. 66, 466—469 (1938)
- (5) Čadež, M.: Analyse du temps en Jougoslavie durant l'année 1951. Mém. Serv. Hydrometeor. Jougoslavie No. 5 (1954)
- (6) Flohn, H.: Studien zur allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 18 (1950)
- (7) Brunt, D.: Physical and dynamical meteorology. Cambridge 1939, 286.

Diskussionsbemerkung

Ernst Kleinschmidt

Eine wirklich kräftige Zyklgenese trägt deutlich das Gepräge eines einmaligen, in bestimmter Richtung ablaufenden Vorgangs. Aus einem sich nur langsam ändernden Zustand „springt“ gewissermaßen die Atmosphäre in ein neues Strömungsgleichgewicht, das dann wieder nur die üblichen, langsamen Veränderungen aufweist. Man gewinnt den Eindruck, daß an einer solchen Zyklgenese ein irreversibler Vorgang beteiligt ist. Die Vorgänge in dem von Herrn Hinkelmann soeben vorgetragenen Modell sind nun alle reversibler Natur. Ein Unbefangener würde aus diesem Modell

sich wahrscheinlich ein anderes Bild der Zyklgenese ableiten, etwa in dem Sinne, daß das aus der allgemeinen Zirkulation resultierende Fluktuiere der vorticity und die damit verbundenen Prozesse manchmal zu Anhäufungen der vorticity führen, die dann aber ebenso rasch wieder zerstreut werden.

Als irreversibler Prozeß bietet sich die Kondensation des Wasserdampfs in den aufsteigenden Strömen mit nachfolgendem Ausfall des kondensierten Wassers an. Ich möchte anregen, diesen Prozeß in das Modell irgendwie einzubauen.

5. Fachsitzung: Allgemeine Zirkulation

Vorsitz: E. Palmén, Helsinki

Some British work in Upper Air Climatology

by John K. Bannan

(with 15 figures in the text)

1. Introduction

Regular soundings in the troposphere and lower stratosphere are comparatively recent, and even now the net-

work of upper air observing stations over the world is hardly sufficient to allow the main features to be defined. Figure 1 shows the position of the majority of up-

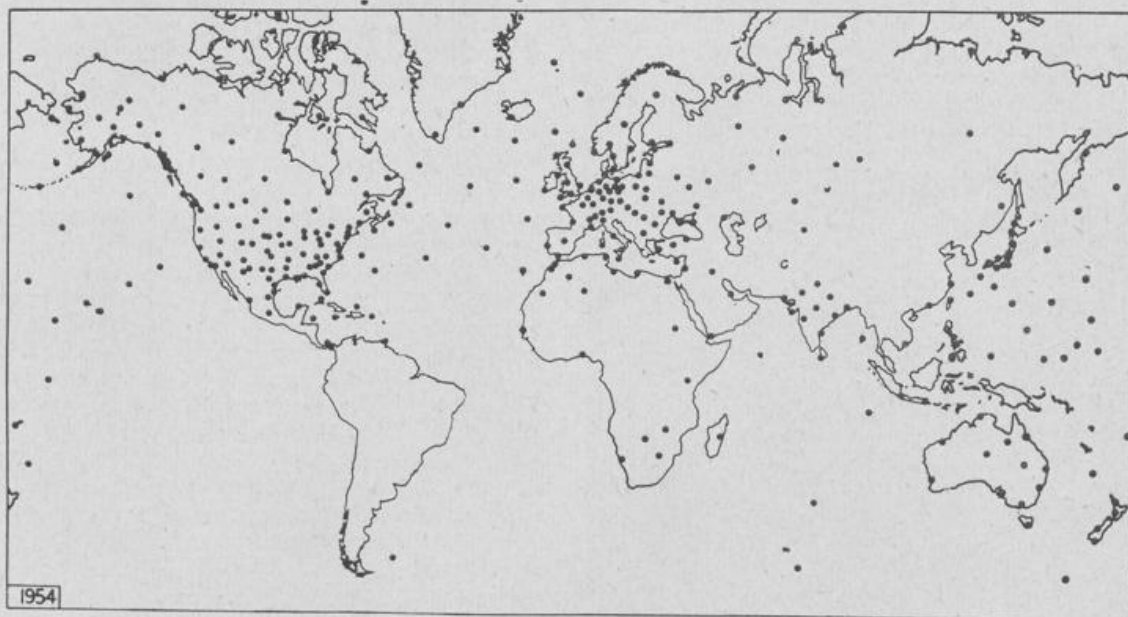


Fig. 1 Upper air recording stations

per air observing stations (a few stations may have been omitted) and it is seen that some regions, notably in the Southern Hemisphere and over the oceans, have no regular observations of the upper air.

It is understandable, therefore, that the study of the climatology of the upper air has not progressed much beyond the descriptive stage. A knowledge of the average distribution of upper air parameters, and the way in which these parameters vary about the mean, is important. This knowledge is necessary before we can begin to understand many aspects of the general circulation: we must be able to describe it before we can hope to explain it.

The British Meteorological Office is devoting considerable effort to mapping the mean characteristics of the air up to the level of 100 mb. (approximately 18 km.) and to assessing the degree of variation about these means. The most prominent and important features of the temperature and wind fields are already well known. Professor Scherhag (1) has shown these in his well known textbook. Many of the finer details were not apparent however, from the early data such as were available ten years ago, and there is a need for up to date assessments based on the more numerous observations now available.

2. Mean Temperatures and the variation about these means

Charts showing the distribution of mean temperature have been prepared for the levels 700, 500, 300, 200, 150

and 100 mb. for each of the mid-season months January, April, July and October. The standard deviation of temperature about these means has also been charted and

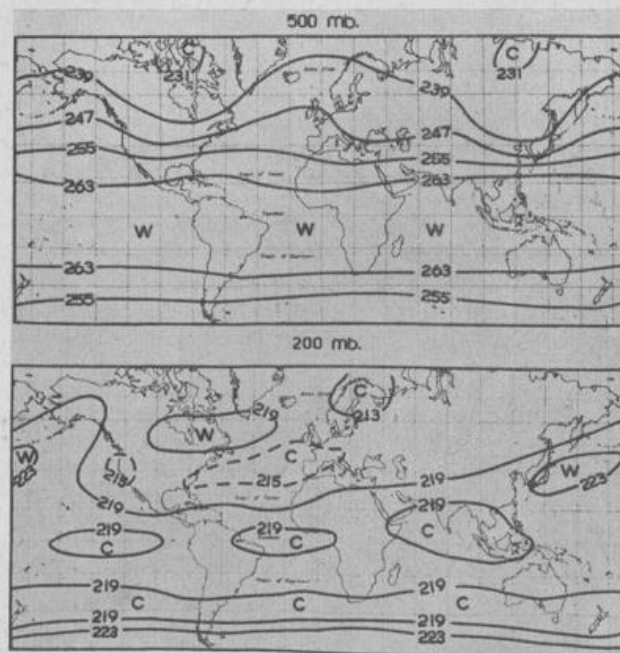


Fig. 2 Mean temperature (°K) in January

the mean levels of the tropopause have been assessed for the same months. Extreme temperatures have also been estimated, i. e. temperatures which are unlikely to be exceeded in, say, ten years. This work was begun some five years ago and all obtainable data prior to 1952 have been utilised. The Memoir containing these results is now ready and it is hoped that it will be published within the next year (2). A few sketch maps based on the charts in this Memoir are shown here.

Figure 2 is the mean distribution of temperature at 500 and 200 mb. in January on a Mercator projection. The main features at 500 mb. in the Northern Hemisphere are the cold poles over Arctic Canada and North-east Siberia, with their associated cold tongues southwards. In the Southern Hemisphere the Pacific and South American sector has been drawn mainly by analogy with the remaining area. At 200 mb. which is just above the level of the polar tropopause sheet the temperature distribution is rather confused. The warm belts over Eastern Canada and to the east of Japan are associated with lower tropopauses, and a cold area over Northern Scandinavia is associated with relatively high tropopauses. I shall return to this point later.

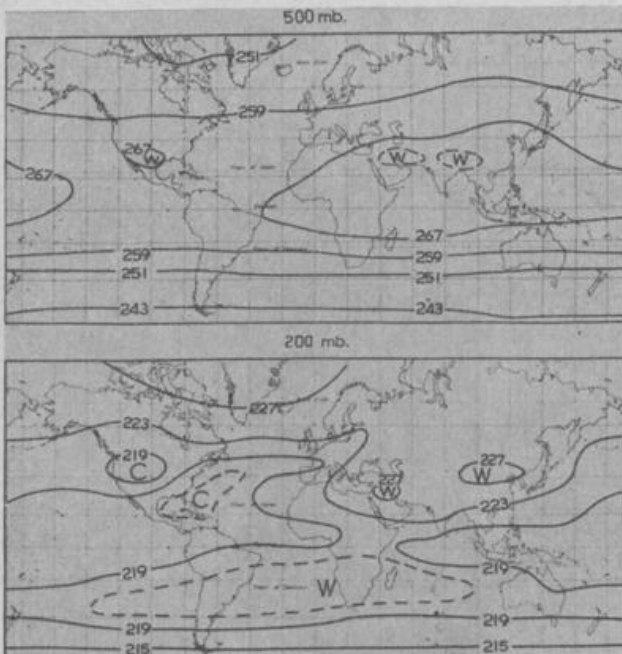


Fig. 3 Mean temperature (°K) in July

Figure 3 shows the mean temperature distribution at 500 and 200 mb. in July. At 500 mb. the high temperatures in the Northern Hemisphere are from Arabia to Northern India and over Mexico. At 200 mb. the position of the edge of the polar tropopause again introduces what at first sight appears to be an anomaly over the western United States of America.

Temperatures for the north polar region have been mapped separately. Figure 4 shows the chart of mean temperature at the 100 mb. level for January as an example. The coldest region appears to be almost over the pole, unlike the distribution at 500 mb. which shows two poles, over Arctic Canada and North-east Siberia respectively. The cold tongue down over Scandinavia is, no doubt, associated with the ridge in the mean topography of the tropopause surface referred to before. The cold stratosphere in the Arctic night must depend on two things:

- (i) the reduced energy in the long wave radiation absorbed by water vapour, carbon dioxide and ozone in the lower stratosphere as temperatures of the surface of the earth are low;

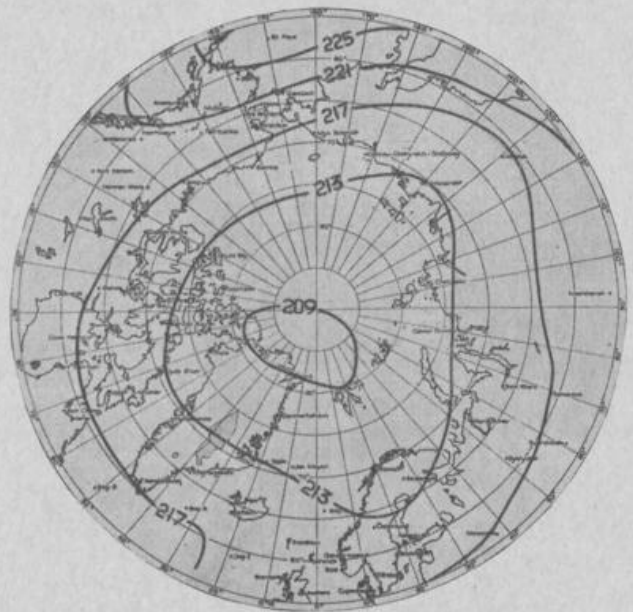


Fig. 4 Mean temperature (°K) at 100 mb. in January

- (ii) direct absorption of sunlight by ozone in the higher layers will be at a minimum.

The greater symmetry in temperature distribution at 100 mb. than at 200 mb. seems to indicate that the latter — absorption of sunlight — may be more important in maintaining the temperatures in the stratosphere over the Arctic in winter. Schumacher (3) however, concludes that differences in the former, i. e. differences in the long wave radiation from the earth's surface, are responsible for the stratosphere over the Antarctic being colder than over the Arctic.

The mean temperatures over the Arctic at 100 mb. in July show a warm area centred on the pole, as would be expected.

A full description of temperature in the upper air must include information regarding the distribution of temperature about the mean. This is difficult to do with few parameters. We have adopted the standard deviation as a measure of the scatter about the mean, even though the distribution of temperature at a fixed level

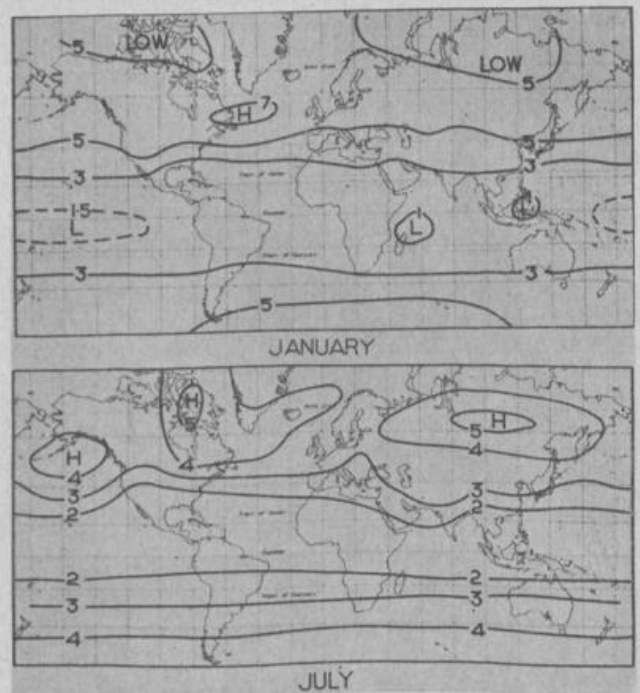


Fig. 5 Standard deviation of temperature (°C) at 500 mb.

The belt of fresh easterlies at 200 mb. over the Equator between the East Indies and Africa is interesting. The axis of the strongest flow is probably a little above 200 mb. The observations at Nairobi and Singapore provide the main evidence for this flow; at Singapore the strongest winds are near the 150 mb. level. There is no evidence of such a pronounced mean flow in other regions. This easterly flow is either associated in some way with the exceptionally strong westerly flow over southern Asia, or is a phenomenon associated with the summer season in the Southern Hemisphere; the former seems the more likely.

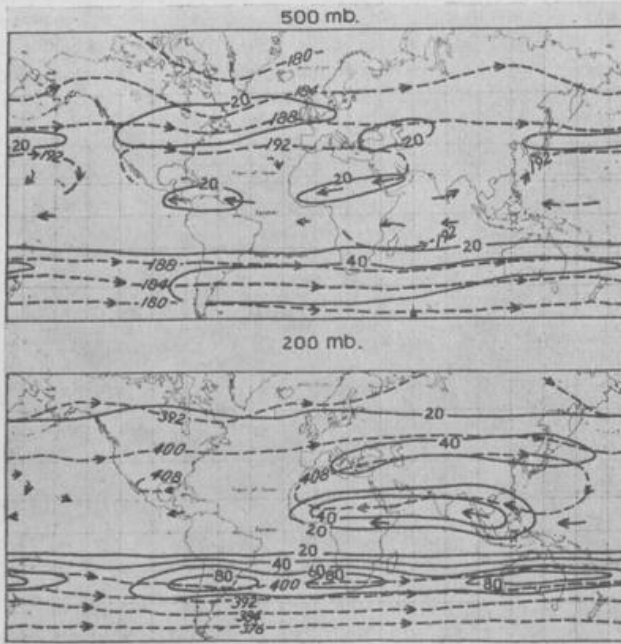


Fig. 8 Mean flow in July

----- Contour (100's of ft.), or stream line
 ——— Isotach (kt.)

Figure 8 shows the flow at 500 and 200 mb. in July, again based mainly on Jenkinson's maps. The mean flow at 500 mb. in the Northern Hemisphere is not particularly interesting. At 200 mb. it is seen that over Asia the westerly jet stream is still in evidence in a weak form. The most notable feature is the strong and persistent easterly flow in the upper troposphere south of Asia and across Africa. This flow has its axis between 150 and 100 mb. (about 16 or 17 km.), where its mean speed is of the order of 60 knots (13). It seems certain that this strong easterly flow in the upper troposphere is associated with the shift of the thermal Equator comparatively far northwards in summer over the Eurasian land mass.

A sub-tropical jet stream is well in evidence in the Southern Hemisphere at about latitudes 28—30° S.

Jenkinson's maps were a first quick attempt at showing the mean flow in the upper air. The basic data for these maps were the temperature charts described previously, prepared from heterogeneous data for various periods up to 1952. We are now preparing maps of the mean wind based on data for the definite period 1949—53 inclusive. Figure 9 shows the mean topography of the 500 mb. surface in January over the north polar regions. The units of height are hundreds of feet; when published later they will be in metres. This is a sketch of a chart prepared by Heastie (14) using all available observations in the period 1949—53 and also using values derived from analysed daily charts. Mean charts were prepared for each year separately so as to make the best use of data for limited periods, the five yearly charts

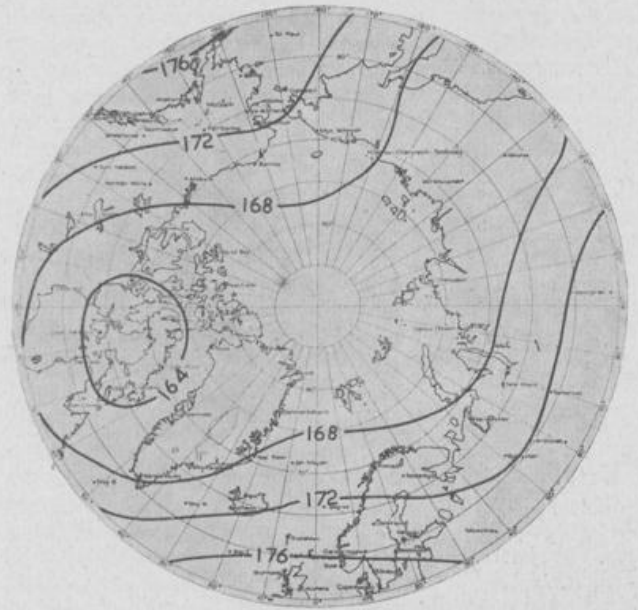


Fig. 9 Mean height of 500 mb. (100's of ft.) in January

finally being combined. The resulting chart is probably as accurate as the data allow.

It is seen that the cold pole over Arctic Canada is a little more intense at 500 mb. than over N. E. Siberia: this was not apparent on the Mercator maps shown previously. Professor Scherhag's equivalent chart prepared from data for a different period shows a trough over Arctic Canada and the main pole to north of Siberia.

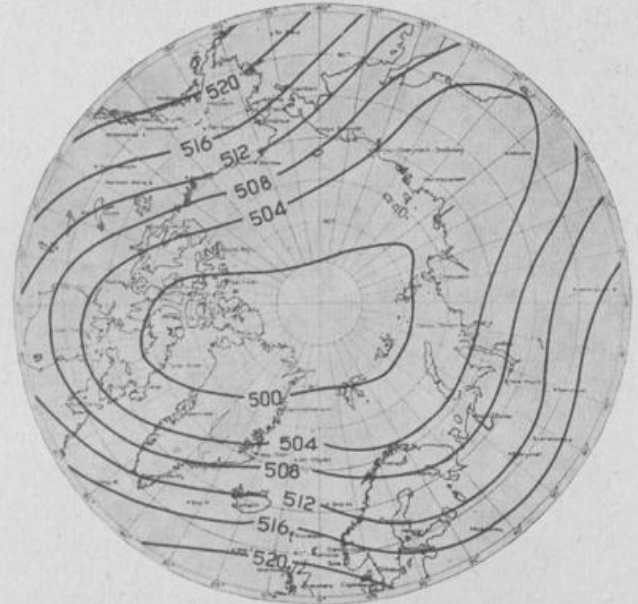


Fig. 10 Mean height of 100 mb. (100's of ft.) in January

Heastie has prepared charts for several standard levels and Figure 10 shows his derivation of the topography of the 100 mb. surface over the north polar regions for January for the same period, 1949—53. The chart for this level cannot be expected to be as accurate as his chart for 500 mb., as observations are much fewer, especially over North Russia and Siberia, but it was prepared with great care and is consistent with all available data and with present knowledge. As with the distribution of mean temperature at 100 mb. (Figure 4) the topography is more symmetrical about the pole at 100 mb. than at 200 mb. or 500 mb. Professor Scher-

hag's equivalent chart (for the 96 mb. level) from other data, has its pole displaced towards North Siberia, whereas Heastie's is towards North Canada. Heastie's charts show a general increase in westerly wind with height up to 100 mb.



Fig. 11 Mean height of 500 mb. (100's of ft.) in July

Figure 11 shows the topography of the 500 mb. surface in July for the north polar region for the period 1949—53. This is a preliminary sketch also due to Heastie. It reflects the mean distribution of temperature in the troposphere.



Fig. 12 Mean height of 100 mb. (100's of ft.) in July

Figure 12 is the equivalent map for 100 mb. The reversed horizontal temperature gradient in the stratosphere results in a large area of light winds but there is still an appreciable westerly gradient over Siberia.

An attempt has also been made to estimate the mean flow at the level of 60 mb. (20 Km. approximately) (15). Figure 13 is a sketch of mean winds at this level for January and July. The pecked lines are the contours of the 60 mb. surface and are approximate streamlines.

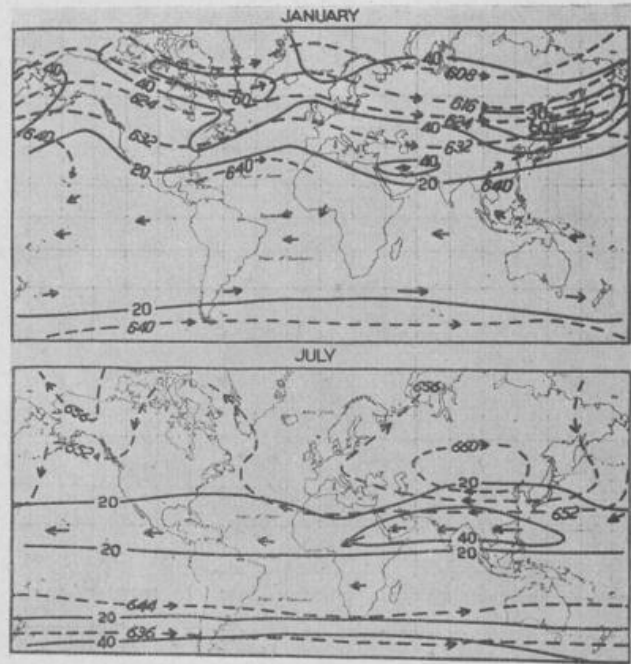


Fig. 13 Mean flow at 60 mb.
 - - - - - Contour (100's of ft.) or stream line
 ——— Isotach (kt.)

Streamlines in the tropics are shown by arrows. Full lines are isotachs (knots). The charts were constructed from charts for 100 mb. by adding on the thickness of the layer 100—60mb. which was estimated from available observations of the temperature at those heights. For tropical areas direct observations of wind were used to estimate the mean flow. The charts are not for any definite period, though most of the data were for the years 1950—53. These pictures cannot claim to be accurate, but it is hoped that they truly represent the principal features of the mean flow.

The charts do not show the "Berson Westerlies" to which Palmer (16) has drawn attention. This narrow band of westerly winds near the Equator has been observed at some seasons over the Central and West Pacific at heights from about 18 to 23 kilometres. It is not established that it exists in other equatorial regions and it is too narrow to show up on the small diagrams displayed here.

Points of interest on the January chart are the maxima over N. E. Canada and South Greenland and to North-east of Japan. The former is confirmed by Kochanski's cross section (8). These maxima are displaced north of the axes of strongest flow at lower levels which are near or below the 200 mb. level. This is a result of the horizontal gradient of temperature northwards in the stratosphere in the polar night.

The winds at 60 mb. in July are very light in temperate and high latitudes of the Northern Hemisphere. In the easterly belt to the south of Asia and over Africa winds are quite strong, though weaker than in the upper troposphere. It is likely that mean winds in the Southern Hemisphere are high in a belt about 60° S.—70° S.

In the Memoir on Upper Winds over the World (5), charts were given of the standard vector deviation of wind. It is our intention to revise these charts. Direct computation of the standard vector deviation can be made for a limited number of stations where observations are adequate, but for many areas, especially for the levels 200 to 100 mb., there are insufficient data to compute the standard vector deviations. Jenkinson has devised a method of deducing the standard vector deviation of wind from the standard deviation of the

height of a given isobaric surface, and this should prove useful in charting the standard vector deviation of wind (17).

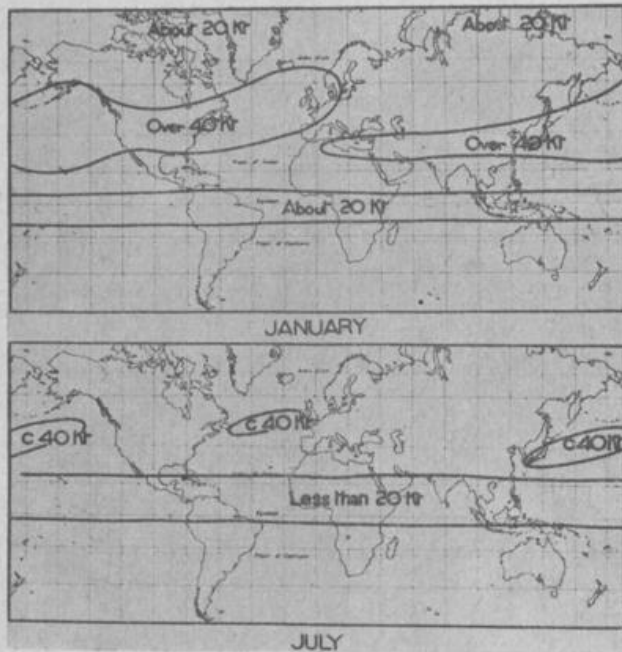


Fig. 14 Standard vector deviation at 200 mb.

Figure 14 shows roughly the areas with the greatest and least standard vector deviations of wind at the level of 200 mb. in January and July. Standard vector deviations are probably greatest near 300 mb., but are only slightly less at 200 mb. Areas of large standard vector deviation are, of course, areas in which jet streams are common.

4. Further Discussion of the Mean Charts

Vertical motion has a large effect on the distribution of temperature in the free air. This is particularly noticeable in the lower stratosphere and changes of 10° C in a few hours are not uncommon in the lower stratosphere in temperate latitudes. The mean charts of temperature and wind show some notable changes of temperature along mean streamlines which must be the result of vertical motion on a larger scale. For example, the streamline on the 200 mb. chart for January (Figure 7) which passes through North Japan, shows increasing temperatures along it from North Scotland, the net increase being 9° C (see Figure 2). There are similar increases of temperature of about 10° C along streamlines at 150 and 100 mb. in the same region. This indicates a mean sinking of the air reaching Japan in the lower stratosphere of about 1 Km. in its passage across Europe and Asia in January. The charts of the mean pressure of the tropopause are consistent with the same degree of sinking at that level (near 300 mb.). A corresponding ascent of air in the stratosphere can be deduced for the air flowing away from North Japan.

This downward motion occurs in the flow from a ridge to a trough, and the upward motion in the flow from a trough to a ridge in the large-scale pattern, and they are thus consistent with what is known to occur in the smaller scale flow associated with the usual depressions and anticyclones of temperate latitudes. It is interesting to note that the belt of strong winds (Figure 7) over southern Asia is a region of general acceleration and that one might expect a gradual ascent of air in the stratosphere to north of this belt in keeping with the confluence theory of Namias and Clapp (18) and the results of Murray and Daniels (19). The re-

verse in fact occurs. There is one possible flaw in my argument and that is that the consistent ageostrophic flow northwards associated with the accelerating flow in the jet stream over southern Asia may make the mean streamlines, which are drawn from the mean contours, invalid and hence there may be no warming along the streamlines. This would require a mean vector wind at an angle of 20° or more across the contours in a region of strong winds and is inconsistent with the mean accelerations.

Vertical motions are also apparent in the flow into and out of the trough over northern Canada.

Similar mean vertical motions may be inferred in much the same regions from the mean charts for April and October, but the July charts show nothing of this nature.

5. Effective Period of Upper Air Statistics

It is well known that climatological normals of the temperature at the earth's surface, rainfall or isobaric pressure, vary with the period of the observations from which they are computed. Meteorologists will expect that climatological normals in the upper air will also be dependent on the period of observations. Regular and reliable observations in the upper air are available for about 15 years from a few stations. It is therefore impossible to make a proper study of the variation of upper air statistics with length of period. The relations between surface pressure and, respectively, the pressure of the tropopause and temperatures at fixed pressures, have been used to estimate the mean monthly pressure and temperature of the tropopause at Lerwick and Larkhill for a 30-year period, and corresponding temperatures at levels from 700 to 100 mb. The results are interesting. Figure 15 shows first the monthly mean pressure

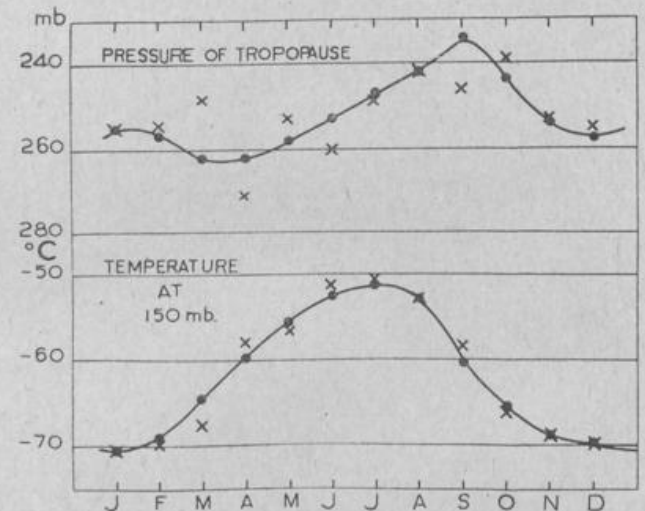


Fig. 15 Monthly mean pressure of the tropopause and monthly mean temperature at 150 mb. at Lerwick in the period 1942-1953
 x Monthly means 1942-1953
 ● Estimated monthly means 1901-1930

of the tropopause at Lerwick in the 12 year period 1942-53 and also the corresponding monthly mean temperature at 150 mb. These are shown by crosses. The dots in the upper part of the diagram are monthly mean pressures of the tropopause estimated for the period 1901-30 by a simple regression equation of mean surface pressure on mean pressure of the tropopause. A smooth curve has been drawn through these points. Similarly the dots in the lower part of the diagram are monthly mean temperatures at the level of 150 mb., estimated for the period 1901-30. It is emphasized that these estimates for the longer period were made by a simple objective process. It is reassuring that the resulting points in the

diagram show such a regular variation from month to month in contrast to the plots for 1942—53. Similar calculations for Larkhill also resulted in values with a smoother variation from month to month than the values for the available 12 years period.

It is concluded from these results that averages of upper air parameters prepared from as many as 10 or 12 years data may not always provide a satisfactory normal for climatological purpose. It is desirable in charting or comparing climatological means of upper air parameters to ensure that the data is all for the same period.

Mean charts prepared from say 5 years data are useful as providing insight into how the general circulation can arrange itself. But it would be rash to deduce from such charts that this is the only way the mean circulation can be accommodated.

Acknowledgement

This Paper is published with the permission of the Director, Meteorological Office, London.

References

- (1) Scherhag, R.: *Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose*. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1948.
- (2) Goldie, N. and Moore, J. G. and Austin, E. E.: *Upper air temperature over the World*. Unpublished.
- (3) Schumacher, N. J.: *Upper air temperature over an Antarctic station*. *Tellus* 7, 87—95 (1955)
- (4) Moore, J. G.: *Average pressure and temperature of the tropopause*. To be published in the *Meteorological Magazine*.
- (5) Brooks, C. E. P. and others: *Upper Winds over the World*. *Geophys. Mem. London* No 85 (1950)
- (6) Crossley, A. F.: *Significance of Mean Contour Charts*. *Meteor. Mag.* 81, 229—231 (1952)
- (7) Jenkinson, A. F.: *Average Vector Wind Distribution of the Upper air in Temperate and Tropical Latitudes*. *Meteor. Mag.* 84, 140—147 (1955)
- (8) Kochanski, A.: *Cross Section of the Mean Zonal Flow and Temperature along 80° W.* *J. Meteor.* 12, 95—106 (1955)
- (9) Mohri, K.: *On the fields of Wind and temperature over Japan and adjacent waters during Winter 1950—51*. *Tellus* 5, 340—358 (1953)
- (10) Bannon, J. K.: *Note on the Structure of the High Altitude strong wind belt in the Middle East in Winter*. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 80, 218—221 (1954)
- (11) Hubert, W. and Dagele, Y.: *Upper Mean Flow over the North Atlantic during January 1952*. *Tellus* 7, 111—117 (1955)
- (12) Bannon, J. K.: *Note on the subtropical jet stream in January and April 1951*. *Meteor. Mag.* 83, 257—263 (1954)
- (13) Bannon, J. K.: *Some Aspects of the Mean Air Flow over the Earth*. *Proc. Toronto Meteor. Conf.* 1953, 109—121.
- (14) Heastie, H.: Unpublished.
- (15) Bannon, J. K. and Jones, R. A.: *The Mean Wind at 60 mb*. Unpublished.
- (16) Palmer, C. E.: *The general circulation between 200 and 10 mb. over the equatorial Pacific*. *Weather* 9, 341—349 (1954)
- (17) Jenkinson, A. F.: *The Relationship between Standard Deviation of Contour Height and Standard Vector Deviation of Wind*. Unpublished.
- (18) Namias, J. and Clapp, P. F.: *Confluence theory of high tropospheric jet stream*. *J. Meteor.* 6, 330—336 (1949)
- (19) Murray, R. and Daniels, S. M.: *Transverse flow at entrance and exit to jet stream*. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 79, 236—241 (1953)

On the existence of mean meridional circulations

by

Jacques van Mieghem

1. The usual notation is adopted: let x, y and z be the zonal, meridional and vertical axes, positive respectively to the east, the north and the zenith of an arbitrary point, t the time, R the distance from the earth's axis, ω the angular velocity of the earth, p the pressure, ρ the specific mass, u, v, w the zonal, meridional and vertical components of the air velocity \mathbf{v} , div the divergence and ∇ the "del" operator in the three dimensional space. The subscripts x, y, z denote vector components along the zonal meridional and vertical axes, the subscript m a vector component or an operator in a meridional plane.

2. Let us suppose, as it is generally tacitly assumed, that the laws of the general circulation may be expressed by zonal and time mean values and by correlations between the corresponding fluctuations. Averaging the terms of the angular momentum balance

$$\frac{\partial}{\partial t} [R\rho(\omega R + u)] + \text{div} R[(R\omega + u)\rho\mathbf{v} + p\mathbf{1}_z] = 0 \quad [1]$$

and assuming stationary mean motion, we obtain, after substitution of the equation of continuity $\text{div}_m \rho\mathbf{v} = 0$, one of the basic equations of the general circulation, namely

$$\overline{\rho\mathbf{v}_m} \cdot \nabla_m [R(\omega R + \bar{u})] + \text{div}_m (R\overline{\rho u'v'_m}) = 0. \quad [2]$$

The symbol \bar{X} represents the zonal and time mean value of X and the symbol \tilde{X} the corresponding weighted mean ($X = \bar{X} + X' = \tilde{X} + X''$, with $\tilde{\rho}\tilde{X} = \overline{\rho X}$, $\bar{X}' = 0$, $\tilde{X}'' = 0$).

Equation [2] demonstrates clearly that a mean meridional circulation exists when and only when the divergence of the meridional eddy transfer $R\overline{\rho u'v'_m}$ of angular momentum is not compensated, on the average, by the convergence of the vertical eddy transfer $R\overline{\rho u'w'_m}$ or vice versa.

3. It should be noted that the vertical component of the ascendant $\nabla_m [R(\omega R + \bar{u})]$ is ten times larger than the horizontal component, but following H. F l o h n (2), (3), V. P. S t a r r and R. M. W h i t e (10), the vertical component $\overline{\rho w}$ of $\overline{\rho\mathbf{v}_m}$ is at least a thousand times smaller than the horizontal component $\overline{\rho v}$. Disregarding the term in $\overline{\rho w}$, the equation of balance [2] may be given the simplified form

$$(2\omega z - \frac{1}{R} \frac{\partial(R\bar{u})}{\partial y})\bar{v} \simeq \frac{1}{R\bar{\rho}} \text{div}_m (R\overline{\rho u'v'_m}), \quad [2a]$$

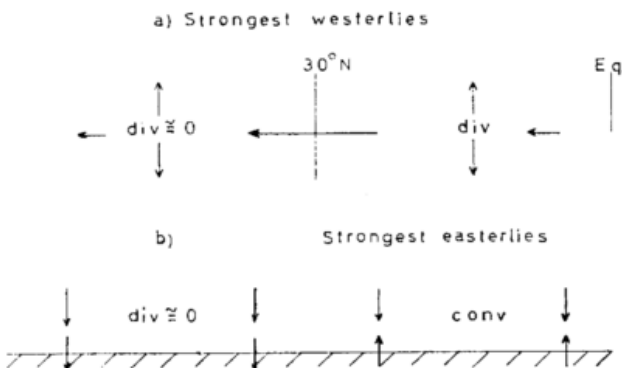
where the coefficient of \bar{v} is proportional to the inertial stability of the mean zonal motion \bar{u} , namely

$$2\omega z (2\omega z - \frac{1}{R} \frac{\partial(R\bar{u})}{\partial y}).$$

In accordance with equation [2a] the largest absolute values of the mean meridional wind \bar{v} occur in the meridional planes where simultaneously the divergence (or the convergence) of the eddy transport of angular momentum is the strongest and the inertial stability of the mean zonal flow the weakest.

4. Recent work (1), (4), (7—12) has shown that the large atmospheric disturbances are responsible for the meridional transport $R\overline{\rho u'v'_m}$ of angular momentum. This transport is poleward except in high latitudes and occurs chiefly in the high troposphere and the low stratosphere, only one-fifth of the total meridional transport taking place below the 500 mb level. Finally, the meridional eddy transport of angular momentum is diverging in tropical and subtropical latitudes, and converging in middle and high latitudes.

Eddy transport of angular momentum at the level of



5. P. A. S h e p p a r d (5) has pointed out that the large-scale eddies giving rise to meridional eddy transport of angular momentum do not contribute substantially to the vertical eddy transport $R\overline{\rho u'w'_m}$. This transport occurs mainly in the systems with the largest vertical velocities, that is to say in motions of moderate scale, such as convection, and in small-scale eddies. Therefore, it is reasonable to assume a vertical eddy

flux down the gradient $-\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ of the mean zonal flow. Consequently, the vertical eddy flux of angular momentum diverges, in all latitudes, at the level of strongest westerlies and converges, in the tropical belt, at the level of strongest easterlies.

6. From the results of sections 4 and 5, it is seen that the divergence of the meridional eddy transport of momentum in the high tropical troposphere is strengthened by the divergence of the vertical eddy flux of momentum (5), while the convergence of the meridional eddy transfer of momentum in the high troposphere of the middle latitudes is more or less compensated by the divergence of the vertical eddy flux of momentum.

Moreover, in the high tropical troposphere, the inertial stability assumes its smallest values, so that the combined effect of a strong divergence of the angular momentum flux (in the horizontal and the vertical directions) and a weak inertial stability of the mean zonal flow \bar{u} both contribute to a mean poleward flow ($\bar{v} > 0$) to the south of the subtropical jet.

Similarly, in the high troposphere and stratosphere of middle latitudes, the combined effect of the compen-

sation of the convergence of the meridional eddy flux by the divergence of the vertical eddy flux of angular momentum and a quite strong inertial stability at the level of maximum westerlies, does not permit to the north of the subtropical jet an organized mean flow towards the pole or the equator.

7. According to P. A. Sheppard (6), the classical concept of a barotropic surface friction layer is no longer valid: in the westerlies the vertical eddy flux of momentum is downward and nearly constant with height, while in the Trades, the vertical eddy flux of momentum is upward and decreases rapidly from the earth's surface to the level of strongest east-winds. Higher up, the vertical eddy flux of momentum is downward.

Combining these results with the fact that the meridional eddy flux of momentum is negligibly small in the low troposphere, one finds that, near the surface of the earth, the divergence of the angular momentum flux is approximately equal to zero in the westerlies, but that the angular momentum flux is strongly converging at the level of maximum eastwinds, entailing at this level, accordingly to equation [2a], a mean meridional flow towards the equator ($\bar{v} < 0$) (5).

8. In order to avoid any misunderstanding, I wish to point out the essential difference between the southerly mean wind at the level of strongest westerlies in the tropical belt and the northerly mean wind at the level of strongest easterlies. The latter is a consequence of skin friction and mechanical turbulence in the friction layer and the former a consequence of large-scale horizontal mixing associated with large disturbances and also of vertical transfer processes associated with moderate-scale motions. These northerly and southerly mean winds are the lower and upper branches of a mean meridional circulation in tropical latitudes. Although of direct sense, this circulation is not a genuine Hadley circulation. Indeed, H. Flohn (2) has demonstrated that the return flow corresponding to the mean northerly flow associated with the Trades appears already above the Trade inversion (1 ~ 3 km). Above this inversion the air is subsiding in the westerlies as well as in the easterlies, except in the vicinity of the meteorological equator, where the air is ascending. As to the mean meridional component \bar{v} of the wind in low latitudes, above the Trade-inversion, it changes sign several times

along the vertical, but is positive near the level of strongest westerlies (see section 6 and (10), (12)).

References

- (1) Bjerknes, J.: The maintenance of the zonal circulation of the atmosphere. UGGI. 9^e Ass. Gén. Bruxelles 1951. Ass. Météor. Adresse présidentielle, I—XXII.
- (2) Flohn, H.: Passatzirkulation und äquatoriale Westwindzone. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. B 3, 3—15 (1951)
- (3) Flohn, H.: Die Revision der Lehre vom Passatkreislauf. Meteor. Rdsch. 6, 1—6 (1953)
- (4) Mintz, Y.: The geostrophic poleward flux of angular momentum in the month of January 1949. Tellus 3, 195—200 (1951)
- (5) Sheppard, P. A.: Momentum flux and meridional motion in the general circulation. Proc. Toronto Meteor. Conf. 1953, 103—108.
- (6) Sheppard, P. A.: The vertical transfer of momentum in the general circulation. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. A 7, 114—124 (1954)
- (7) Starr, V. P.: An essay on the general circulation of the atmosphere. J. Meteor. 5, 39—43 (1948)
- (8) Starr, V. P. and White, R. M.: A hemispherical study of the atmospheric angular momentum balance. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 77, 215—225 (1951)
- (9) Starr, V. P. and White, R. M.: Note on the seasonal variation of the meridional flux of angular momentum. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 78, 62—69 (1952)
- (10) Starr, V. P. and White, R. M.: Meridional flux of angular momentum in the tropics. Tellus 4, 118—125 (1952)
- (11) Starr, V. P. and White, R. M.: Two years of momentum flux data for 31° N. Tellus 4, 332—333 (1952)
- (12) Starr, V. P. and White, R. M.: Two years of momentum flux data for 13° N. Tellus 6, 180—182 (1954)

Über die Struktur hochtroposphärischer Düsenströme, insbesondere des subtropischen Strahlstroms über Nordamerika

von Friedrich Defant

(mit 6 Abbildungen im Text)

Die hochtroposphärischen Strahlströme haben in den letzten Jahren als auffallende mächtige Naturerscheinung innerhalb der Erdatmosphäre das rege Interesse der meteorologischen Forscher gefunden und ihre Struktur wurde in zahlreichen Untersuchungen synoptischer als auch klimatologischer Art studiert. Dabei hat sich allmählich eine prinzipielle Unterscheidung zwischen dem „Polarfront-Strahlstrom“ und dem semi-permanenten Strahlstrom an der Nordbegrenzung der großen tropisch-subtropischen Zirkulationszelle in der oberen Troposphäre bzw. unteren Stratosphäre ergeben. Während der erstere nach allen synoptischen Analysen auf das engste mit der Polarfront verbunden erscheint und meist oberhalb der geneigten Polarfrontfläche in der oberen Troposphäre anzutreffen ist, scheint der letztere, den man meist „Subtropischer Strahlstrom“ nennt, eine enge Beziehung zum tropischen großen Zirkulationsrad zu haben. Insbesondere hat E. Palmén

(6), (7) sich mit den Fragen der Natur und Entstehung des subtropischen Strahlstroms auseinandergesetzt und ich darf an seine umfassenden Ausführungen zu diesem Thema anlässlich der Tagung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft in Berlin im Jahre 1953 in seinem Referat „Über die atmosphärischen Strahlströme“ erinnern. Die Abb. 1 zeigt die mittlere Lage der beiden Strahlströme im Januar, wobei Palmén von einer Angabe der mittleren Geschwindigkeitsverhältnisse aus Gründen der starken Variabilität derselben, insbesondere aber des Polarfrontstromes, abgesehen hat. Aber auch die Breitenlage bezeichnet Palmén als ganz vorläufig und führt aus, daß erst genauere Untersuchungen die weltweite Form dieser beiden Ringströme klären werde.

Wenn auch die Existenz des subtropischen Jets aus einzelnen Meridionalschnitten als erwiesen anzusehen ist, so gibt es doch eine Reihe von anerkannt guten



Abb. 1
Mittlere Lage der beiden hochtroposphärischen Strahlströme
im Januar (nach Palmén, E. (7))

Meridionalschnitten des Windfeldes als Jahreszeitenmittel, Monatsmittel oder Mittel über längere Tageszeiträume, die eine definitive Andeutung über eine Zweiteilung zwischen Polarfront- und subtropischem Jetstream entweder ganz vermissen lassen oder nur ein einziges Westwindmaximum in der oberen Troposphäre zeigen; (siehe z. B. Petterssen (8), Hess (1), Hutchings (2), Namias und Clapp (4), Mintz Y. (3)).

Diese Tatsache ist sicherlich einerseits den starken Mäanderungen des Polarfrontjets zuzuschreiben, die eine klare Erfassung dieses Strahlstroms in klimatologischen Mittelkarten unmöglich machen und daher nur den lagebeständigen subtropischen Jet zur bildlichen Darstellung bringen. Daher sind Mittelkarten oder Schnitte eher als Beweis für die zirkumpolare oder wenigstens sektorielle Existenz des subtropischen Jets zu werten. Andererseits aber muß man sich darüber klar werden, in welcher Weise solche Mittelkarten oder Mittelschnitte überhaupt hergestellt werden. Meist werden sich doch durch eine klimatologische Mitteilung der Radiosondenwerte ausgewählter Sonden, die selbst in dichten Netzen mehr oder minder große Abstände voneinander aufweisen und gerade in den hohen Schichten oft unzuverlässige oder gar keine Windwerte liefern, hergestellt. Oder es werden nach mehr oder minder sorgfältigen Analysen höherer Niveaus aus den Differenzen der Druckwerte der Fünfgrad-Schnittpunkte entlang von Meridianen der geostrophische — oder Gradientwind gerechnet. Daß solche allgemein übliche Methoden die Doppelstruktur beider Strahlströme nicht zu liefern imstande sind, mag nicht verwundern. Ja, es ist geradezu zu erwarten, daß durch eine solche rohe Methodik beide Strahlströme miteinander verschmelzen, da sie sich, wie die vorläufige rohe Skizze von Palmén zeigte, über bestimmten Sektoren der Erde oft recht nahe kommen. Der vorhandene Charakter einer Doppelstruktur wird dadurch verschleiert. Aber auch die unterschiedliche Höhenlage beider Ringströme, wie sie Einzelanalysen immer wieder zeigten, macht eine Horizontaldarstellung in einem bestimmten ausgewählten Niveau (bei Palmén die 500-mb-Fläche) recht schwierig.

Diese offenbaren Mängel und bestehenden Unklarheiten haben mich bewogen, ein für andere Zwecke von mir bei meinem Aufenthalt in Chicago gewonnenes großes Material zur Beweisführung über die definitive Existenz der Doppelstruktur des hochtroposphärischen Westwindbandes heranzuziehen. Auch die Eigenartigkeit dieser Struktur in verschiedenen Hauptisobarenflächen soll diskutiert werden. Ich bin leider hier gezwungen, der gedrängten Zeitverhältnisse wegen, nur einen kurzen Einblick in diese Untersuchung zu geben.

Dieses Material umfaßt die täglichen Höhenkarten des 700-, 500-, 300- und 200-mb-Niveaus der 6 Monate Oktober bis März 1950/51 analysiert für den östlichen Pazifik, Nordamerika und westlicher Atlantik. Während für die tieferen Niveaus (700 u. 500 mb) gute und konsistente Analysen mit Höhenlinien im 200-Fuß-Abstand in Chicago vorlagen, die von mir einer sorgfältigen Reanalyse und Schließung von Lücken unterzogen wurden, habe ich die wichtigen höheren Niveaus (300 u. 200 mb) im 100-Fuß-Abstand selbst analysiert und einen Satz in sich geschlossener Höhenkarten gewonnen, der in Hinsicht auf eine kontinuierliche Fortführung von Strömungsdetails wohl einzig ist. Besonders vorteilhaft erscheint dabei die homogene Bearbeitung aller Niveaus durch nur eine Person. Aus diesen Karten wurden längs der Meridiane 80, 90, 100, 110 und 120° W für alle Breitengrade von 25 bis 80° N die dynamischen Höhen der einzelnen 4 Druckflächen auf Dekafuß genau gelesen und tabelliert. Dann wurden zwischen sich folgenden Breitengraden Differenzen der dynamischen Höhen gebildet und aus diesen die zonalen Komponenten des geostrophischen Windes in exak-

tester Weise gerechnet und tabelliert. Der Mitarbeit von Herrn A m a n n vom Deutschen Wetterdienst verdanke ich im Zuge einer Doktordissertation am Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck die Ermittlung der entsprechenden Meridional-komponenten des gesamten Materials. Die zonalen und meridionalen Windkomponenten wurden durch eine Vektoraddition vereinigt, wobei der Skalarwert der Windgeschwindigkeit auf 1 m/sec genau und die Windrichtung als Vektorrichtung in 5er-Graden des 360-Gradkreises (also insgesamt 72 verfügbare Richtungen) ermittelt wurden. Die monatsweise Zusammenfassung gestattete nun Monatsmittelkarten des Stromfeldes der einzelnen Höhengniveaus zu entwerfen, die in Hinsicht auf Stromrichtung und -geschwindigkeit analysiert wurden und in welche auch die Hauptstromachsen aufgenommen wurden. Eine Zusammenfassung für andere Zwecke und Probleme nach anderen Zeiträumen ist im Gang.

Im wesentlichen zeigten sich in allen Wintermonaten folgende typische Merkmale:

1. ein zyklonales Wirbelzentrum im hohen Nordosten, das in einzelnen extremen Monaten selbst im Mittel bis zur Hudson Bay südwärts verlagert erscheint. Im März, einem Monat mit überwiegend nach Süden ausgeweiteter Low-Index-Zirkulation erscheint es im Monatsmittel über dem nordkanadischen Küstengebiet in der Mitte des Kontinents, also extrem weit südlich und westwärts verlagert.
2. Die östlichen Meridiane (80, 90, 100° W) zeigen die mehr oder minder ausgeprägte bekannte ostamerikanische Trogbildung im Stromfeld.
3. In der Mitte des Kontinents überwiegt eine Nordwestströmung, besonders im nördlichen Teil des Bildes. Im südlichen herrscht dagegen eine Richtung zwischen West und WNW vor.
4. Der Westteil des Kontinents oder der westlichste gewählte Meridian (120° W), der mit den Rocky Mountains parallel verläuft, zeigt eine vorwiegend westliche bis südwestliche Anströmungsrichtung in seinem Südteil, jedoch eine steil nordwestliche in seinem Nordteil. Dazwischen liegt ein auffallendes Konvergenzgebiet in den Stromlinien, das durchwegs in allen Niveaus erkennbar ist.
5. Ein antizyklonales Gegenstück zum nordöstlichen Wirbelzentrum ist meist nur in den unteren beiden Niveaus (700 u. 500 mb) und nur in einigen Monaten im äußersten Südwesten (Golf von Kalifornien) erkennbar.
6. Das Windgeschwindigkeitsfeld zeigt das maximale Westwindband zwischen dem 45. und 25. Breitenkreis mit einer zunehmenden Windgeschwindigkeit von der West- gegen die Ostküste Nordamerikas.
7. Das Hauptinteresse gilt den Stromachsen im Geschwindigkeitsfeld. Es lassen sich in klarer Weise und in allen Monaten drei solche Stromstriche unterscheiden, von denen zwei dominant in Erscheinung treten, während eine nur untergeordneten Charakter besitzt.

Die nördlichste und weitaus schwächste Achse tritt im hohen Norden an der Westseite des Kontinents über Alaska oder Nordwestkanada ins Bild und ist von den weit im Süden einmündenden Hauptstromstrichen durch das vorstehend erwähnte Konvergenzgebiet über den nördlichen Rockies getrennt. Dieses Konvergenzgebiet ist auch gleichzeitig ein Schwachwindgebiet im Windgeschwindigkeitsfeld. Mit meist gut ausgebildeter Nordwestrichtung findet diese sekundäre Stromachse ihre Fortführung nach Osten und umrundet in Trogform das Gebiet der Hudson Bay. Sie mündet in weit südlicherer Lage an der Ostküste und verläßt in der Nähe von Neufundland das Festland. In den Mittelkarten ist sie nur teilweise gut erkennbar.

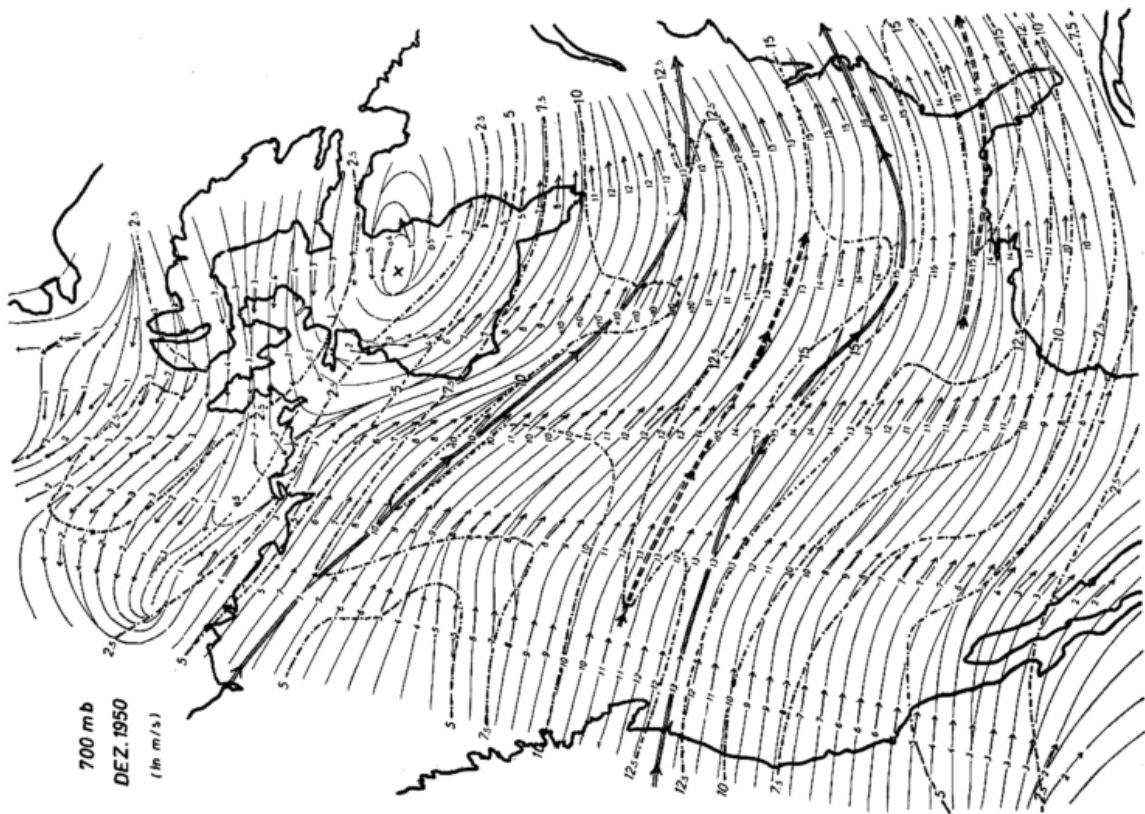
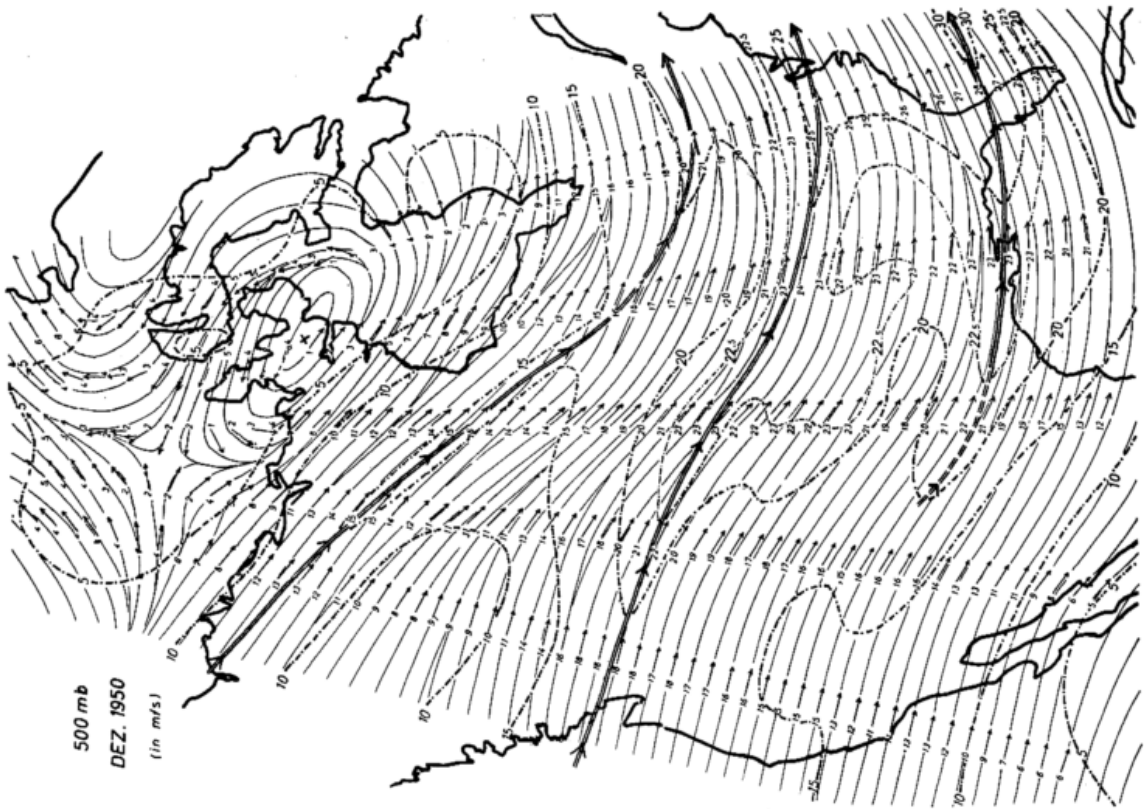


Abb. 2
Die Strömungsverhältnisse über dem nordamerikanischen Kontinent für 4 verschiedene Niveaus (700, 500, 300 u. 200 mb), dargestellt als Monatsmittel für den Monat Dezember 1950 (dünne Linien = Stromlinien; dicke Linien = Strahlstromachsen)

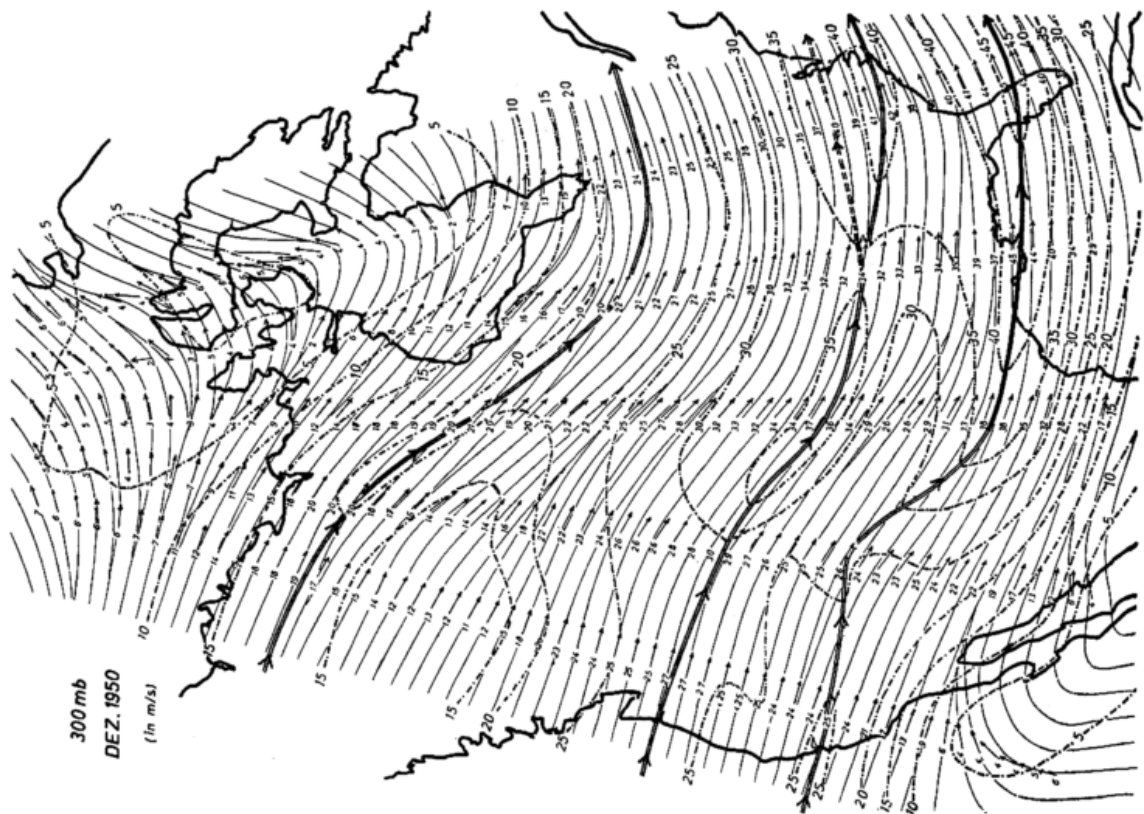
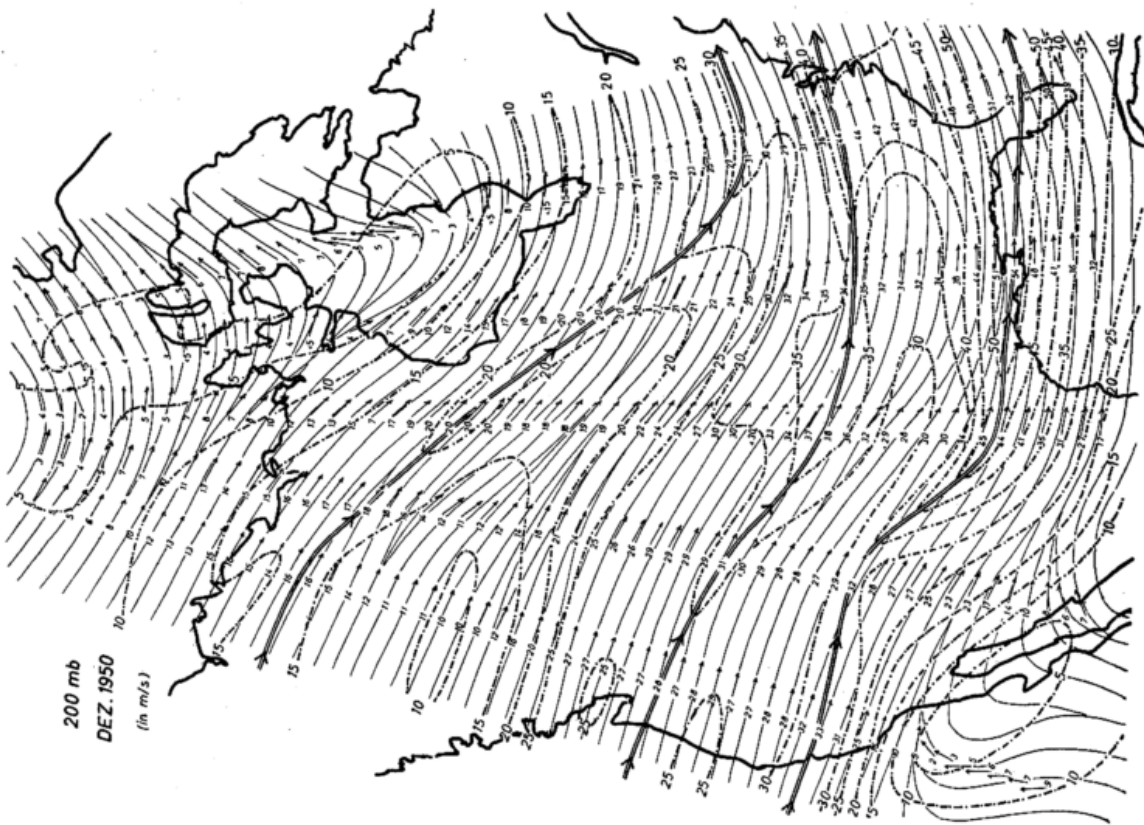


Abb. 2 (Forts.)

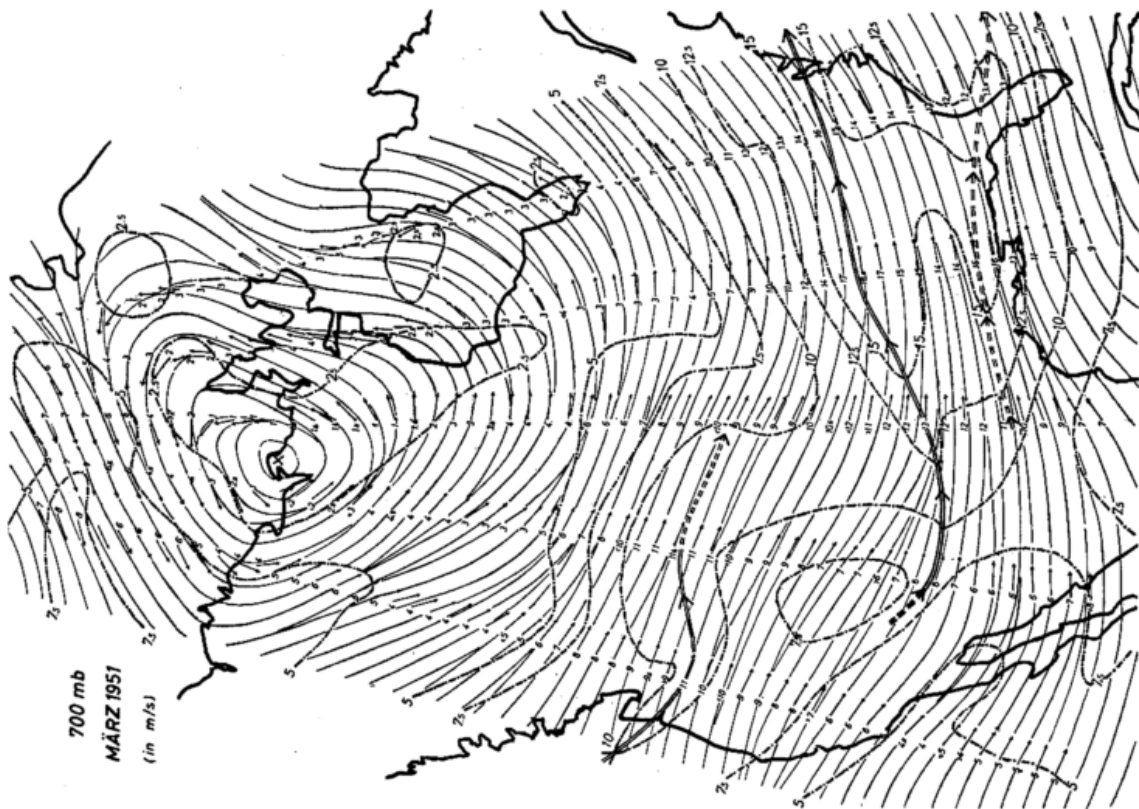
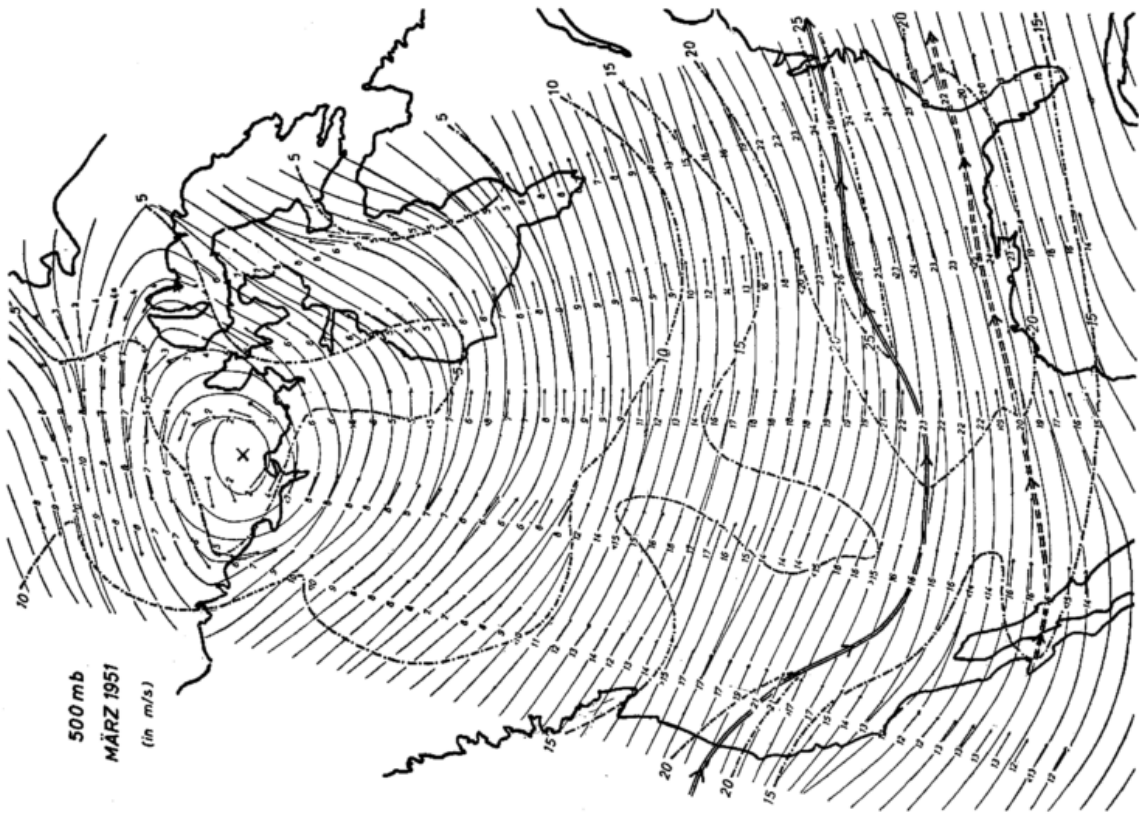


Abb. 3
Die Strömungsverhältnisse über dem nordamerikanischen Kontinent für 4 verschiedene Niveaus (700, 500, 300 u. 200 mb), dargestellt als Monatsmittel für den Monat März 1951 (dünne Linien = Stromlinien; dicke Linien = Strahlstromachsen)

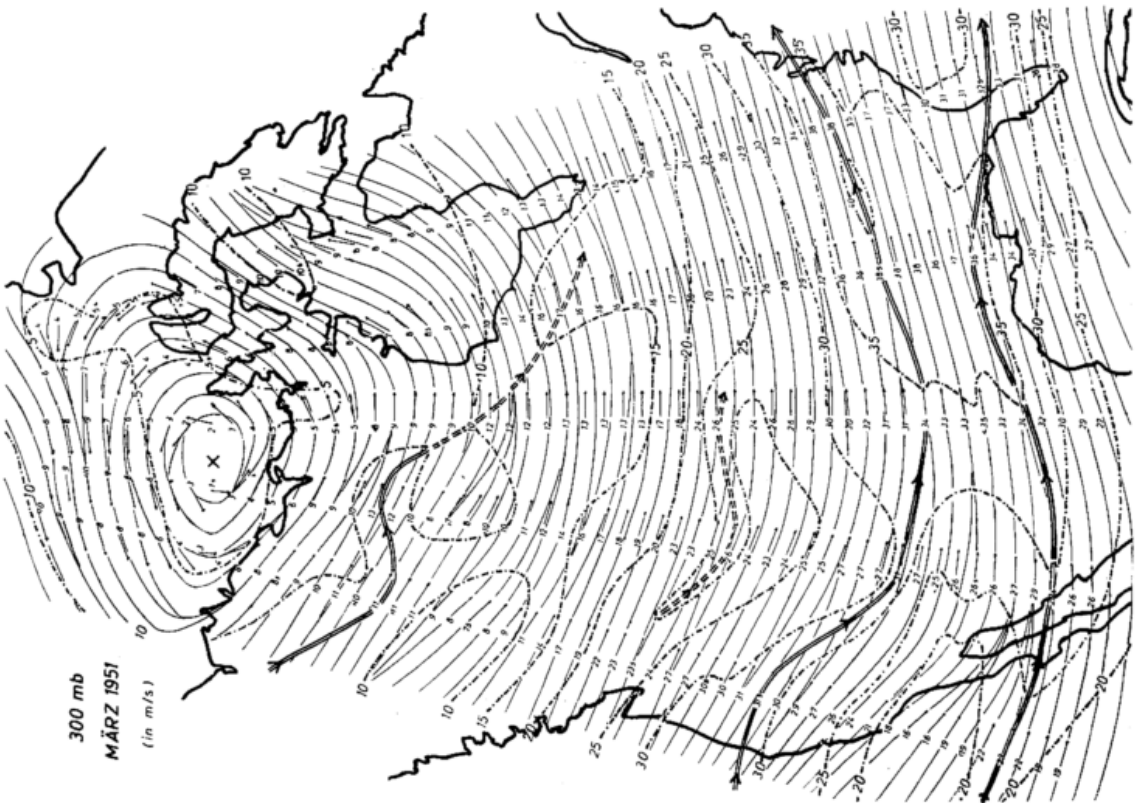
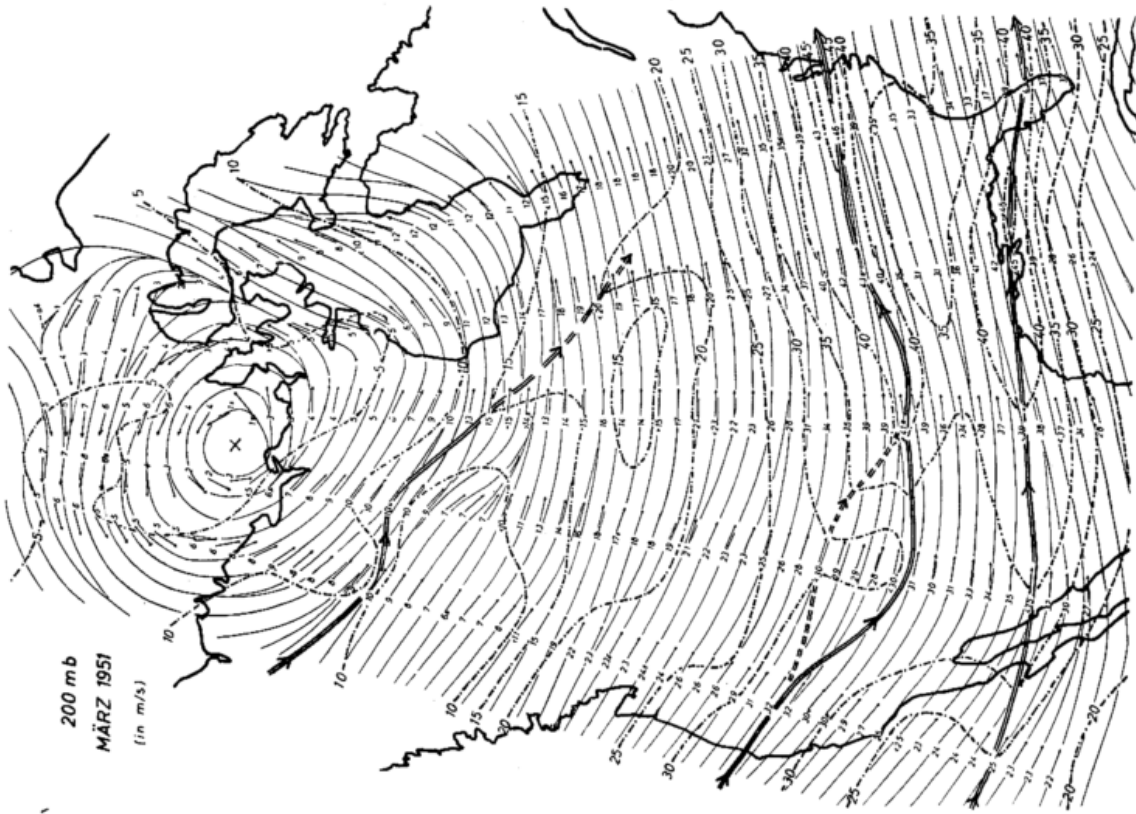


Abb. 3 (Forts.)

Die Hauptstromachse, die als Polarfront-Strahlstrom anzusprechen ist, ist wesentlich stärker entwickelt und verläuft im Allgemeinen mehr breitenkreisparallel. Im Westen tritt sie etwa beim 45. Breitenkreis in den Kontinent ein und verlagert sich nach Osten hin etwas südwärts, so daß sie dort meist um den 40. Breitengrad herum zu finden ist. Hierbei macht sie die leichte Trogkrümmung des ostamerikanischen Troges mit. In den verschiedenen betrachteten Niveaus verläuft sie im 700-mb-Niveau am Südlichsten, im 500-mb-Niveau etwas weiter nördlich, was der Neigung der Polarfront entspricht. In den höheren Niveaus bleibt das Stromband aufwärts in gleicher Breite entsprechend der dort nahezu vertikal verlaufenden Grenzfläche. Besonders weit südlich findet sich diese Stromachse im Monat März. In diesem Monat ist die nördliche Sekundärachse nur stückweise auffindbar oder fehlt ganz.

Die dritte Stromachse, die in auffälliger Weise von der Polarfrontachse getrennt erscheint, verläuft noch weiter südlich. Im Mittel aller Monate findet man sie um den 30. Breitenkreis herum. In den Monatsmitteln ist sie im 700-mb-Niveau nur im Ostteil zu lokalisieren und meist an Windgeschwindigkeit schwächer als der Polarfrontringstrom. Im 500-mb-Niveau erreicht sie schon gleiche Windstärke, bleibt aber immer noch im Westteil schwer zu ermitteln. Dagegen übernimmt sie in den hohen Niveaus (300 u. 200 mb) meist den Vorrang und wird dort besonders in 200 mb zu einer gewaltigen Naturscheinung. Selbst im Monatsmittel sind geostrophische Winde von über 50 m/sec in ihrem Ostteil bestimmt worden. Die Abb. 2 und 3 zeigen die Karten für die Monate Dezember und März. Diese klar erwiesene Doppelstruktur des atmosphärischen großen Westwindstrombandes in Monatsmitteln

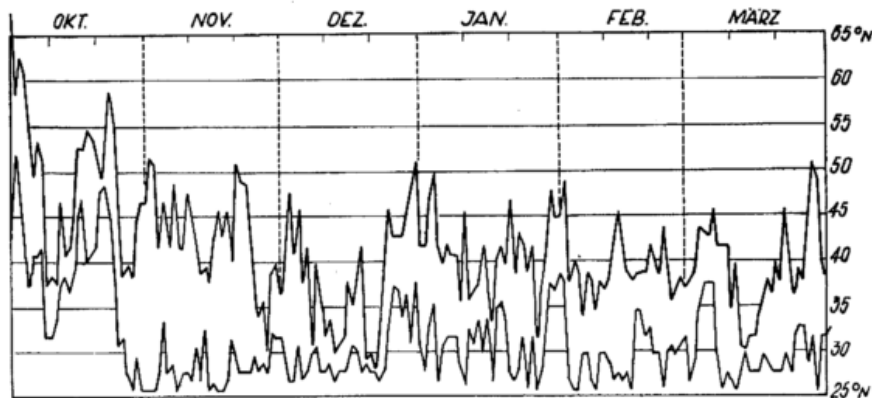


Abb. 4
Die Schwankungen des Polarfront- und des subtropischen Jet Streams im Winterhalbjahr 1950/51 im Meridian 90° W (östliches Nordamerika) im 200-mb-Niveau
obere Zackenkurve = Polarfrontjet
untere Zackenkurve = Lage des subtrop. Jets

karten ist aber auch in täglichen Meridionalprofilen des Windes eindeutig aufzufinden. Als einen Beleg dafür ist in der Abb. 4 aus den täglichen meridionalen Windprofilen des Meridians 90° W des 200-mb-Niveaus die Breitenlage des Polarfront- und des subtropischen Strombandes herausgegriffen und die Schwankungen der Lage beider Ringströme zur Darstellung gebracht worden. Man erkennt eindeutig die klare Separation, wobei der subtropische Strom keine großen Breiten-schwankungen vollführt. Dies ist lediglich in Einzelabschnitten des 6-Monatszeitraumes der Fall. Dagegen schwankt der Polarfrontjet beträchtlich um seine Mittel-lage. Andeutungen sind vorhanden, daß in Perioden sehr nördlicher Lage des Polarfront-Strahlstromes (High-Index-Typen) auch der subtropische Jet weit nach Norden ausgreift (siehe Abb. 4, 29. Jan. bis 2. Febr. oder 3. bis 6. März). Dagegen vereinigen sich beide Ströme in Perioden mit weit nach Süden verschobenem Polarfrontjet (Low-Index-Typen) nahezu (siehe z. B. Abb. 4, 13. bis 17. März). In dieser Hinsicht wird das genauere Studium noch manches zu bieten haben.

Die vertikale Detailstruktur soll im Folgenden noch etwas behandelt werden. Die Abb. 5 zeigt eine schematische Darstellung der mittleren Meridionalzirkulation der Nordhalbkugel im Winter nach E. Palmén (5). Im unteren Bild sind entsprechende schematische Windgeschwindigkeitsverhältnisse dargestellt zusammen mit den einzelnen von mir gewählten Höhen-Niveaus. Es ist einleuchtend, daß wegen der unterschiedlichen Höhenlage ein Meridionalschnitt im 200-mb-Niveau den subtropischen Jet nahezu im Kern schneiden muß, während er den Polarfrontjet meist oberhalb des Kernes

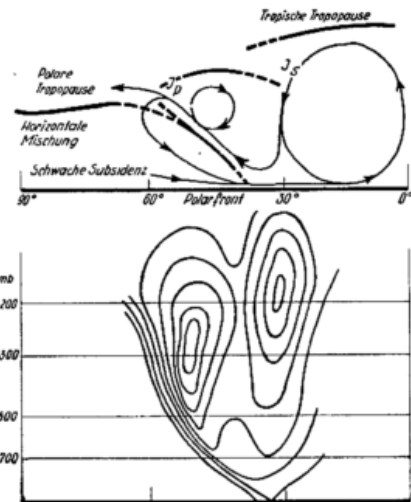


Abb. 5
Schema der mittleren meridionalen Zirkulation der Nordhalbkugel im Winter (nach Palmén, E. (5), (7))
Unten: Schematisches Bild des Windgeschwindigkeitsfeldes im Meridionalschnitt

durchquert. Im 300-mb-Niveau werden beide Strombänder mit nahezu gleichen Windgeschwindigkeiten durchschnitten ohne wesentliche Separation durch schwächere Winde. Dies führt dort zu einem relativ breiten Windmaximum. In den tieferen Niveaus (500 und 700 mb) muß ein Meridionalschnitt den Polarfrontjet als dominierende Erscheinung zeigen, während der

subtropische Jet, der weit unterhalb seines Kernes geschnitten wird, nur mehr untergeordnet ins Bild tritt. Diese Verhältnisse illustriert in trefflicher Weise die Abb. 6, in welcher die meridionalen Windprofile des

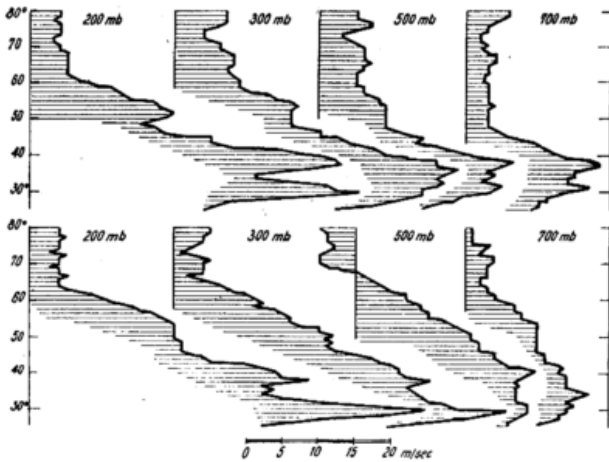


Abb. 6

Meridionale Windprofile (geostroph.) in verschiedenen Niveaus über dem Meridian 80° W (m/sec)
Monatsmittel der Monate März 1951 (oben) und Dez. 1950 (unten)

Meridians 80° W (östliches Nordamerika) für 4 verschiedene Niveaus (700, 500, 300 u. 200 mb) gegeben sind. Im Monat März 1951 (oberes Bild der Abb. 6), einem Monat mit extrem starker und südwärts ausgeweiteter Zirkulation, zeigt sich im 200-mb-Niveau die Doppelteilung zwischen Polarfront- und subtropischem Jet in klarer Weise, während im 300-mb-Niveau nur ein breiteres Westwindmaxima zu finden ist. Dagegen übernimmt in den tieferen Niveaus (500 u. 700 mb) der Polarfrontjet eindeutig die führende Rolle und der subtropische Strahlstrom tritt zurück. Die steile Lage der Polarfront ist durch die nahezu gleiche Breitenlage des Polarfrontjet im 700-, 500- und 300-mb-Niveau gekennzeichnet.

Im Monat Dezember 1950, einem Monat mit ebenfalls sehr ausgeweiteter Zirkulationsform, zeigt sich ebenfalls die Zweiteilung der hochtroposphärischen Strahlströme, nur dominiert hier der subtropische in den oberen Niveaus in klarer Weise. Erst im 500-mb-Niveau ergibt sich ein breites Windmaximum mit einem schon etwas an Windstärke überwiegendem Polarfront-Strahlstrom. In den unteren Niveaus verliert der subtropische Jet rapide an Bedeutung.

In beiden Monaten (es sei noch einmal betont, daß es sich hier ausschließlich um Monatsmittel handelt!) tritt auch die dritte Jet-Achse, die oben erwähnt wurde, in Störungen des Windabfalls in Richtung nach Norden sogar im Monatsmittel in Erscheinung (etwa bei 55 bis 50° N). In den höheren Niveaus ergibt sich sogar im März ein eigenes sekundäres Westwindmaximum.

Die Zusammenfassung der täglichen Windprofile nach geeigneteren, im Zirkulationscharakter ähnlichen Zeitabschnitten sei einer eigenen, noch an anderer Stelle erfolgenden Publikation vorbehalten, jedoch ergibt die Zusammenfassung nicht unbedingt im Zirkulationscharakter ähnlicher Zeitabschnitte durch die Aufmittelung eines Monats bereits eine klare Unterscheidung der beiden hochtroposphärischen Strahlströme für den nordamerikanischen Bereich. Es lassen sich also bei einer sorgfältigen Auswertung des vorhandenen Materials (exakteste Lesung von Werten im Gradabstand) Details im atmosphärischen Windfeld finden, die für die Beschreibung und das Verständnis der allgemeinen Zirkulation von grundlegender Bedeutung sind.

Literatur

- (1) Hess, S. L.: Some new mean meridional cross sections through the atmosphere. *J. Meteor.* 5, 293—300 (1948).
- (2) Hutchings, J. W.: A meridional atmospheric cross section for an oceanic region. *J. Meteor.* 7, 94—100 (1950)
- (3) Mintz, Y. & Dean, G.: The observed mean field of motion of the atmosphere. *Geophys. Res. Pap. No. 17* (1952)
- (4) Namias, J. & Clapp, P. F.: Confluence theory of the high tropospheric jet-stream. *J. Meteor.* 6, 330—336 (1949)
- (5) Palmén, E.: The rôle of atmospheric disturbances in the general circulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 77, 337—354 (1951)
- (6) Palmén, E. & Alaka, M. A.: On the budget of angular momentum in the zone between equator and 30° N. *Tellus* 4, 324—331 (1952)
- (7) Palmén, E.: Über die atmosphärischen Strahlströme. *Meteor. Abh. Fr. Univ. Berlin* 2, H. 3, 35—49 (1954)
- (8) Petterssen, S.: On the propagation and growth of jet-stream waves. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 78, 337—353 (1952)

Der indische Sommermonsun als Glied der planetarischen Zirkulation der Atmosphäre

von Hermann Flohn

(mit 5 Abbildungen im Text)

I. Problemstellung

Die zunehmende Kenntnis der Temperatur-, Druck- und Windverhältnisse in der freien Atmosphäre hat in den letzten Jahren eine Revision der klassischen Vorstellung der Monsune erzwungen, die in ihren Wurzeln auf Halley (1686) zurückgeht, deren heutige Form aber hauptsächlich auf den beschreibenden Arbeiten von Woeikof (1842—1916) beruht. Diese Revision wurde in allgemeiner Form gleichzeitig von Chromow (1) und Verf. (2), (3) formuliert, die beide die jahreszeitliche Winddrehung in bestimmten Breitenzonen der Erde als Folge der jahreszeitlichen Verlagerung der planetarischen Wind- und Luftdruckgürtel auffassen, die sich besonders in kontinental beeinflussten Gebieten auswirkt.

Die folgenden Ausführungen befassen sich mit dem bekanntesten und charakteristischsten Vertreter der tropischen Monsune, dem indischen Sommermonsun. Sie stützen sich großenteils auf eine Studie über den großräumigen Ablauf des Jahres 1953*, in dem nunmehr auch elektrisch gepeilte Höhenwinde (in Madras, Kalkutta und New Delhi) eine vollständige, nicht durch die Wolkendecke des Monsuns gefälschte Darstellung des Strömungszustandes erlauben. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Studie — die durch Vergleiche mit den Jahren 1949—55 (Aerologie) sowie klimatologische Häufigkeitsanalysen ergänzt wurde — lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1) Die Monsunkonvergenz, die als Teil der inner-tropischen Konvergenzzone (ITC) den SW-Monsun im Süden von einer östlichen Strömung im N trennt, läßt sich in jedem Einzelfall (besonders im 850-mb-Niveau) zwanglos verfolgen; sie unterliegt z. T. raschen wettermäßigen Änderungen, besonders im Gebiet des bengalischen Golfes, die bei Beschränkung auf Monatsmittel des resultierenden Windes den Konvergenzcharakter verwischen. Die Rekordniederschläge von Cherrapunji gehen auf die häufigste Lage dieser Konvergenz über Assam zurück (4).

2) Der Wechsel zwischen Monsunregen und Monsunpausen im Inneren Indiens beruht auf komplizierten wettermäßigen Vorgängen, wobei die mit der östlichen Höhenströmung von ESE nach WNW wandernden Monsuntiefs der unteren Schichten gelegentlich mit Vorstößen der außertropischen Westdrift über Nordindien koinzidieren. Die damit zusammenhängende meridionale Verlagerung der ITC ist nach den Erfahrungen der indischen Meteorologen von entscheidender Bedeutung; liegt sie am Himalajarand, dann erhält nur dieser gewaltige Regenmengen, während im größten Teil Indiens im Bereich der W- bis SW-Strömung Trockenheit und Absinken herrscht („break conditions“, wohl gebietsweise identisch mit den „Monsunpausen“).

*) Für die Unterstützung bei einer synoptisch-aerologischen Untersuchung für die Zeit Mitte Mai — Ende August 1953, die an anderer Stelle veröffentlicht werden soll, bin ich Herrn Dipl. Met. Alfuth zu Dank verpflichtet; diese Arbeit wurde mit Mitteln des ARDC-Projekts Nr. AF 61 (514) — 646 — C durchgeführt.

3) Der Ausbruch des indischen SW-Monsuns, der sich von Ende Mai bis zur zweiten Junihälfte diskontinuierlich von der Südspitze Indiens bis zum Himalaja durchsetzt, ist zeitlich gekoppelt mit dem Verschwinden der subtropischen Strahlströmung in der Westdrift (200-mb-Niveau) über Nordindien (5) und der Ausbildung eines warmen Höhenhochs (6) über dem tibetischen Plateau.

4) Der sogenannte „rückkehrende Ast“ oder „bengalische Zweig“ des Monsuns, die östliche Strömung zwischen der ITC (Monsunkonvergenz) und dem Himalaja, geht nach oben kontinuierlich über in die sehr beständige, oberhalb des SW-Monsuns wehende Ostströmung, die als Teil des Urpasats (tropische Ostströmung) angesehen werden muß; ältere Pilotvisierungen über Oberburma und dem nördlichen Indochina bestätigen ihre Existenz über Hinterindien.

An dem dreidimensionalen Strömungsaufbau über Indien sind also drei planetarische Windgürtel beteiligt, deren Verhalten im einzelnen dargestellt werden soll:

- a) die außertropische Westdrift,
- b) die tropische Ostströmung des Urpasats,
- c) die in diese eingelagerte äquatoriale Westwindzone (am Boden SW-Monsun).

II. Die planetarischen Windsysteme

a) Die außertropische Westdrift

Die subtropische Strahlströmung (Jet) umzieht in rund 30° Breite und mit einem ausgeprägten Windmaximum in 200 mb ~ 12 km Höhe die Erde, ohne daß auf ihre physikalische Deutung und ihre regionalen Anomalien hier eingegangen werden kann (7). Wir finden sie über Indien von Oktober bis Mai im Mittel in 27° Breite (8), (9) mit einem geostrophischen Geschwindigkeitsmaximum von 30—50 m/sec, und die Höhenträge reichen oft genug bis 8—10° Breite hinab. Diese wandernden langen Wellen bringen die winterlichen Regenfälle Nord- und z. T. noch Zentralindiens in Zusammenhang mit den Kaltluftvorstößen in der Höhe, und pflanzen sich gelegentlich (10) über Hinterindien bis zum Südchinesischen Meer fort.

In der heißen Vormonsunzeit bildet sich über dem Dekkan am Boden ein Hitzetief aus. An seiner Südseite überwehen westliche Winde die Halbinsel, die früher (Eliot, u. a.) als „lokale Seewinde“ angesehen wurden; tatsächlich aber sind sie ein seichter Ausläufer der allgemeinen Westströmung, die sich hier — der Druckverteilung folgend — unter den Urpasat schiebt. Oberhalb des Hitzetiefs liegt sowohl im Jahre 1951, wo Monatsmittelkarten (11) vorliegen, wie 1953 und im Mittel (12) ein warmes Höhenhoch in mittleren Schichten (700—500 mb), dessen Achse in rund 15° Breite die Westdrift vom südlich anschließenden Urpasat trennt. Die regionale Überhitzung drängt also in unteren Schichten den NE-Monsun (der als bodennahes Glied des Urpasats auch als NE-Passat bezeichnet werden darf) vorübergehend in die Höhe ab, und die Westdrift

setzt sich bis zum Boden durch, wobei sie zeitweise direkt mit der äquatorialen Westströmung zusammenwächst.

Während des Monsunausbruchs (Ende Mai bis etwa Mitte Juni) erwärmt sich die Atmosphäre über der 4—5 km hoch gelegenen Heizfläche Hochasiens so stark, daß das ursprünglich polwärts gerichtete Temperatur- und Druckgefälle über Indien in der Troposphäre sich abschwächt und schließlich im Hochsommer umkehrt. Die Folge ist Auflösung der subtropischen Strahlströmung über Nordindien (5) bzw. ihre Verlagerung auf die Nordseite Hochasiens in 40—45° Breite, sowie Ausbildung eines Höhenhochs über Tibet, dessen Kern im 500-mb-Niveau durch zahlreiche Windbeobachtungen und Temperaturangaben — die selbst bei kritischster Auswertung (6) eine 0°-Grenze über 6000 m fordern — über Ostt Tibet (ca. 33° N, 92° E) belegt ist. Die Existenz einer sehr beständigen, wenn auch gegenüber dem Winter schwächeren Strahlströmung auf der Nordflanke Hochasiens wird durch ältere russische Pilotvisierungen (1926—30) der Stationen Aschchabad, Taschkent und Alma-Ata in 38—43° N belegt, die bei der geringen Bewölkung durch Schönwetterauswahl nur unwesentlich gefälscht — im Sinne zu geringer Geschwindigkeit — sein dürften. Wir finden an allen 3 Stationen im Sommer in 10 km Höhe ungewöhnlich beständige Westwinde mit einer mittleren Geschwindigkeit von 15—19 m/sec, die auffallenderweise ebenso groß oder sogar größer ist als im Winter (Resultante in Aschchabad 282°, 17.6 m/sec, Beständigkeit $q = 91\%$; Taschkent 282°, 13.5 m/sec, $q = 85\%$; Alma-Ata 281°, 15.5 m/sec, $q = 85\%$).

Dieses zwar häufige, aber keinesfalls stationäre tibetische Höhenhoch hindert jedoch die Westdrift nicht, im Karakorum und NW-Himalaja häufig, über dem östlichen Teil Tibets wenigstens von Zeit zu Zeit in der Höhe bis nach Nordindien durchzugreifen. Die Aufstiege von Neu-Delhi belegen das eindeutig; die Auffassung eines orographisch erzwungenen quasistationären

Verhaltens der Strahlströmung, die nur nördlich oder südlich des zentralasiatischen Hochlands verlaufen könne, wird durch die Beobachtungen nicht gestützt. Mindestens in einigen Jahren (so 1946, 1949, 1953 und 1954) zogen selbst im Juli kräftige Höhentrog über ganz Tibet hinweg, die sich noch in Nordindien auswirkten. Immerhin beobachten wir im Hochsommer regelmäßig die Auflösung bzw. Abschwächung des sonst so häufigen Höhentroges Mittelsibirien — Golf von Bengalen (ca. 90° E), an dessen Stelle ebenso häufig ein anderer über Westturkestan und den Gebirgsknoten am Indusknäe (ca. 70° E) tritt. Hier wie über Westchina, im Bereich des ganzjährig wirksamen ostasiatischen Höhentroges in etwa 115° E, finden wir im Mittel eine Schwächestelle im subtropischen Hochdruckgürtel (Abb. 3), wo die außertropische Westdrift immer wieder mit ihren Kaltluftstößen in der Höhe bis weit in die Tropenzone übergreift.

b) Die tropische Ostströmung

Die tropische Ostströmung des Urpasats läßt sich über Südindien das ganze Jahr über nachweisen (13); sie überlagert während des Sommermonsuns die äquatorialen Westwinde mit großer, nach oben zunehmender Beständigkeit. Sie geht im Himalajavorland kontinuierlich über in die östliche, sehr feuchte und annähernd instabil geschichtete Strömung des „rückkehrenden“ oder „bengalischen“ Zweiges des Monsuns. Zwar ergibt sich aus Betrachtung der mittleren resultierenden Höhenwinde über Bengalen (12), (14) scheinbar eine Drehung von WSW über S auf SE bis E, aber diese zeitlichen Mittelwerte dürfen nicht über die praktisch in jedem Einzelfall nachweisbare Existenz einer Konvergenz — Monsunkonvergenz als Teil der ITC — hinwegtäuschen. Eine schwache SE-Strömung herrscht im Sommer noch (15) in Höhe des Mt. Everest (28.1° N, 87.0° E) vor; sie wird u. a. auch durch Pilotvisierungen über Tezpur (Assam), Mandalay (Oberburma) und Hanoi (Vietnam) in 5—6 km Höhe belegt.

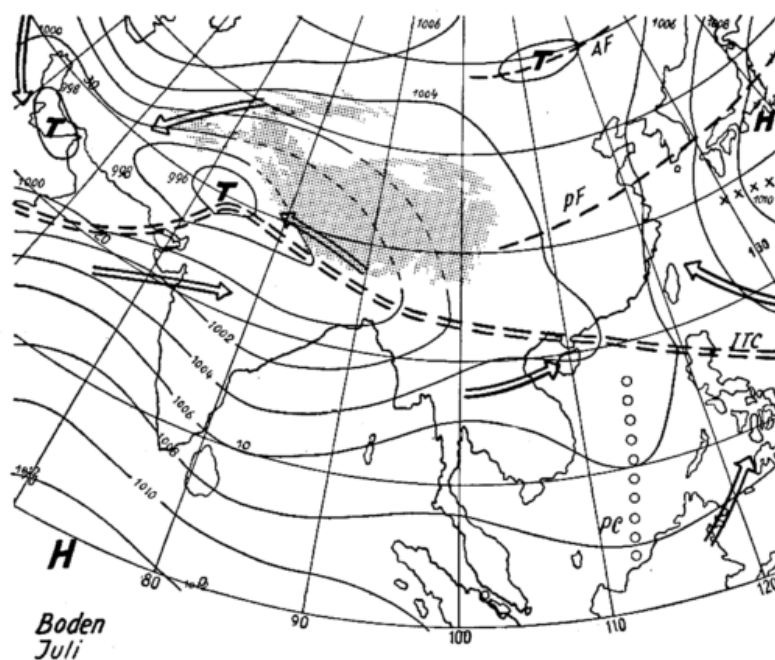


Abb. 1 Mittlere Luftdruckverteilung am Boden (Juli); PF (AF) = mittlere Lage der Polarfront (Arktikfront), PC = westpazifische Konvergenz (19), ITC = innertropische (Monsun-) Konvergenzzone.

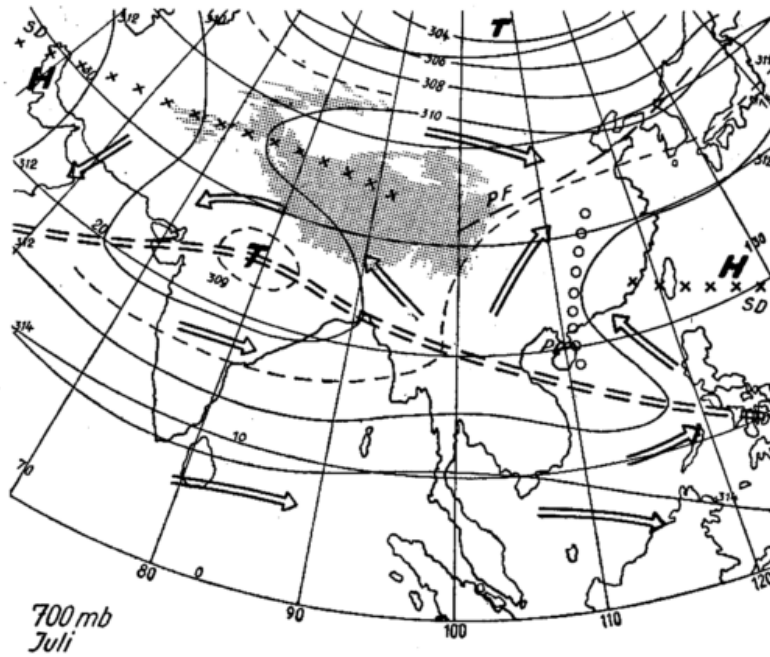


Abb. 2 Mittlere Höhenlage der 700-mb-Fläche (Juli, Höhen in geopot. Dekameter; SD = subtropische Divergenzachse.

Zu dem gleichen System gehört (Abb. 1, 2) die NE-Strömung, die über Turkestan, Iran, Belutschistan, Arabien und der Indusniederung nachgewiesen ist. Sie ist im Norden (Taschkent, Aschchabad) nur etwa 1 km mächtig, reicht aber über Iran — in Teheran als ESE nachweisbar — bis 3—4 km, über dem Nordrand des

Persischen Golfes noch höher hinauf. In Bodennähe gehört zu ihr der lokal veränderliche (16), aber tagsüber sehr kräftige „Wind der 120 Tage“, der aus N (bis NW) weht, und auf die lokalen thermisch bedingten Tiefdruckzentren anspricht.

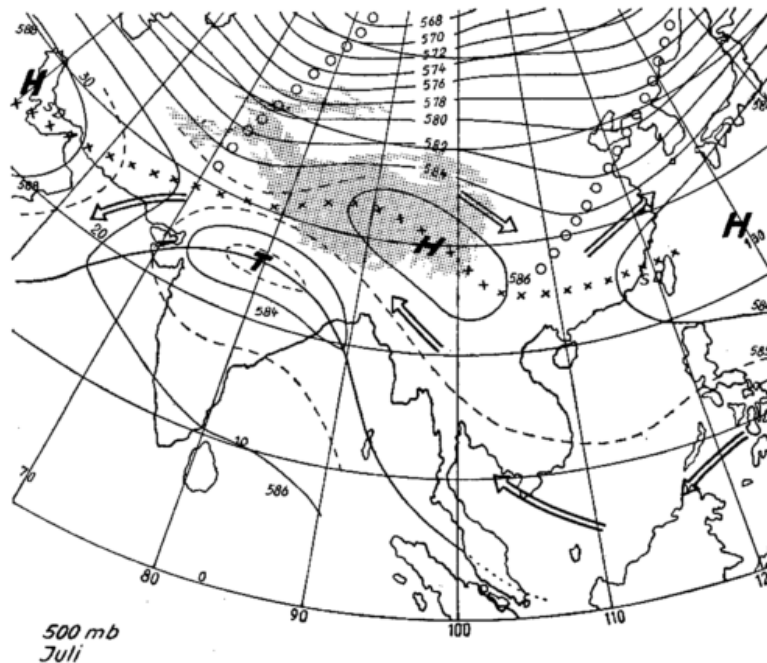


Abb. 3 Mittlere Höhenlage der 500-mb-Fläche (Juli, Höhen in geopot. Dekameter).

Da das tibetische Höhenhoch eine nordwärts vorgeschobene Zelle des subtropischen Hochgürtels darstellt (Abb. 3), greift die tropische Ostströmung hier über Nordindien und Hochasien weiter nordwärts aus, als irgendwo anders auf der Erde. Das rasche Vorrücken des indischen Sommermonsuns stimmt zeitlich überein

mit dem Aufbau dieses Höhenhochs, belegt durch das Auftreten östlicher Höhenwinde über Assam und dem Himalajavorland. Zugleich dehnt sich auch in großen Höhen — wegen der Umkehr des Temperaturgefälles: noch im 300—400-mb-Niveau liegt die Temperatur über Trivandrum in 8° Breite (13) 5—6° tiefer als über Agra

(27° N) — die Ostströmung nach N hin aus; nach Sutcliffe und Bannon (17) macht zu gleicher Zeit im 100-mb-Niveau im Irak die Westdrift schwachen, z. T. östlichen Winden Platz. Wenn auch kräftige wettermäßige Änderungen keinesfalls vernachlässigt werden dürfen, so gewinnt man doch den Eindruck einer großzügigen Umschaltung im Mechanismus der allgemeinen Zirkulation, die den gesamten südasiatischen Raum umfaßt, die Westdrift höherer Breiten, wenigstens durch eine andere Anordnung der quasistationären Höhentröge mit einbezieht, und die sich meist im ersten Juni-drittel abspielt.

c) Die äquatoriale Westströmung

Der indische SW-Monsun ist der bestausgebildete Abschnitt der äquatorialen Westwindzone, die im Nord-sommer beiderseits des Äquators vom Mittelatlantik über Afrika und den Indik hinweg bis in die Gegend der Marianen reicht. Wegen des thermisch-orographisch erzeugten Höhenhochs über Hochasien und des koinzidierenden Hitzetiefs über Nordwestindien reicht sie in Pandschab im Mittel bis nahe 30° Breite nach Norden; ihre Mächtigkeit schwankt zwar von Tag zu Tag, kann aber im Mittel in 10—20° Breite zu 5—6 km angesetzt werden. Über Vorderindien hat sie — oberhalb der Bodenreibungszone — durchweg eine nördliche Komponente, da über dem Arabischen Meer ein Hochdruckrücken, über dem Bengalgolf ein Trog relativ niedrigen Druckes liegt (Abb. 1). Daß die äquatoriale Westwindzone jedenfalls in einigem Abstand von Äquator quasigeostrophischen Charakter hat, ist schon früher klargestellt worden (3); unklar blieb die physikalische Ursache des Vorherrschens der Westwinde zu beiden Seiten des Äquators. Nun hat Hollmann (18) kürzlich gezeigt, daß ein quasigeostrophisch zum Äquator hin bewegtes Luftteilchen bei gleichbleibendem Druckgradienten, aber abnehmendem Coriolisparameter $f = 2 \Omega \sin \varphi$ kinetische Energie aufnehmen muß; das bedeutet eine Ablenkung zum tiefen Druck, also eine Westkomponente. Die zusätzliche Zonalkomponente du^* kann man schreiben

$$du^* = \frac{v_g^2}{f^2} \frac{\partial f}{\partial y}$$

v_g = geostrophische Meridional Komponente des Windes in der y -Richtung). Da f am Äquator gegen 0 geht, während der geostrophische Wind bei konstantem Druckgefälle mit abnehmender Breite noch zunimmt, wächst du^* zum Äquator hin rasch an (18), wird aber bei $\varphi = 0$ unbestimmt. Möglicherweise liegt in diesem bisher vernachlässigten Effekt der Breitenadaptation des Windes die Ursache für das vielfach beobachtete Umbiegen der Stromlinien auf W bereits 2—5° vor Erreichen des Äquators.

III. Das Zusammenwirken der planetarischen Windgürtel

Im allgemeinen trennt — wenigstens in mittleren und höheren Schichten ab 700 mb (Abb. 2 und 3) — eine Zone östlicher Winde die äquatoriale von der außertropischen Westströmung. Nur an zwei Stellen gibt es in den unteren Schichten regelmäßige Ausnahmen. Dazu gehören die Ausläufer der NW-Winde des „großen Schamal“ über dem Irak und dem Persischen Golf, die über dem Indusgebiet als heiß-trockene kontinentale W-Winde in 1—2 km Höhe direkt mit dem feucht-instabilen SW-Monsun konvergieren (14); in 3 km Höhe dreht der Höhenwind rasch auf NE bis ENE, also auf den Urpasat. Noch wichtiger ist die analoge — jedoch feuchte und instabile — S-SW-Strömung über Südchina, die allerdings noch nicht ausreichend belegt ist, und die mit der WNW-Strömung über Nordchina und der Mongolei in der pazifischen Polarfront konvergiert; oberhalb 3 km dreht sie wieder auf SE bis E.

In diesen beiden, auf die untersten 1—3 km beschränkten Ausnahmen erzwingt der starke zonale Luftdruckgradient vom indischen Hitzetief (995—998 mb, Abb. 1) zu den ozeanischen Hochzellen über Atlantik und Pazifik (je 1026 mb) eine regionale Unterbrechung des Subtropenhochgürtels und damit ein direkte Konvergenz zwischen äquatorialer und außertropischer Westströmung. Schon ab 700 mb aber (Abb. 2) setzt sich die subtropische Divergenzachse zugleich mit der tropischen Ostströmung des Urpasats nahezu überall durch.

Mit dieser Klarstellung der jahreszeitlichen Verlagerung der planetarischen Windgürtel über Süd- und Hochasien wird auch die in manchen Karten auf Grund der Bodenwinde irrtümlich konstruierte Verbindung zwischen der indischen Monsunkonvergenz (ITC) und der pazifischen Polarfront (PF) innerhalb der außertropischen Westdrift richtiggestellt. Tatsächlich wurzelt die PF das ganze Jahr über in etwa 35° Breite, 105—110° E an der Ostflanke des tibetanischen Hochlandblocks, wo — besonders in 2—4 km Höhe — nördliche und südliche Windströmungen, meist solche der Westdrift, mit verschiedenen thermischen Eigenschaften, notwendig konvergieren müssen. Die ITC wird zwar zwischen Indochina, Hainan und den Philippinen (Luzon) diffus (Abb. 1) und scheint öfters zu verwischen. Aber die Existenz einer subtropischen Divergenzachse im 700- und 500-mb-Niveau spricht eindeutig gegen eine direkte Verknüpfung ITC — PF, wie sie zuletzt noch Thompson (19) vorgeschlagen hat, der sonst so viel zur Revision des „unglückseligen Mythos“ der älteren Darstellungen beigetragen hat.

Im Bereich des indischen Sommermonsuns sind also alle drei oben genannten planetarischen Windgürtel beteiligt, rücken Anfang Juni rasch nach N und im September/Oktober langsam wieder zurück. Das Fehlen zugänglicher Beobachtungen im zentralasiatischen Hochland hat die irreführende klassische Lehrmeinung — thermischer Gegensatz Land—Wasser als alleinige Ursache der Monsune — begünstigt. Erst im Zeitalter der dreidimensionalen Betrachtung wurde klar, daß die passatische Ostströmung über den Randgebieten (Iran, China) nicht etwa fehlt, sondern lediglich in begrenzten Regionen mehr oder minder stark vom Boden abgehoben ist. Die Ursache hierfür ist das starke zonale Luftdruckgefälle in Bodennähe, das aber schon ab etwa 700 mb ~ 3 km dem normalen meridionalen Gradienten mit den zugehörigen planetarischen Windsystemen Platz macht. Der zentralasiatische Hochlandblock beeinflusst kinematisch wie thermisch den mittleren Strömungsverlauf, ohne daß im Einzelfall die Strahlströmung sklavisch seinen Konturen zu folgen gezwungen ist.

Die drei Karten (Abb. 1—3) der mittleren Verteilung des Luftdrucks (bzw. Geopotentials), der Strömungssysteme und der sie abgrenzenden Vergenzen sind auf den besten zur Zeit erreichbaren Quellen aufgebaut, wobei jedoch eine gewisse Kritik und Auslese des Materials notwendig war. Während die Bodenkarte — die über Hochasien selbstverständlich fiktiv ist — im wesentlichen auf der Bearbeitung (20) des Scherhag-schen Instituts beruht, wurden die Karten für 700 und 500 mb mit Hilfe aller greifbaren aerologischen Daten 1949—1953 neu gezeichnet. Gewisse instrumentell bedingte Unstimmigkeiten lassen sich bei den schwachen Gradienten kaum vermeiden; im Zweifelsfall wurde die besser gesicherte Windverteilung (als quasigeostrophischer Hinweis) berücksichtigt. Die meridionale westpazifische Konvergenz (PC) zwischen dem SW-Monsun und dem pazifischen SE-Pasat wurde nach den Karten von Thompson (19) aufgenommen. Die sich zwanglos ergebende Trennung von AF (Arktikfront) und PF (Abb. 1 bzw. 2) klärt die mangelnde Übereinstimmung der üblichen Lehrbuchdarstellungen.

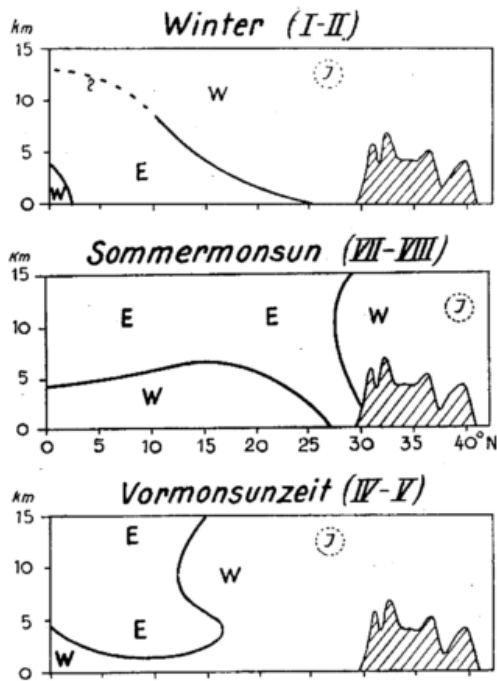


Abb. 4 Schematische Profile der planetarischen (zonalen) Windgürtel längs 78° E in den Jahreszeiten (J = subtropische Strahlströmung)

Die Verlagerung dieser Windgürtel zeigt Abb. 4 auf Grund der Höhenwindbeobachtungen, wobei die umfassende Darstellung von Ramanathan und Ramakrishnan (12), vgl. Tafel II: Änderung der normalen W-E-Komponente längs 78° E durch die Höhenwindmessungen von Colombo (Ceylon, 6.9° N) und Addu Atoll (0.5° S), sowie die eigenen Ergebnisse über Hochasien und Turkestan ergänzt werden konnten; auch die Schnitte von Koteswaram (8), (9) wurden herangezogen. Im September/Oktober kehrt das Bild der Vormonsunzeit wieder, jedoch mit gewissen Variationen: im September liegt die Grenze zwischen dem abgehobenen Urpassat und der Westdrift in der Höhe noch in 25° Breite, während im Oktober sich der NE-Passat in der Breitenzone 16—24° bis in Bodennähe durchsetzt.

Die als weitgehend repräsentativ zu betrachtenden Windpeilungen (Abb. 5) belegen an drei charakteristischen Stationen die vertikale Schichtung der mittleren Zonalkomponenten. Auf die außerordentlich großen zeitlichen Schwankungen mit dem Wetterablauf kann in diesem Rahmen leider nicht näher eingegangen werden; die Annahme eines stationären Strömungssystems ist auf keinen Fall berechtigt.

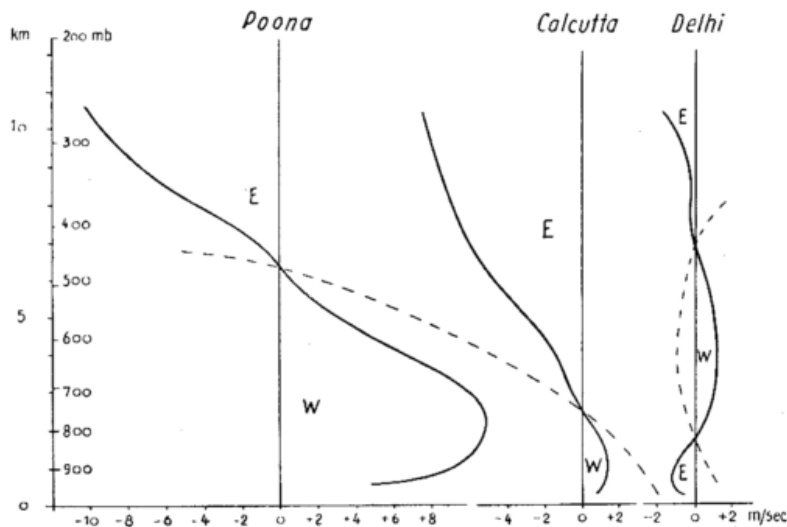


Abb. 5 Mittlere zonale Windkomponenten über Poona (18,5° N, 1950—51), Kalkutta (22,5° N) und Delhi (28,6° N, beide 1953), Juli bis August; Grenzen der planetarischen Windgürtel gestrichelt.

Literatur

(1) Chromow, S. P.: Der Monsun als geographische Realität. Sowjetwissenschaft, Nat. Abt. 1950, H. 4, 39—63.
 (2) Flohn, H.: Tropische und außertropische Monsunzirkulation. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 18, 34—50 (1950)
 (3) Flohn, H.: W. Meinardus und die Revision unserer Vorstellungen von der atmosphärischen Zirkulation. Z. Meteor. 7, 97—108 (1953); vgl. auch WMO Nr. 38 Tp. 13, Techn. Note 9 (1955)
 (4) Das, J. C.: On certain aspects of rainfall at Cherapunji. Indian J. Meteor. Geophys. 2, 197 (1951)

(5) Yin, M. T.: A synoptic-aerologic study of the onset of the summer monsoon over India and Burma. J. Meteor. 6, 393—400 (1949)
 (6) Flohn, H.: Bemerkungen zur Klimatologie von Hochasien. Abh. Akad. Wiss. Lit. Mainz (im Druck), sowie bereits Arch. Meteor. Geophys. Bioklim. A 5, 265—279 (1953)
 (7) Palmén, E.: Über die atmosphärischen Strahlströme. Meteor. Abh. Fr. Univ. Berlin 2, H. 3, 35—49 (1954)
 (8) Koteswaram, P. and Raman, C. R. V. and Parthasarathy, S.: The mean Jet Stream over India and Burma in Winter. Indian J. Meteor. Geophys. 4, 111—122 (1953)

- (9) Koteswaram, P. and Parthasarathy, S.: The mean Jet Stream over India in the premonsoon and post-monsoon seasons and vertical motions associated with subtropical Jet Streams. *Indian J. Meteor. Geophys.* **5**, 138—156 (1954)
- (10) Ramage, S.: The cool-season tropical disturbances of southeast Asia. *J. Meteor.* **12**, 252—262 (1955)
- (11) India Weather Review, 1951 (Monthly Weather Report).
- (12) Ramanathan, K. R. and Ramakrishnan, K. P.: The general circulation of the atmosphere over India and its neighbourhood. *Mem. India Meteor. Dep.* **26**, 10 (1939)
- (13) Krishna Rao, P. R. and Ganesan, V.: Characteristics of the upper troposphere, tropopause and the lower stratosphere over Trivandrum. *Indian J. Meteor. Geophys.* **4**, 193—204 (1953)
- (14) Wagner, A.: Zur Aerologie des indischen Monsuns. *Gerlands Beitr. Geophys.* **30**, 196—238 (1931)
- (15) Koteswaram, P. and Parthasarathy, S.: Winds over Mt. Everest. *Indian J. Meteor. Geophys.* **4**, 187—189 (1953)
- (16) Stratil-Sauer, G.: Die Sommerstürme Südost-Irans. *Arch. Meteor. Geophys. Bioklim. B* **4**, 134—153 (1952)
- (17) Sutcliffe, R. C. and Bannon, K.: Vortrag Assoc. Météor., X. UGGI-Kongreß Rom 1954.
- (18) Hollmann, G.: Über die Beziehung zwischen Wind- und Druckfeld in Abhängigkeit von der geographischen Breite. *Meteor. Rdsch.* **8**, 79—82 (1955)
- (19) Thompson, B. W.: An essay on the general circulation of the atmosphere over South-East Asia and the West Pacific. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **77**, 569—597 (1951)
- (20) Normalwerte des Luftdruckes auf der Nordhemisphäre für die Periode 1900—1939. *Meteor. Abh. Fr. Univ. Berlin* **2**, H. 1 (1953)

Zum Einfluß von Gebirgen auf die allgemeine Zirkulation

von Rupert Holzapfel

Bei allen Betrachtungen zur allgemeinen Zirkulation ist man gezwungen, vereinfachende Annahmen zu machen, um zu einem Zirkulationsmodell zu gelangen, das man noch anschaulich — im weitesten Sinn aufgefaßt — darstellen kann. Bei der Vielzahl der notwendigen Vereinfachungen ist man gar nicht in der Lage, alle Voraussetzungen präzise zu definieren, geschweige denn Betrachtungen über ihre Auswirkungen anzustellen. Eine dieser meist mehr oder weniger stillschweigend gemachten Vereinfachungen ist ein Verzicht auf den Einfluß der tatsächlichen Form der Erdoberfläche. Dabei ist gerade dieser Faktor keineswegs von geringer Bedeutung, wie die aerologischen Beobachtungen zeigen.

Diese Anschauung stützt sich vor allem auf die 5-jährigen, streng vergleichbaren aerologischen Beobachtungen von Berlin und München aus den Jahren 1949 bis 1953. Diese wurden mit der amerikanischen Radiosonde gewonnen und werden durch die Beobachtungen mit der deutschen Radiosonde in Erlangen wertvoll ergänzt.

Neben vielen anderen Einblicken in die Struktur der Atmosphäre dürfte ein wichtiges Ergebnis dieser Beobachtungen in einem statistischen Nachweis zu sehen sein, daß der Einfluß der Alpen, wahrscheinlich sogar der deutschen Mittelgebirge, mindestens bis zur Tropopause reicht. Ausführlich wurde in der Meteorologischen Rundschau über das Windfeld (1) und die Temperatur (2) der freien Atmosphäre in ihrem Zusammenhang mit der Bodengestalt berichtet.

Wenn schon Alpen und Mittelgebirge auf die Troposphäre über Deutschland statistisch merkbar einwirken, so muß geschlossen werden, daß die großen Gebirge der Erde, z. B. die amerikanischen oder asiatischen Hauptketten auf die thermische und die dynamische Struktur der Atmosphäre sehr wesentlichen, wenn nicht sogar entscheidenden Einfluß ausüben. Wegen des relativ großen Antelles von Gebirgen an der Landfläche der Erde erscheint es dann aber zumindest für die Nordhalbkugel nicht zugänglich, bei Betrachtungen zur allgemeinen Zirkulation den Einfluß der Erdoberfläche in erster Näherung als Störung der untersten Schichten anzusehen und in den Gleichungen oder Modellen zu vernachlässigen.

Im Gegensatz zu solchen Annahmen erscheint es durchaus lohnend, bei Betrachtungen zur allgemeinen Zirkulation einmal ein Modell zu entwickeln, bei dem der Gestalt der Erdoberfläche besondere Bedeutung zugelegt wird. Als Ausgang einer solchen Betrachtung

wäre die allgemeine Zirkulation in erster Näherung direkt als Folge der Bodengestalt der Erde anzusetzen.

Diese Forderung stellt nur scheinbar einen Widerspruch zu einer Vorstellung dar, die aus dem gleichen aerologischen Material abgeleitet wurde (3), (4), der Vorstellung nämlich, man darf von der Troposphäre nicht nur die Grundschicht abtrennen, sondern muß auch die Troposphäre über der Grundschicht geschichtet annehmen und jeder dieser jeweiligen Schichten eine gewisse Eigenzirkulation zubilligen.

Einem solchen Einwand ist entgegenzuhalten: Sowohl die Vorstellung von der geschichteten Atmosphäre als auch Zirkulationsmodelle mit und ohne Einbeziehung der Bodenkonfiguration sind Vereinfachungen des gleichen, überaus komplizierten atmosphärischen Geschehens. Erst die Kombination solcher Abstraktionen wird ein Bild ergeben, das sich den tatsächlichen Vorgängen in der Atmosphäre brauchbar nähert.

Als Folgerung darf eine Anregung wiederholt werden, die schon früher mehrmals gegeben wurde.

Je eine Radiosondenstation im Inneren der Alpen, beispielsweise im Raume Innsbruck — Brenner und südlich etwa im Raume Venedig, die während des Geophysikalischen Jahres streng vergleichbar mit dem deutschen Radiosondennetz arbeitet, würde unsere Erkenntnis über den Einfluß von Gebirgen auf die allgemeine Zirkulation wesentlich erweitern. Ein solches Unternehmen würde dem Grundgedanken des Geophysikalischen Jahres durchaus entsprechen und sollte deshalb ernsthaft in Erwägung gezogen werden.

Literatur

- (1) Holzapfel, R.: Zur Einflußhöhe der Alpen auf die allgemeine Strömung. Meteor. Rdsch. 7, 92 (1954)
- (2) Holzapfel, R. und Manig, M.: Zum Einfluß von Gebirgen auf die Temperatur der Troposphäre. Meteor. Rdsch. 8, 88 (1955)
- (3) Holzapfel, R.: Zum Mechanismus des täglichen Temperaturganges in den Stockwerken der Troposphäre. Meteor. Rdsch. 4, 1 (1951)
- (4) Holzapfel, R. und Manig, M.: Zum mittleren täglichen Gang von Temperatur und Druck in der freien Atmosphäre über Deutschland. Meteor. Rdsch. 8, 85 (1955)

(Das Referat „F. Wippermann: Über die zeitliche Änderung der Spektralverteilung kinetischer Energie in einer zweidimensionalen, divergenzfreien Strömung“ erscheint in: Arch. Meteor. Geophys. Biokl. A)

Demonstration von Meßverfahren

Neue Methoden der Kondensationskernzählung

von Richard Mühleisen

(mit 1 Abbildung im Text)

Die Bedeutung von Untersuchungen der Kondensationskerne hat in der letzten Zeit erheblich zugenommen. Wie sie in der Atmosphäre bei der Wasserdampfkondensation und als Gefrierkerne bei der Eisteilchenbildung wirken, ist immer noch problematisch. Die radioaktiven Produkte, deren Konzentration in der Atmosphäre jetzt mehr und mehr interessiert, sind an Kondensationskerne gebunden, und deshalb verhalten sie sich, was ihren Transport und ihren Aufenthalt in der Atmosphäre betrifft, wie die übrigen Kondensationskerne. Die biologische Wirkung ist noch ein offenes Problem. So wird bei der zunehmenden Verunreinigung der Luft die messende Kontrolle immer dringender.

Messungen wird man ansetzen müssen, um

1. die Konzentration der Kondensationskerne $[N/cm^3]$,
2. ihr Größenspektrum oder zumindest ihren mittleren Kernradius $[N = f(r)]$, und
3. die Art und chemische Zusammensetzung der Kondensationskerne

zu erfahren.

Mit welchen Methoden kommt man nun heute diesem Ziel näher? Auf die Zählung der Kondensationskerne zur Bestimmung der Konzentration in der Luft werden wir zum Schluß zu sprechen kommen. Zur Messung der Größe und Verteilung stehen verschiedene Methoden zur Verfügung. Die großen Teilchen kann man mit dem Licht-Mikroskop erfassen, kleinere mit dem Elektronen-Mikroskop. Durch Messung des Verhältnisses

Ladung : Masse $\frac{e}{m}$ der geladenen Teilchen (Großionen)

kann man die Masse auch der kleineren Teilchen erhalten. Alle Eigenschaften der Kondensationskerne, welche von der Größe abhängen, lassen sich weiterhin zu ihrer Bestimmung verwenden; es sind dies hauptsächlich Koagulation, Diffusion, Sedimentation, thermische Abscheidung.

Die Art und chemische Zusammensetzung der Kondensationskerne lassen sich bisher nur bei größeren Teilchen oder durch Sammlung größerer Mengen ermitteln. Einige Beispiele für die anwendbaren Methoden seien erwähnt: Zur chemischen Mikroanalyse z. B. leitet man eine genügend große Menge Luft durch Waschflaschen, bis eine Titration möglich ist. Chemische Reaktionen der Kerne mit Auffangschichten auf Trägern können zur gleichzeitigen Sichtbarmachung und zum Nachweis der Zusammensetzung dienen. Mit dem Konimeter oder Staubzähler kann man feste und flüssige Teilchen voneinander unterscheiden, wenn man im einen Falle Vaseline, im anderen Falle Zaponlack verwendet. Biologische Keime und Viren erkennt man, wenn man sie auf Klebesubstanzen abscheidet, welche einen Nährboden enthalten und somit zur raschen Vermehrung führen.

Zur Messung der Konzentration der Kondensationskerne stehen mehrere Methoden zur Verfügung. Das Standardgerät ist bekanntlich der Scholz'sche Zähler, eine verbesserte Ausführung des ursprünglichen Aitken'schen Kernzählers. Die zahlreichen Mängel dieses Gerätes werden nun heutzutage auf verschiedene Weise vermieden. An Stelle der subjektiven Zählung der auf eine Glasplatte fallenden Nebeltröpf-

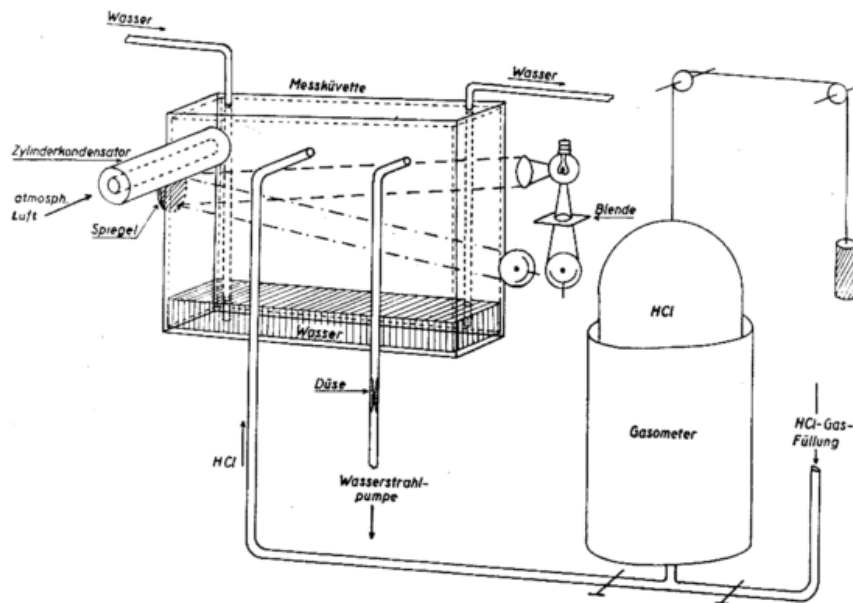


Abb. 1
Aufbauschema des Kondensationskernzählers
mit kontinuierlicher Übersättigung

chen verwendet Pollak (1) einmal die photographische Aufnahme der Tröpfchen und zum anderen die photo-elektrische Messung der Nebeldichte in einer Expansions-Kammer. Die Automatisierung aller Handgriffe der bisherigen Methoden bei Verwendung des letztgenannten Prinzips hat Verzár (2) in seinem Gerät zu einer bereits bewährten Ausführung entwickelt.

Um an Stelle von Einzelwerten, welche durch alle bisherigen Methoden geliefert werden, einen Dauerausschlag an einem elektrischen Meßgerät zu erhalten, sind Holl und der Verfasser noch einen Schritt weitergegangen. Während bei den anderen Methoden die Übersättigung der Luft, deren Gehalt an Kondensationskernen gemessen werden soll, durch adiabatische Expansion erfolgt, haben wir die Übersättigung in der Art und Weise wie bei einer kontinuierlichen Wilson-Kammer (nach Vonnegut (3)) erzeugt. In einer Meßkammer, über deren Boden einige Zentimeter Wasser stehen, wird außer der zu untersuchenden Luft Chlorwasserstoff eingeleitet, wobei sich Nebeltröpfchen an den Kernen bilden. Die Dichte des Nebels im Gleichgewicht wird photoelektrisch gemessen und ist ein Maß für die Kernkonzentration. Das Prinzip, welches aus Abbildung 1 hervorgeht, ferner Theorie und Einzelheiten der technischen Ausführung werden an anderer Stelle (4) näher beschrieben.

Das Gerät hat sich bei den bisherigen Prüfungen als den anderen Methoden gleichwertig gezeigt. Der Vorteil liegt darin, daß man nunmehr die herrschende Konzentration der Kondensationskerne an einem elektrischen Meßgerät jederzeit ablesen bzw. auf einem handelsüblichen Mehrfachschreiber zusammen mit anderen interessierenden Größen registrieren kann, ferner, daß die Zeitkonstante nur ca. 1 Min. beträgt und somit feine Schwankungen der Konzentration erfaßt werden können.

Der Nachteil besteht in der etwas umfangreichen Anordnung, der Notwendigkeit eines Chlorwasserstoff-Gasometers und der Verwendung des Chlorwasserstoff-gases. Dieses Gas hat aber bei den bisherigen Prüfungen zu keiner sichtbaren Beeinträchtigung auf Seiten der Kondensationskerne geführt. Die Wartung des Gerätes besteht lediglich in einer alle 12 Stunden notwendigen Neufüllung des Gasometers.

Literatur

- (1) Pollak, L. W. and Murphy, T.: Sampling of condensation nuclei by means of a mobile photo-electric counter. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. A 5, 100—119 (1952)
Pollak, L. W.: A condensation nuclei counter with photographic recording. Geofis. pura e appl. 22, 75—83 (1952)
- (2) Verzár, F.: Kondensationskernzähler mit automatischer Registrierung. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. A 5, 372—376 (1953)
- (3) Vollrath, R. E.: A continuously active cloud chamber. Rev. Sci. Instr. 7, 409 (1936)
- (4) Holl, W. u. Mühleisen, R.: Ein Kondensationskernzähler mit kontinuierlicher Übersättigung. Meteor. Rdsch. 8, 165—169 (1955)

Antworten auf verschiedene in der Diskussion aufgeworfene Fragen:

1. Chemische Reaktionen des HCl-Gases mit Fremdgasen haben bisher nicht zu beobachtbaren Störungen geführt.
2. Mit anderen Gasen, z. B. Alkohol, haben wir nach unseren Vorversuchen die erforderliche Wasserdampf-übersättigung nicht erreicht.

Automatischer Kondensationskernzähler

von Fritz Verzár

Der seit 1952 in unserem Institut (1), (3) funktionierende automatische Kondensationskernzähler besteht aus einem Metallrohr, welches dieselben Maße hat wie in dem Kondensationskernzähler von Pollak und Nolan (2). Das Licht einer durch das Rohr scheinenden Lampe wird mittels einer Selen- oder Vakuum-Photozelle registriert. Eine zweite Photozelle dient zur Einstellung des Null-Punktes. Eine elektrische Pumpe saugt während 30 Sekunden Luft durch das Rohr. Dann wird mit gefilterter Luft der Druck auf 122% erhöht. Die Luft wird vorher befeuchtet. Nach der Druckerhöhung wird durch das Öffnen eines Ventiles der Druck entlastet; im Rohr entsteht ein Nebel, dessen Dichte sich an der Abnahme des Photozellen-Stromes zeigt. Ein schnell reagierendes Spiegelgalvanometer, oder in speziellen Versuchen ein Kathoden-Strahl-Oszillograph, registriert den Strom der Photozelle auf einem Photokymographion. Die Arbeit des Apparates wird durch einen elektrischen Automaten gesteuert. Registrierungen über 1 Jahr liegen aus Basel, St. Moritz, Payerne (4), (5) und mehrere Monate von Jungfrauoch vor. Physiologische Probleme wurden untersucht (6).

Literatur

- (1) Verzár, F. Kondensationskernzähler mit automatischer Registrierung. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. A 5, 372—376 (1953)
- (2) Pollak, L. W. u. Murphy, T.: Sampling of condensation nuclei by means of a mobile photo-electric counter. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. A 5, 100—119 (1953)
- (3) Bitterli, H. u. Verzár F.: Erfahrungen mit dem automatischen Kondensationskernzähler. Arch. Meteor. Geophys. Biokl. A 6, 211—217 (1954)
- (4) Bider M. u. Verzár, F.: Kontinuierliche Messung atmosphärischer Kondensationskerne. Geofis. pura e appl. 26, 127—140 (1953)
- (5) Ackermann, P. u. Bider, M. u. Verzár, F.: Kontinuierliche Messungen von atmosphärischen Kondensationskernen. Geofis. pura e appl. 29, 167 (1954)
- (6) Verzár, F. u. Hügin, F. u. Massion, W.: Zurückhaltung atmosphärischer Kondensationskerne in den Atemwegen. Pflügers Arch. 261, 219—233 (1955)

Die Peilung atmosphärischer Störungen durch Synchronaufnahme von Richtung und Wellenform

von Günter Skeib

Seit dem letzten Weltkriege gehört die Beobachtung atmosphärischer Störungen (spherics, parasites) und die Lokalisierung ihrer Ursprungsorte zum laufenden Beobachtungsprogramm vieler Wetterdienstorganisationen. In der UdSSR und in England werden zu den üblichen synoptischen Terminen Kathodenstrahlpeilungen durchgeführt und ihre Ergebnisse in den Wettersektoren ausgestrahlt. Frankreich und die Schweiz benutzen im wesentlichen Schmalsektorpeiler. Über die Grundlagen dieser Meßmethoden und einige ihrer Ergebnisse wurde z. B. in (1) zusammenfassend berichtet. Gegenwärtig laufen aber auch in einer Reihe von Ländern Forschungsarbeiten über die Frage der Ausbreitung atmosphärischer Störungen und die Verbesserung der Technik ihrer Beobachtung, die in ihrer Problematik über das Ziel einer ausschließlichen Anwendung für die meteorologische Praxis hinausgehen. Dieses Arbeitsgebiet hat nicht nur für die Meteorologie Bedeutung, sondern liefert auch für die Ionosphärenforschung und für Fragen des Funkverkehrs wichtige Ergebnisse.

In der Zeit vor und während des zweiten Weltkrieges hatte die Technik der Peilung atmosphärischer Störungen auch in Deutschland einen beachtlichen Stand erreicht. Wie aus (2) hervorgeht, sind in der Deutschen Bundesrepublik gegenwärtig an verschiedenen Instituten Arbeiten im Gange, um auch auf diesem Gebiet wieder Anschluß an die Entwicklung in anderen Ländern zu gewinnen. In der DDR wurde nach 1945 durch F. Schindelbauer weiter an der Peilung atmosphärischer Störungen mittels Schmalsektorpeilers und Kathodenstrahlpeilers, insbesondere aber auch an der Analyse von Wellenformen zum Zwecke der Bestimmung der Entfernung der Störherde und der Höhe der reflektierenden Ionosphärenschichten gearbeitet (3). Da die Peilung atmosphärischer Störungen mit mehreren Stationen im Basispeilverfahren bekanntlich einen erheblichen Aufwand an Personal und Kosten erfordert, am Observatorium Potsdam aber die Apparaturen zur Richtungs- und Entfernungsbestimmung zur Verfügung standen, war es naheliegend, die Methode der Ortung atmosphärischer Störungen durch Synchronaufnahme von Richtung und Wellenform einer eingehenden Prüfung auf die Möglichkeiten ihrer Verwendung für die Belange des Wetterdienstes zu unterziehen und gegebenenfalls auch die vorhandenen technischen Einrichtungen für diesen Zweck zu verbessern. Ähnliche Untersuchungen wurden in neuerer Zeit auch in England durchgeführt (4), (5).

Die Potsdamer Synchronaufnahmeapparatur wurde weitgehendst automatisiert und gestattet es, Synchronaufnahmen von Richtung und Wellenform über längere Zeiträume hinweg allein von einem Techniker durchführen zu lassen. Bei der Durchführung dieser Arbeiten wirkte Herr Dipl. Ing. H. Kaiser wesentlich mit. Die Richtungsanzeige geschieht mit einem Kathodenstrahlpeiler, der im wesentlichen mit dem von Adcock und Clarke angegebenen Gerät übereinstimmt (6). Am Ausgang des Peilers befinden sich 2 Kathodenstrahlröhren in Parallelschaltung. Eine dient zur Sichtbeobachtung und eine zur Fotoregistrierung der angezeigten

Richtungen. Da die Richtungsanzeige des Kathodenstrahlpeilers zweideutig ist, dient die Registrierung eines Schmalsektorpeilers als Hilfsmittel zur eindeutigen Richtungsbestimmung. Die Aufnahme der Wellenform erfolgt einmal nach dem bekannten Trommelaufnahmeverfahren (3), da dieses den Vorteil einer 100-prozentigen Zeitlinearität besitzt, zum anderen aber auch durch einen parallel arbeitenden Zweistrahl-Impulsszillographen. Das eine Plattensystem des Oszillographen übernimmt vom Ausgang des Kathodenstrahlpeilers die Richtungsanzeige, das andere Plattensystem vom Ausgang der Formaufnahmeapparatur die Abbildung der Wellenform. Die auf dem Schirm der Zweistrahlröhre gleichzeitig sichtbar werdenden Formen und Richtungen werden ebenfalls photoregistriert und gestatten mühelos die einwandfreie Zuordnung der separaten Registrierungen von Kathodenstrahlpeiler und Trommelaufnahme. Die Aufnahmekameras für Richtung und Zweistrahl-Synchronaufnahme arbeiten nicht mit kontinuierlichem Filmtransport. Jeder einfallende Impuls sorgt durch eine Relaischaltung für den automatischen Weitertransport der Filme beider Registrierkameras um eine Bildbreite. Auch beim Trommelaufnahmeverfahren wurde die Möglichkeit geschaffen, bei minimalem Filmverbrauch eine große Anzahl von Formen zu registrieren. Während bei der in (3) beschriebenen Apparatur der Achsialtransport kontinuierlich für die Dauer von einer Minute eingeschaltet blieb, bis die gesamte Filmbreite überstrichen war, bleibt er durch Zwischenschaltung eines Verzögerungsrelais bei der jetzigen Ausführung nach jeder einfallenden Störung nur für die Dauer von 5 sec eingeschaltet. Durch alle diese Maßnahmen ist es möglich, auch bei geringer Störungstätigkeit ohne unnützen Filmverbrauch eine genügende Anzahl von Synchronaufnahmen zu erhalten. Das Verfahren erweist sich auch deshalb als vorteilhaft, weil man bei der Durchführung von Peilungen zum Zwecke der Wettervorhersage bestrebt sein wird, den Empfangsbereich der Apparaturen auf das synoptisch interessierende Gebiet zu beschränken und z. B. nicht die Gewittertätigkeit in äquatorialen Gegenden mit zu erfassen. Bei dieser bewußten Verminderung der Ansprechempfindlichkeit der Geräte würden zumal im Winterhalbjahr bei kontinuierlichem Registrierbetrieb trotz großen Filmverbrauches nur wenige Aufnahmen zustandekommen.

Seit 2 Jahren werden die Ergebnisse der Potsdamer Synchronaufnahmen mit den zu den gleichen Terminen durchgeführten Basispeilungen der englischen Spherics-Organisation verglichen. Die Übereinstimmung ist befriedigend. Bei auftretenden Abweichungen ist auch nicht einwandfrei zu entscheiden, ob der Fehler in der eigenen Messung zu suchen ist, da unter günstigen Umständen eine Ortung durch Synchronaufnahmen genauer sein kann als eine Basispeilung. Dessenungeachtet ist selbstverständlich das Verfahren der Basispeilung der Synchronaufnahmetechnik bei dem augenblicklichen Entwicklungsstand, insbesondere im Hinblick auf einen fortlaufenden Routinedienst, überlegen und die wesentlichen Schwierigkeiten sollen nicht verschwiegen werden. Diese liegen insbesondere in der Tatsache begrün-

det, daß infolge starker D-Schichtdämpfung nur ein äußerst geringer Prozentsatz der bei Tage empfangenen Wellenformen für eine Bestimmung der Entfernung der Störungen verwendet werden kann. Versuche zur Auswertung solcher Formen wurden in (5) beschrieben. Bei den Nachtaufnahmen liegen die Verhältnisse günstiger; aber auch hier sind nur ~ 5% der empfangenen Formen einer einfachen Analyse nach Schonland (3) zugänglich, da auf Grund von Überlagerungserscheinungen die für die Auswertung benutzten Echoimpulse häufig nicht mehr erkennbar sind und ferner Störungen, die jenseits einer kritischen Entfernung ihren Ursprung haben, abgerundete Wellenformen erzeugen (smooth quasi-sinusoidal forms). Eine Auswertung der letztgenannten Formen nach Schonland liefert erwie-senermaßen falsche Werte für Entfernung und Reflexionshöhe und zeigt hiermit, daß die einfache strahlenoptische Behandlung des Wellenausbreitungsproblems im System Erde — Ionosphäre hier ihre Gültigkeit verliert und durch eine wellenoptische Behandlung ersetzt werden muß. Von Budden wurden wesentliche Schritte in dieser Richtung unternommen (7), (8), jedoch erschwert die Kompliziertheit der analytischen Ausdrücke für die runden Wellenformen ihre Verwendung für eine routinemäßige Auswertung. Vielleicht läßt sich hier ein graphisches Verfahren entwickeln. Da indessen selbst die Rechnung von Budden noch mit vielen vereinfachenden Annahmen operiert, wurde vorerst versucht, empirische Tatsachen zu sammeln. Zu diesem Zwecke wurde ein Gebiet mit einem Radius von 3000 km um Potsdam in Bereiche eingeteilt und sämtliche registrierten Wellenformen, deren Herkunftsort einwandfrei bestimmt werden konnte, bereichsweise geordnet. Hierbei zeigte sich z. B. in Übereinstimmung mit englischen Beobachtungen (9), daß auswertbare Wellenformen im Schonland'schen Sinne bei Ausbreitung über Landstrecken noch aus weit größeren Entfernungen empfangen werden können als bei Ausbreitung über See.

In dem vorliegenden Beitrage wurde im wesentlichen nur über die technische Seite des Problems der Peilung atmosphärischer Störungen durch Synchronaufnahme

von Richtung und Wellenform berichtet. Die praktische Anwendung der Peilerggebnisse für die Belange der Wettervorhersage stellt eine Aufgabe für sich dar und enthält noch viele ungelöste Probleme. Auch diese werden auf Grund des vorliegenden umfangreichen Materials bearbeitet. Die Mitteilung der Ergebnisse bleibt einer späteren Veröffentlichung vorbehalten.

Literatur

- (1) Meinhold, H.: Die Peilung atmosphärischer Störungen zum Zwecke der Wetterprognose.
Schindelbauer, F. u. Israel, H.: Die Peilung von Luftstörungen der drahtlosen Telegraphie zum Zwecke der Wettererkundung. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 26 (1951)
- (2) Ehmert, A.: Report of the German National Committee to Comission IV U. R. S. I. XI Gen. Ass. The Hague 1954.
- (3) Schindelbauer, F. u. Schrader, A. u. Höringer, Cl.: Berechnung der Höhe der unteren Schichten der Ionosphäre aus der Wellenform der Luftstörungen. Z. Meteor. 5, 277—284 (1951)
- (4) Clarke, C. and Mortimer, D. E.: Automatic atmospheric waveform recorder. Wirel. Eng. 1951, 369.
- (5) Horner, F. and Clarke, C.: Some waveforms of atmospherics and their use in the location of thunderstorms. J. atm. terr. Phys. 7, 1—13 (1955)
- (6) Adcock, F. and Clarke, C.: The location of thunderstorms by radio direction-finding. J. Inst. Electr. Eng. III 28, 118 (1947)
- (7) Budden, K. G.: The propagation of radioatmospherics I. Philos. Mag. Ser. 7, 42, 1—19 (1951)
- (8) Budden, K. G.: The propagation of radioatmospherics II. Philos. Mag. Ser. 7, 43, 1179 (1952)
- (9) Caton, P. G. F. and Pierce, E. T.: The waveforms of atmospherics. Philos. Mag. Ser. 7, 43, 393 (1952)

