



Berichte des Deutschen Wetterdienstes

91

**Die Meteorologische Tagung in Hamburg
vom 10. bis 12. Oktober 1962**

von
Deutscher Wetterdienst



Zitationsvorschlag:

Die Meteorologische Tagung in Hamburg vom 10. bis 12. Oktober 1962. - Offenbach am Main:
Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes, 1963.
(Berichte des Deutschen Wetterdienstes ; 91)

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 vorliegende Heft der „Berichte des Deutschen Wetterdienstes“ enthält die Vorträge der Meteorologischen Tagung in Hamburg, die von der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft, Zweigverein Hamburg, vom 10. bis 12. Oktober 1962 abgehalten wurde.

Mit der Veröffentlichung dieser Vorträge will der Deutsche Wetterdienst einen Beitrag zur Förderung der meteorologischen Wissenschaft leisten und denjenigen, die nicht nach Hamburg kommen konnten, einen Eindruck von dieser Tagung vermitteln.

Dr. Bell

Inhalt

	Seite
Zur Einführung	5
1. Themenkreis: Atmosphärische Zirkulation	7
1.1. F. Wippermann: Zur Euler'schen und Lagrange'schen Statistik atmosphärischer Bewegungen im Größenbereich der allgemeinen Zirkulation (Zusammenfassung)	8
1.2. P. Raethjen: Bemerkungen zur Störungstheorie der allgemeinen Zirkulation mittlerer Breiten	9
1.3. L. A. Vuorela: On the meridional circulation in the Northern Hemisphere (Literaturhinweis)	14
1.4. J. Wesanterä: Zur Winddivergenz in der intertropischen Konvergenzzone über dem Atlantischen Ozean	15
1.5. H. Faust: Heizflächen und Zirkulationssysteme	18
1.6. W. Attmannspacher: Zur Frage der Einwirkung der stratosphärischen Zirkulation auf das troposphärische Wettergeschehen	20
1.7. W. Fett: Zur großräumigen Häufigkeitsverteilung des Höhenwindes (Zusammenfassung)	24
1.8. M. H. Almasi: High atmosphere meteorological data acquisition at the Gilmore Creek National Aeronautics and Space Administration ground station	26
1.9. F. H. Schmidt and J. H. Boer: Local circulation around an industrial area	28
1.10. G. Schanz: Beziehungen zwischen Stratosphäre und Troposphäre über klimatische Zeiträume (Zusammenfassung)	32
2. Themenkreis: Ozean und Atmosphäre	33
2.1. K. Brocks: Probleme der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre	34
2.2. H. Lettau: Untersuchungen über Impuls- und Wärmeaustausch in der wassernahen Luftschicht über Lake Mendota, Wisconsin/USA (Zusammenfassung)	47
2.3. G. Manier: Zur Berechnung des latenten und fühlbaren Wärmestroms von der Meeresoberfläche an die Luft (Zusammenfassung)	48
2.4. F. E. Lumb: The influence of cloud on hourly short-wave radiation at Ocean Weather Station "Juliet" (Abstract)	49
2.5. G. Prahm: Ein Beispiel für den Einfluß des Wetters auf die Temperaturschichtung im Meere	50
2.6. G. Tomczak: Neuere Untersuchungen mit Treibkörpern zur Bestimmung des Windeinflusses auf Oberflächenströmungen im Meer (Zusammenfassung)	57
2.7. R. Scherhag: Die wechselseitigen Einflüsse zwischen den Kontinenten, den Ozeanen und der Atmosphäre	58
2.8. M. Rodewald: Zur Entstehungsgeschichte der Sturmflut-Wetterlagen in der Nordsee im Februar 1962 (Zusammenfassung)	73
2.9. G. Koopmann: Wasserstandserhöhungen in der Deutschen Bucht infolge von Schwingungen und Schwallerscheinungen, insbesondere bei der Sturmflut vom 16./17. Februar 1962 (Zusammenfassung)	74
2.10. S. Baumbach: Vollautomatische meteorologische Station für den Leuchtturm „Alte Weser“ (Zusammenfassung)	75

	Seite
2.11. G. Tomczak: Über ein Gerät zur Messung des Seeganges in flachen Küstengewässern (Zusammenfassung)	76
2.12. S. Baumbach: Neue meteorologische Meßgeräte auf Forschungsschiffen (Zusammenfassung)	77
3. Themenkreis: Luftchemie und Luftphysik	79
3.1. C. E. Junge: Neuere Ergebnisse der Luftchemie und ihre Bedeutung für die Meteorologie	80
3.2. C. Rooth: The effect of weak mesoscale circulations on the distribution of marine salt aerosols	89
3.3. H. Reifferscheid: Der biologische Anteil des Aerosols und seine meßtechnische Erfassung	92
3.4. F. Rössler: Aerosolmessungen mittels des diffusen Himmelslichtes von einer Rakete aus	96
3.5. E. de Bary: Aerosol und Streustrahlung	99
3.6. H.-W. Georgii: Untersuchung über das Auswaschen atmosphärischer Spurenstoffe durch den Niederschlag	107
3.7. H. Siemann: Die Bestimmung der β -Aktivität der Luft mit Hilfe eines 4-Meßwerte-Verfahrens (Zusammenfassung)	112
3.8. R. Neuwirth: Aerosoluntersuchungen in Erholungsgebieten	113
3.9. K. Gräfe: Bedeutung von Staub- und SO ₂ -Meßergebnissen für die Bestimmung von Schornsteinmindesthöhen	117
3.10. H.-W. Georgii: Ergebnisse und Probleme wolkenphysikalischer Forschung	120
3.11. J. F. Nagel: Formung und Bildung von Graupel und Hagel	129
3.12. E. Frankenberger: Zur Entstehung von Strahlungsnebel	132
3.13. R. Mühleisen: Die Bedeutung der Lufterlektrizität in der Meteorologie	136
3.14. F. Früngel: Zum Mechanismus der elektrostatischen Ladungsbildung beim Zerblasen fallender Tropfen	146
3.15. H.-K. Paetzold: Variationen des hohen Ozons (Zusammenfassung)	149
3.16. F. Volz: Stratosphärische Trübung und Ozongehalt nach Dämmerungsmessungen (Zusammenfassung)	150
3.17. W. Leistner: Das mittägliche Maximum der Impulsstrahlung	151
3.18. F. Früngel: Methoden der Transmissions- und Streulichtmessung an großen Luftvolumina mittels Impulslicht; Nebelwarn- und Sichtweitenmeßgeräte mit sehr großer Meßbasis	159
4. Verzeichnis der Teilnehmer	164
5. Anschriften der Vortragenden	166

Zur Einführung

Nach vier Jahren Pause fand in der Bundesrepublik wieder eine Meteorologen-Tagung statt. Sie wurde vom 10. bis 12. Oktober 1962 von der Meteorologischen Gesellschaft in Hamburg, einem Zweigverein der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft, veranstaltet.

Die Tagung begann mit einer Begrüßung durch den Unterzeichneten als 1. Vorsitzenden der veranstaltenden Gesellschaft. Es sprach dann als Vertreter des Herrn Bundesministers für Verkehr der Leiter der Abteilung Seeverkehr im Bundesverkehrsministerium, Herr Ministerialdirektor Dr. K. Schubert. Seinen guten Wünschen für den Verlauf der Tagung schloß sich der Präsident des Deutschen Wetterdienstes, Herr Dr. G. Bell, in seinem Grußwort an. Herr Prof. Dr. R. Mügge überbrachte die Grüße der Schwestergesellschaft in Frankfurt; für die ausländischen Kollegen sprach Herr Prof. Dr. F. Steinhäuser, Wien. Als Vertreter der Freien und Hansestadt Hamburg begrüßte Herr Senator Dr. H. Biermann-Ratjen die Tagungsteilnehmer anlässlich eines Senatsempfanges im Hamburger Rathaus.

Das Vortragsprogramm war diesmal auf drei größere Themenkreise beschränkt worden, wobei jeweils einführende Referate von Experten einen allgemeinen Überblick über die Themenkreise geben sollten. Dann folgten kürzere Originalbeiträge, in denen die Meteorologen ihre eigenen Forschungsergebnisse zur Diskussion stellen konnten.

Das Thema des ersten Tages lautete „Atmosphärische Zirkulation“. Das einleitende Referat hielt Herr Prof. Dr. F. Defant, Kiel. Der zweite Tag brachte Beiträge zu dem Problemkreis „Ozean und Atmosphäre“, wobei Herr Prof. Dr. K. Brocks, Hamburg, die Probleme der Grenzschicht Wasser-Luft, Herr Prof. Dr. R. Scherhag, Berlin, die großräumigen Beziehungen zwischen Ozean und Atmosphäre darlegte. Der dritte Themenkreis „Luftchemie und Luftphysik“ behandelte ein Gebiet, das bisher in Deutschland etwas abseits lag. Hier waren drei einführende Referate vorgesehen. Herr Prof. Dr. Chr. Junge, Mainz, der mehrere Jahre in den USA arbeitete, gab einen eindrucksvollen Überblick über Ergebnisse und Probleme der Luftchemie.

Herr Doz. Dr. H.-W. Georgii, Frankfurt, s. Z. am Imperial College in London tätig, berichtete über wolkenphysikalische Forschungen, und Herr Prof. Dr. R. Mühleisen, Tübingen, referierte über die Bedeutung der Luftelektrizität für die Meteorologie.

Die Referate und die folgenden Originalbeiträge wurden mit Interesse aufgenommen und gaben vielfach Anlaß zu fruchtbaren Diskussionen.

Der Einladung zur Teilnahme an der Tagung waren etwa 350 Meteorologen gefolgt, darunter 26 aus dem Auslande. Leider konnten die Kollegen aus der SBZ nicht erscheinen. Die sonstige Beteiligung aber war unerwartet groß, so daß der als Vortragsraum dienende Hörsaal im Museum für Hamburgische Geschichte leider zeitweise überfüllt war. Eine Lautsprecheranlage — im daneben liegenden Seminarraum installiert — gab eine gewisse Möglichkeit, die Vorträge auch außerhalb des Hörsaals zu verfolgen. Dieser Raum war gleichzeitig als Aufenthaltsraum — mit Ausschank von Erfrischungen — eingerichtet, eine willkommene Gelegenheit zur Pflege der persönlichen Kontakte. Den menschlichen Beziehungen dienten auch zwei gesellige Veranstaltungen: ein Tanzabend im Süllberg-Restaurant in Blankenese, hoch über der Elbe, und eine Unterelbe-Fahrt auf dem Motorschiff „Askanien“, die bei gutsichtigem Wetter bis nach Stadersand führte, wo gemeinsam das Mittagmahl eingenommen wurde. Auch dieser Tagungsausklang bot noch vielfältig Gelegenheit zu persönlicher Aussprache.

Mancher „M.v.D.“ im Routine-Wetterdienst konnte an der Tagung nicht oder nur zeitweise teilnehmen. Daher schien uns eine Veröffentlichung der Vorträge angezeigt.

Die Meteorologische Gesellschaft in Hamburg möchte deshalb dem Präsidenten des Deutschen Wetterdienstes besonders dafür danken, daß er dem Vorschlag, die Vorträge in den „Berichten des Deutschen Wetterdienstes“ zu veröffentlichen, bereitwilligst zustimmte.

Prof. Dr. H. U. Roll
1. Vorsitzender

1. Themenkreis: Atmosphärische Zirkulation

1.1. Zur Euler'schen und Lagrange'schen Statistik atmosphärischer Bewegungen im Größenbereich der allgemeinen Zirkulation

von

Friedrich Wippermann

Zusammenfassung

Aus einem Modell der atmosphärischen Turbulenz, bei welchem rotationssymmetrische starre, mit unterschiedlicher Winkelgeschwindigkeit rotierende Wirbel in einen räumlich konstanten Grundstrom driften, läßt sich eine Beziehung zwischen der Euler'schen und der Lagrange'schen Korrelationsfunktion angeben. Da die letztere nur für die atmosphärische Makroturbulenz ermittelt werden kann, wurden zur Prüfung der Beziehung die beiden Korrelationsfunktionen in einem sich über 8 Tage hinweg (barotrop) verändernden hemisphärischen Strömungsfeld in 500 mb ermittelt. Es erweist sich, daß mittels des sehr einfachen Turbulenzmodelles bereits das Wesentlichste erfaßt wird.

Abstract

A simple vortex model of atmospheric turbulence is described; it consists of symmetric solid vortices of different size rotation and frequency, travelling with

a basic current constant in space. Using this vortex model an interrelation is derived between the Lagrangean and the Eulerian correlation function. Both these correlation functions are evaluated for the case of atmospheric macroturbulence in a barotropic fluid over the Northern hemisphere for a period of 8 days. This evaluation involves special operations necessary to eliminate the influence of the time interval of averaging and the influence of inhomogeneities of the zonal basic current. The derived relation is verified by the simultaneously observed Lagrangean and Eulerian correlation functions.

Der Vortrag ist in etwas abgewandelter Form erschienen als

Wippermann, F., Gburcik, P. u. Klug, W.: Zur Euler'schen und Lagrange'schen Statistik sehr großräumiger atmosphärischer Bewegungen. Beitr. Phys. Atm. 36 (1963) S. 39—69.

1.2. Bemerkungen zur Störungstheorie der allgemeinen Zirkulation mittlerer Breiten

von

Paul Raethjen

Zusammenfassung

Die traditionelle Vorstellung, daß die nichtstationären (wetterhaften) Strömungen, die sich der stationären (zeitlich gemittelten) Zirkulation (Zonalzirkulation) überlagern, „Störungen“ des Zirkulationssystems bedeuten, ist zwar kinematisch zulässig, aber energetisch absurd. Auch die mathematische Theorie kleiner Störungen eines zeitlich konstanten „Grundzustandes“ wird den atmosphärischen Zirkulationsvorgängen nicht gerecht. Will man der atmosphärischen Wirklichkeit mit einer Theorie kleiner Störungen entsprechen, so muß man auf andauernde Konstanz des „Grundzustandes“ verzichten. In diesem Fall empfiehlt es sich, die Gradientwinde des wirklichen Druckfeldes als „Grundzustand“, die Abweichungen vom Gradientwind als „Störungen“ zu behandeln. Die „nichtlinearen“ Schwierigkeiten sind dadurch zwar nicht aus der Welt geschafft, aber aus der Theorie in die Empirie (Modellversuche) verwiesen, wodurch eine bessere Übereinstimmung mit der Erfahrung möglich wird.

Abstract

The traditional conception that the non-stationary flows superimposing on the steady state circulation (zonal circulation which is averaged with respect to time), mean disturbances of the circulation pattern, is admissible from the aspect of kinetics, but unreasonable from the aspect of energetics. Nor can the mathematic theory concerning small disturbances of a basic phase which is constant with respect to time, do justice to atmospheric circulation. Shall the true atmosphere be taken into account by means of a theory of small disturbances, the lasting constancy of the basic phase must be renounced upon. In this case it is recommendable to take the gradient wind of the actual pressure field as the basic phase and the deviations from the gradient wind as perturbations. Though the non-linear difficulties are not eliminated in this way, they are anyhow transferred from the theory to empiricism (model tests) so that better harmony is achieved with empirical findings.

Exakt definierte Begriffe und dementsprechende Fachausdrücke sind die Säulen der Wissenschaft. Sie werden aber nicht wie die Kinder geboren, ihre Namen nicht willkürlich durch einmaligen Taufakt festgelegt. Es bedarf jahrzehnte- oder jahrhundertelanger Forschungen und Diskussionen, bis ein Begriff schließlich als unumstößliche Säule der Wissenschaft dasteht und unter passendem Namen von einer zur anderen Studentengeneration unverändert weitergegeben wird.

Ein klassisches Beispiel hierfür ist die Klärung der physikalischen Begriffe „Kraft“ und „Energie“ im 19. Jahrhundert: Noch lange nach der Entdeckung des Energiesatzes durch Robert Mayer (1842) nannte man

die kinetische Energie „Lebendige Kraft“ und das elektrische Potential eines Leiterkreises „Elektromotorische Kraft.“ H. v. Helmholtz publizierte 1847 seine berühmte Abhandlung „Über die Erhaltung der Kraft“ (7), welche erstmalig die exakte begriffliche Unterscheidung zwischen Kraft und Energie klar legte. Aber dennoch steht in dieser Abhandlung das Wort „Kraft“ statt „Energie“. Was wir heute „Kraft“ nennen, bezeichnet Helmholtz 1847 als „Spannkraft“. Er unterscheidet also zwischen „Kraft“ und „Spannkraft“, so wie wir heute zwischen „Energie“ und „Kraft“.

Man sieht: Selbst ein Heros wie Helmholtz durfte nicht das Recht in Anspruch nehmen, die wissenschaftlichen Namen der von ihm geklärten Begriffe ein für allemal festzulegen. Ebensovienig war dieses der großen Zahl anderer Physiker vergönnt, die vor ihm die kinetische Energie als „Lebendige Kraft“ bezeichnet haben. Der Vater eines wissenschaftlichen Begriffs hat eben nicht in jedem Fall das Recht natürlicher Eltern, seinem Kind einen unabänderlichen Namen zu geben, sondern wissenschaftliche Begriffe und Namen werden in einem langen Prozeß der Forschung und Lehre so geklärt und aufeinander abgestimmt, wie es für ihren wissenschaftlichen Gebrauch, nicht zuletzt für die Unterrichtung der Studenten, zweckmäßig ist.

Diese Feststellung möchte ich meinen Betrachtungen über den meteorologischen Begriff und das Wort „Störung“ vorausschicken, um den Einwand zu entkräften, daß es nicht angängig sei, einen so alten und bewährten Begriff und Namen heute noch einer kritischen Diskussion zu unterwerfen, oder den anderen Einwand, daß es auf den Namen nicht ankomme. Andererseits zeigt das Beispiel aus der Physik, daß der Fortschritt von der dynamischen zur energetischen Betrachtung eine neue Klärung der Begriffe und Fachausdrücke erforderlich macht.

Dem Hochschullehrer liegt es nahe, sich mit Begriffen und Fachausdrücken auseinanderzusetzen. Vielleicht werden aber auch andere mir zustimmen, daß diese Bemühung nicht nur Schulmeisterei ist, sondern für den Fortschritt wissenschaftlicher Erkenntnis nützlich werden kann.

Wenn man von „Störungen“ der „allgemeinen“ Zirkulation spricht, so meint man damit nichtstationäre Überlagerungen eines stationären Zirkulationssystems. Dabei werden also die atmosphärischen Strömungen kinematisch zerlegt in ein stationäres, längere Zeit unveränderliches Zirkulationsfeld und nichtstationäre, täglich wechselnde Überlagerungsströmungen. Beide kann man aus den Beobachtungen entnehmen, das stationäre Feld durch vektorielle Mittelwertbildung, die „Störungen“ durch Subtraktion des gemittelten Strömungsvektors vom synoptisch beobachteten. Als stationäre Mittelwerte gelten dabei üblicherweise das Monatsmittel, Halbjahresmittel oder Jahresmittel jahrzehntelanger Beobachtungen. Auf jeden Fall sind die Zeiträume dieser Mittelung bedeutend länger als ein oder einige Tage.

Diese Definition des Wortes „Störungen“ ist so neutral und objektiv, daß man meinen könnte, es sei noch keine theoretische Aussage darin enthalten. Aber es liegt doch schon eine Tendenz in der Nomenklatur. Das Wort „Störung“ legt die Auffassung nahe, der gemittelte (stationäre) Zirkulationszustand besitze eine eigene (von den Störungen unabhängige) Existenz, welche durch die „Störungen“ nur beeinträchtigt (nicht gefördert) wird.

Wir wissen nun aber schon seit Nils Ekholm (1), daß die stationäre „Zonalzirkulation“ mittlerer Breiten kinetische Energie aus ihren nichtstationären Überlagerungen gewinnt. Ohne die „Störungen“ kann sie nicht existieren. Energetisch ist also die Bezeichnung „Störungen“ unpassend. Niemand würde z. B. im Flugzeug die Rotation der Propeller als „Störungen“ des Fluges bezeichnen.

Man sieht, daß die Energetik einen anderen Aspekt hat als die Kinematik. Kinematisch ist die Zerlegung in ein stationäres Stromfeld und nichtstationäre Überlagerungen naheliegend, desgleichen eine Nomenklatur, die dem stationären Anteil eine primäre Existenz zuschreibt. Energetisch ist diese Nomenklatur absurd. Es handelt sich hier um die alte Weisheit des Aristoteles, daß die Natur dem Beobachter in einem anderen Aspekt (*πρότερον πρὸς ἡμᾶς*) erscheint, als sie eigentlich (*τῇ φύσει*) ist.

Wie kann man es aber erklären, daß die Bezeichnung „Störungen“ sich bis heute erhalten hat, obwohl Nils Ekholm schon um die Jahrhundertwende den Nachweis erbrachte, daß es sich eigentlich um Motoren handelt? Wiederum war es die kinematische Verarbeitung der synoptischen Beobachtungen (in den Wetterkarten), welche der kinematischen Nomenklatur den Vorrang sicherte. Die norwegische Wellentheorie der Zyklonen erhob die Vorstellung wellenartiger „Störungen“, welche sich einem stationären „Grundzustand“ überlagern, zum Erklärungsprinzip der nichtstationären Strömungsvorgänge mittlerer Breiten.

Präzisiert wurde diese grundlegende Idee durch die „linearisierte“ Dynamik. Da die dynamischen Differentialgleichungen sich nur in linearer Näherung integrieren lassen, konnte man nur kleine (schwache) Störungen des Grundzustandes dynamisch-mathematisch untersuchen. Die Zulässigkeit dieser Beschränkung wurde begründet durch die theoretische Vorstellung, daß die „Störungen“ als Wellen mit kleiner Amplitude aus dem stationären Anfangszustand der „allgemeinen“ (zonalen) Zirkulation entstehen.

Aufgrund dieser Annahme lieferte die Störungstheorie das Ergebnis, daß kleine Störungen von gewisser Wellenlänge ihre Amplituden spontan vermehren (Labilität des Grundzustandes gegenüber diesen Wellen), andere Wellenlängen dagegen spontan abnehmende Amplituden besitzen (Stabilität des Grundzustandes gegenüber diesen Wellen). Die Übereinstimmung mit den wirklichen atmosphärischen Vorgängen schien dadurch erwiesen, daß die theoretisch errechneten spontan wachsenden Wellenamplituden ungefähr dieselbe Wellenlänge besitzen wie die in mittleren Breiten beobachteten westöstlichen Zyklonenabstände.

Diese Übereinstimmung ist aber noch fragwürdig. Denn einerseits beziehen sich die beobachteten Zyklonenabstände nicht auf kleine, sondern auf große Störungsamplituden, und es ist nicht sicher (nicht einmal wahrscheinlich), daß die zunächst schwach entstehenden Störungen mit anwachsender Amplitude ihre Wellenlänge unverändert behalten. Andererseits zeigen die Beobachtungen, daß die Zyklonen in Wirklichkeit nicht aus einem Anfangsfeld entstehen, welches als mittleres (stationäres) Zirkulationsfeld gegeben ist. Statt dessen entsteht immer eine „Störung“ aus der anderen. Der theoretisch definierte „Grundzustand“ kommt als wirk-

liches Feld nicht einmal näherungsweise vor; nur als Rechenergebnis der Mittelwertbildung ist er gegeben.

Man sieht, wie nachhaltig der einmal gefaßte Begriff „Störung“ auf die Theorie der atmosphärischen Zirkulation eingewirkt hat. Die Störungstheorie behandelt den mittleren Zustand der allgemeinen Zirkulation als Anfangszustand eines abgeschlossenen Systems. Auch die moderne Stabilitätstheorie des baroklinen Feldes leistet nicht mehr. Beide ignorieren ganz, daß die Wärmeeinstrahlung von der Sonne und die Wärmeausstrahlung in den Weltraum eine dauernd wirksame Energieentfaltung sichern, die allein ausreicht, um alle (auch die nichtstationären) Zirkulationen hinreichend zu erklären. Die Störungstheorie operiert also mit der Voraussetzung, daß der Energiebedarf der Störungen aus einem Energievorrat des Anfangszustandes gedeckt wird. Es ist aber unmöglich, daß dieser Anfangsvorrat ausgereicht hat, solange die atmosphärische Zirkulation diesen Mittelzustand besitzt.

Auch wenn man die Störungstheorie des stationären Grundzustandes als solche akzeptiert, ergeben sich daraus konsequenterweise eine Reihe von Fragen, die aus dem Störungsansatz nicht beantwortet werden können: Bis zu welcher Amplitudengröße wachsen die Wellen? Wie kommt es, daß der labile „Grundzustand“ sich immer wieder erneuert, so daß er als Mittelzustand in den Beobachtungen erkennbar wird?

Ein labil (unter dem Schwerpunkt) aufgehängtes Pendel kippt spontan um in die stabile Lage; sein Schwerpunkt verlagert sich unter den Aufhängepunkt. Will man den labilen Anfangszustand wiederherstellen, so muß man dafür Arbeit aufwenden. Auch die Atmosphäre benötigt Arbeit leistende Kreisprozesse zur Wiederherstellung des labilen Grundzustandes. Diese Umwandlung von Wärme in Arbeit ist das wichtigste Problem der allgemeinen Zirkulation.

Die Atmosphäre ist eine Dampfmaschine. Ihre thermodynamischen Kreisprozesse, welche Wärme in Arbeit verwandeln, sind wesentlich mit der Verdampfung und Kondensation des Wassers gekoppelt. Dieser Sachverhalt offenbart sich schon bei grober Beobachtung der Wettererscheinungen: Im Gewitter sieht man besonders deutlich, daß der plötzlich auftretende Gewitterwind seine kinetische Energie aus der feuchtlabilen Umlagerung nimmt. Entsprechendes gilt für den starken Sturm eines Taifun oder Hurrican (2), (3). Daß diese Stürme mit starken Niederschlägen verbunden sind, ist nicht ein energetisch belangloser Zufall. Auch in den Zyklonen mittlerer Breiten treten Niederschläge und Stürme miteinander auf. Ein Beobachter, der nicht nur die Wetterkarte, sondern das Wetter selbst vor Augen hat, kann nicht übersehen, daß Niederschlag und Windstärke in der bodennahen Reibungsschicht miteinander gekoppelt sind, und zwar in einer ausgesprochen nichtstationären Erscheinungsform.

Offensichtlich ist also die Entstehung kinetischer Energie mit Niederschlägen verbunden. Denn in der Reibungsschicht, wo die kinetische Energie schnell verbraucht wird, kann sie ohne starken Nachschub nicht sehr in Erscheinung treten. Desgleichen ist ein schneller nichtstationärer Wechsel nur mit kräftigen Energieeffekten möglich.

Bei der Betrachtung der Höhenwetterkarten kann allerdings die Meinung aufkommen, der obere „jet stream“ sei die Ursache der Zyklogenese und damit auch der Niederschläge. Dies ist aber sicherlich nicht energetisch gemeint. Denn in der Energieverwandlungsreihe steht die Umwandlung von Wärme in Arbeit am Anfang und die Abwertung kinetischer Energie durch Reibung am Ende (zweiter Hauptsatz!). Allerdings ist die kinetische Energie der Höhenwinde dieser Abwertung nicht stark ausgesetzt. Sie bedeutet einen Energievorrat ähnlich, wie das Schwungrad einer Dampfmaschine einen Ener-

gievorrat enthält, um tote Punkte zu überwinden. Sicher ist aber, daß der kinetische Energievorrat in der Atmosphäre schnell verbraucht wäre, wenn die Atmosphäre keine Arbeit leistenden Kreisprozesse besäße.

Oder sollte vielleicht die Passatzirkulation den großen Kreisprozeß enthalten, der auch für die gemäßigten Breiten die Energie liefert? Sicherlich wird aus dem Antipassat fortwährend Rotationsmoment nach den gemäßigten Breiten diffundieren. Aber dieser Transport geht durch eine relativ kleine vertikale Breitenkreis-Schnittfläche von etwa 8 km Höhenmächtigkeit, während die Reibungsfläche (Erdoberfläche) der gemäßigten Breiten etwa 30 bis 40 Breitengrade, d. h. 3000 bis 4000 km umfaßt. Es ist also zumindest unwahrscheinlich, daß der gesamte Energiebedarf der Zirkulation gemäßigter Breiten aus den Antipassat-Westwinden entnommen wird. Dies darf sogar als unmöglich gelten, weil die Umwandlung von Arbeit in Wärme (mittlerer Breiten) nicht nur durch Reibung, sondern auch durch weiträumige Kältemaschinen-Zirkulation geschieht. Auch wäre es wohl nicht einzusehen, warum die Zirkulationen mittlerer Breiten überwiegend nichtstationär sind, wenn ihr Antrieb nur aus der fast stationären Passatzirkulation geleistet würde.

Übrigens kann man es in den Wetterkarten gelegentlich sehen, daß ein jet stream, der ausschließlich oberen Schichten angehört und daher nicht das Druckfeld der bodennahen Reibungsschicht beeinflusst, keine starken Störungen nach sich zieht. Erst, wenn das bodennahe Windfeld sich auf den jet stream ausrichtet, beginnt die Zyklonogenese. Man sieht daran, daß die (reibungstheoretisch errechnete) Labilität des baroklinen Windfeldes nicht hinreichende Energie für kräftige Störungen besitzt. Erst, wenn der große Wasserdampfvorrat der bodennahen Reibungsschicht in das System einbezogen wird, können sich energiereiche Störungen entwickeln.

Die Thermodynamik lehrt, daß atmosphärische Kreisprozesse nur dann Arbeit leisten, wenn sie mit Wärmeentziehung unter geringerem, mit Wärmezufuhr unter höherem Druck verbunden sind (Satz von B e r n o u l l i). S a n d s t r ö m hatte bereits erkannt, daß dieserhalb Vertikalzirkulationen stärkere Energieeffekte bringen als Horizontalzirkulationen. Aber wie ergibt sich dabei die untere Wärmezufuhr und die obere Wärmeentziehung?

An der Erdoberfläche (nicht in der freien Atmosphäre) fällt der größte Teil der Wärmezufuhr durch Sonnenstrahlung an und diese Wärme dient überwiegend zur Verdampfung flüssigen Wassers (4). Erst durch die Kondensation in Wolken wird sie frei und erst durch den Ausfall des Niederschlags ist der Kreislauf „irreversibel“, d. h. endgültig für Arbeitsleistungen genutzt. Die Wolkenoberflächen dagegen enthalten eine starke Wärmeausstrahlung in den Weltraum (4).

In diesen Kreisprozessen liegt also die Wärmezufuhr (durch Kondensation) niedriger als die Wärmeentziehung (durch Ausstrahlung). So sind Wolken und Niederschläge unlösbar in den Energiehaushalt einbezogen. Diese Tatsache allein ist ein hinreichender Grund für die nichtstationäre Erscheinungsform dieser Motoren der allgemeinen Zirkulation und erklärt die beobachtete Verknüpfung der Niederschläge mit der Entstehung kinetischer Windenergie.

Aber die Arbeit leistenden Vertikalzirkulationen sind in mittleren Breiten überwiegend kleinräumig oder jedenfalls nicht so großräumig, daß sie in den synoptischen Wetterkarten als solche erkannt werden. Die Energetik verschwindet in den Maschen des synoptischen Beobachtungsnetzes (5). Darf man sie deswegen ignorieren?

Es ist also ein Unterschied, ob man die Wettervorgänge als Erscheinungen der allgemeinen Zirkulation behandelt, oder ob man aus einem beobachteten Anfangszustand eine Vorhersage über die kurzfristige Wetterentwicklung anstrebt. Die letztere Aufgabe ist (jedenfalls zur Zeit) ein synoptisch-dynamisches Anfangswertproblem, nicht aber die erstere. Die allgemeine Zirkulation (daher auch eine physikalische Langfristprognose) kann von der Energetik nicht abgetrennt werden. Statt dessen ist zu erörtern, wie die vielen kleinen Kreisprozesse ihre Arbeitsleistung dem großen Zirkulationssystem zukommen lassen, wie und warum diese Energieversorgung eine wirklich stationäre Zirkulation unmöglich macht, wie und warum die typischen Störungsformen (jet stream, Trog und cutoff, Rücken und Antizyklone, Fronten und Schleifzonen, Kaltlufttropfen usw.) dabei herauskommen.

Allerdings ist es noch ein weiter und mühevoller Weg bis zu diesem Forschungsziel. Aber ein bleibender Fortschritt wird dabei nur erreicht, wenn die theoretischen Modelle den wirklichen Vorgängen angepaßt werden. Das bedeutet natürlich nicht, daß linearisierte Störungsgleichungen grundsätzlich unnützlich sind. Wenn man vom „Grundzustand“ nicht verlangt, daß er länger als 12 Stunden unverändert besteht, läßt es sich meistens so einrichten, daß die „Störungsgrößen“ nicht nur in der Rechnung, sondern auch in Wirklichkeit klein bleiben.

Man kann z. B. das Gradientwindfeld des wirklichen Druckfeldes als (stationär driftenden „Grundzustand“) verstehen und die Abweichungen vom Gradientwind als „Störungen“ (siehe Anhang!). Daß diese „Störungen“ stets klein bleiben, ist in der Atmosphäre durch die „Adaptation“ gesichert. Als keine Störungsgrößen des Feldes treten dann in den Differentialgleichungen die folgenden auf (siehe Anhang!):

- 1) Die Vektordifferenz des wirklichen Windes gegenüber dem Gradientwind (letzterer dem wirklichen Druckgradient zugeordnet).
- 2) Die skalare Differenz der wirklichen Luftdichte gegenüber der statischen Gleichgewichtsdichte (letztere dem wirklichen Druckgradient zugeordnet).

Eine Störungsgröße des Luftdrucks geht in diese Rechnungen nicht ein, weil das wirkliche Druckfeld den „Grundzustand“ bestimmt. Der Verfasser hat kürzlich (6) einen solchen Ansatz gebraucht, um die Abweichungen vom Gradientwind, welche im jet stream vorkommen, einer dynamischen Analyse zu unterziehen.

Bei der Integration dieser Störungsgleichungen liegt natürlich die Hauptschwierigkeit in der zeitlichen Veränderung des Druckfeldes (Gradientwindfeldes). In manchen Fällen leistet hierfür das Adaptationsprinzip Hilfe: Das Druckfeld paßt sich mit Zeitverzögerung dem gestörten Stromfeld an. Ob diese oder andere Gesichtspunkte die Veränderung des „Grundzustandes“ bestimmen, kann natürlich nur im Hinblick auf Beobachtungsergebnisse entschieden werden (auch das Adaptationsprinzip ist ein Beobachtungsergebnis). Hier handelt es sich also eigentlich nicht um Theorie, sondern um Verknüpfung empirischer und theoretischer Methoden Systematische Modellversuche mit energiereichen Störungen in einer rotierenden Flüssigkeit werden dabei wertvolle Hilfe leisten.

Auf jeden Fall würde es aber zur Klarheit meteorologischer Erkenntnisse beitragen, wenn man den Begriff „Störung“ nur im physikalischen Sinne gebrauchen würde, entweder als (kleine) Störung eines Gleichgewichtssystems oder als (funktionale) Störung einer normalerweise ungestört funktionierenden Apparatur, nicht aber als Bezeichnung eines energetisch bedingten nichtstationären Normalablaufs. Denn es gehört zur Entwicklung jeder Wissenschaft, daß mit fortschreitender Erkenntnis die Begriffe präzisiert und die Bezeichnungen der begrifflichen Klärung angepaßt werden.

Anhang
(nicht vorgetragen)

Störbeschleunigungen im Gradientwindfeld

Einen physikalischen Sinn hat die Störungstheorie nur dann, wenn es sich um Gleichgewichtsstörung handelt. Im Gradientwindfeld sind es folgende Gleichgewichte:

- a) Ein energetisches Gleichgewicht, insofern der Druckgradient und die Schwerkraft keine Arbeit im Gradientwindfeld leisten. Erfüllt ist dieses Gleichgewicht dadurch, daß die Richtung des Gradientwindes horizontal-isobar ist.
- b) Das Gleichgewicht der Vertikalkräfte: Schwerkraft, vertikaler Druckgradient und vertikale Corioliskraft.
- c) Das Gleichgewicht der bahnsenkrechten Horizontalkräfte: Corioliskraft, horizontaler Druckgradient und horizontale Zentrifugalkraft der Bahnkrümmung.

Diese drei Gleichgewichte besagen, daß der horizontal-isobare Gradientwind v' und die Gleichgewichtsdichte ρ' mit dem Druckfeld p die Vektorgleichung

$$g' - \frac{1}{\rho} \cdot \nabla p' = 2 \left[\vec{\omega}' \cdot v' \right] + b' \quad [1]$$

erfüllen. Dabei bedeuten g' die Schwerebeschleunigung, $\vec{\omega}'$ die Koordinatenrotation (näherungsweise Erdrotation) des Bezugssystems, in welchem v' definiert ist, b' die bahnsenkrechte (horizontale) Zentripetalbeschleunigung relativ zu diesem System.

Für eine kurze Zeitspanne in einem kleinen Gebiet darf man voraussetzen, daß ∇p zeitlich unveränderlich (stationär) ist, wenn man das Bezugssystem mit dem Druckfeld driften läßt, wenn also das Koordinatensystem nicht mit dem festen Erdkörper, sondern mit dem Druckfeld (des betrachteten kleinen Gebiets und kurzen Zeitraumes) rotiert.

$\vec{\omega}'$ bedeutet also in Gl. (1) den Winkelgeschwindigkeitsvektor des mit dem Druckfeld bewegten Koordinatensystems. Da sich nämlich der Gradientwind am Druckfeld orientiert, ist es zweckmäßig, dieses zum Koordinatensystem zu machen mit den Koordinaten s (horizontalisobar), n (horizontal-orthogonal zu s) und z (vertikal).

Im driftenden System liegt auch die „Horizontale“ (und „Vertikale“) anders als im erdfesten. Die „vertikale“ Schwerebeschleunigung g' ist die Fallbeschleunigung einer relativ zu diesem System ruhenden Masse. „Horizontal“ nennen wir dann nicht die relativ zur Erde ruhende Meeresoberfläche, sondern die Oberfläche eines Gewässers, welches relativ zum driftenden Koordinatensystem ruht. Da jedoch die atmosphärischen (synoptischen) Druckfelder nur langsam driften, unterscheidet sich die „Vertikale“ unseres mitdriftenden Koordinatensystems nur wenig von der Erdvertikalen, ebenso die „Horizontale“, welche in jedem Fall senkrecht zur „Vertikalen“ orientiert ist.

In diesem mitdriftenden System ist die „Horizontalisobarlinie“ des Druckfeldes gleichzeitig Bahnlinie des Gradientwindfeldes. Somit ist auch der Vektor b' der Gl. (1) durch das Druckfeld gegeben: Er ist „horizontal“, steht senkrecht auf der „Horizontalisobarlinie“ (positiv zum höheren, negativ zum niederen Druck) und beträgt

$$|b'| = \frac{v'^2}{r'} \quad [2]$$

wobei r' den „horizontalen“ Krümmungsradius der „Horizontalisobarlinie“ bedeutet.

Mit diesen Definitionen darf das Gradientwindfeld als stationär behandelt werden, wenn man die Untersuchung auf ein kleines Gebiet und einen kurzen Zeitraum beschränkt (so klein und so kurz, daß durch die stationäre Voraussetzung nur kleine Fehler entstehen). Will man Folgerungen für größere Gebiete und längere Zeitspan-

nen ziehen, so ist dafür eine Integration mit variablem $\vec{\omega}'$ bzw. ∇p und r' erforderlich. Aber in vielen synoptisch vorliegenden Fällen können Druckfelder von der räumlichen Größenordnung 1000 km über Zeiträume von etwa 6 Stunden als stationär im mitdriftenden System behandelt werden, ohne daß dadurch erhebliche Fehler entstehen (6).

Es ist evident, daß unser „Gradientwindfeld“ nur eine Näherung des wirklichen Dichte- und Stromfeldes bedeutet, und zwar eine aus dem wirklichen Druckfeld nach Gl. [1] errechnete Näherung. Daher ist es ohne Bedeutung, ob das Gradientwindfeld die vollständigen dynamischen Grundgleichungen und die Kontinuitätsgleichung exakt erfüllt oder nicht.

Wir vergleichen nun das wirkliche Wind- und Dichtefeld (v, ρ) mit dem soeben definierten Gradientwindfeld (v', ρ'), beide im mitdriftenden Koordinatensystem ($\vec{\omega}'$), im kurzen Zeitraum und kleinem Gebiet betrachtet. Die dynamische Gleichung des wirklichen Feldes lautet:

$$g' - \frac{1}{\rho} \cdot \nabla p = 2 \left[\vec{\omega}' \cdot v \right] + \frac{d v}{d t} \quad [3]$$

Dabei ist es zweckmäßig, statt der Vektorgleichungen [1] und [3] die Komponentengleichungen zu gebrauchen mit den oben definierten Koordinaten z („vertikal“), s („horizontal-isobar“) und n („horizontal-orthogonal“). s bedeutet die metrische Strecke auf der Horizontalisobaren (positiv in Windrichtung), n die Strecke auf der horizontalen Orthogonaltrajektorie (positiv zum höheren Druck). Bei dieser Komponentenrechnung vernachlässigen wir kleine Werte, wenn sie additiv neben großen Werten auftreten. Wir schreiben in den Gln. [5] und [6] als erste die dynamische Grundgleichung des wirklichen Feldes, als zweite die entsprechende Gleichung des Gradientwindfeldes, als dritte (unter den Strich) die Differenz dieser beiden:

- a) Die horizontale Isobarkomponente* (s positiv in Windrichtung) ergibt sich direkt aus Gl. [3]:

$$\frac{d v_s}{d t} = - f \cdot \left(1 - \frac{v'}{f \cdot r'} \right) \cdot v_n, \quad f = 2 \omega' \cdot \sin \varphi \quad [4]$$

- b) Die Vertikalkomponente (z aufwärts positiv) ergibt sich aus den Gln. [3] und [1]:

$$\begin{aligned} -g' - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{d v_z}{d t} \\ -g' - \frac{1}{\rho'} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} &= 0 \\ \hline \frac{d v_z}{d t} &= -g' \cdot \frac{\rho - \rho'}{\rho} \end{aligned} \quad [5]$$

- c) Die Orthogonalkomponente (n und r' positiv zum höheren Druck) ergibt sich ebenfalls aus den Gln. [3] und [1]:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial n} &= -f \cdot v_s + \frac{v_s^2}{r'} + \frac{d v_n}{d t}, \\ -\frac{1}{\rho'} \cdot \frac{\partial p}{\partial n} &= -f \cdot v' + \frac{v'^2}{r'}, \end{aligned} \quad [6]$$

$$\frac{d v_n}{d t} = f \cdot (v_s - v') - \frac{v_s^2 - v'^2}{r'} + \left(\frac{1}{\rho'} - \frac{1}{\rho} \right) \cdot \frac{\partial p}{\partial n},$$

linearisiert also:

$$\frac{d v_n}{d t} = \left(f - 2 \frac{v'}{r'} \right) \cdot (v_s - v') + f \cdot v' \cdot \left(1 - \frac{v'}{f \cdot r'} \right) \frac{\rho - \rho'}{\rho}$$

*) Diese Gl. [4] ist dieselbe wie Gl. [50] in (6). Doch wurde in der letzteren der Faktor $(1 - v' / f \cdot r')$ fälschlicherweise fortgelassen. Dieser Fehler hat dort zur Folge, daß auch die Größe v^2 in Gl. [64] mit demselben Fehler behaftet ist, was allerdings für das Ergebnis dieser Untersuchung, insbesondere für ihre synoptische Anwendung durch Herrn O. Höflich keine Bedeutung hat.

Diese Störungsgleichung vereinfacht sich für isentrope (bzw. feuchtisentrope) Gleitstörungen ($\varrho - \varrho' = 0$) folgendermaßen:

$$\frac{d v_n}{d t} = f \cdot \left(1 - 2 \frac{v'}{f \cdot r'} \right) \cdot (v_s - v'). \quad [7]$$

So stellen sich die drei individuellen Störbeschleunigungen dar als Funktionen der Störungsgrößen $\varrho - \varrho'$, $v_s - v'$, v_n . Selbstverständlich können diese Störungsgleichungen auch in die linearisierte Euler'sche Form gebracht werden, wenn man mit der abkürzenden Bezeichnung $u = v - v'$ die nachfolgenden Transformationen gebraucht. Das „konvektive“ Glied ist dann nur mit dem horizontal-isobaren Transport v' von Bedeutung:

$$\begin{aligned} \frac{d v_z}{d t} &= \frac{\partial u_z}{\partial t} + v' \cdot \frac{\partial u_z}{\partial s} \\ \frac{d v_n}{d t} &= \frac{\partial u_n}{\partial t} + v' \cdot \frac{\partial u_n}{\partial s} \\ \frac{d v_s}{d t} &= \frac{\partial u_s}{\partial t} + v' \cdot \frac{\partial u_s}{\partial s} + v' \cdot \frac{\partial v'}{\partial s} \end{aligned} \quad [8]$$

Literatur

- (1) Ekholm, N.: Die Luftdruckschwankungen und deren Beziehung zu der Temperatur der oberen Luftschichten. Meteor. Z. Hann-Bd. (1906) S. 228—242.
- (2) Kleinschmidt, E.: Grundlagen einer Theorie der tropischen Zyklonen. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. A 4 (1951) S. 53—72.
- (3) Raethjen, P.: Dynamik der Zyklonen. Leipzig 1953. S. 316—327.
- (4) Raethjen, P.: Kurzer Abriß der Meteorologie dynamisch gesehen. Geophys. Einzelschr. H. 1. Hamburg 1950.
- (5) Raethjen, P.: Über den „Scale“-Unterschied vertikaler und horizontaler Störbewegungen. Beitr. Phys. Atm. 32 (1960) S. 257—264.
- (6) Raethjen, P. u. Höflich, O.: Zur Dynamik des jet stream. Hamburger geophys. Einzelschr. H. 4. 1961.
- (7) Helmholtz, H. von: Über die Erhaltung der Kraft. Vortrag. Berlin 1847.

1.3. On the meridional circulation in the Northern Hemisphere

von

Lauri A. Vuorela

Der erste Teil des Vortrages ist erschienen als
Palmén, E. and Vuorela, L. A.: On the mean meridional
circulations in the Northern Hemisphere during the
winter season. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 89 (1963)
S. 131—138.

Der zweite Teil soll erscheinen in: Geophysica,
Helsinki, Vol. 8, No. 3.

1.4. Zur Winddivergenz in der intertropischen Konvergenzzone über dem Atlantischen Ozean

von

Jouko Wesanterä

(mit 6 Abbildungen im Text)

Zusammenfassung

Es wird der Versuch gemacht, in der Umgebung der atlantischen ITC zwischen dem Boden und der 150-mb-Fläche aus aktuellen Winddaten das dreidimensionale Divergenzfeld zu bestimmen. Die daraus abgeleitete Vertikalgeschwindigkeit zeigt befriedigende Übereinstimmung mit der mittleren Niederschlagsverteilung.

Abstract

The report contains computations on the divergence field from surface to the 150-mb level, based upon actual wind data. The devised field of vertical velocity is in sufficient harmony with the average distribution of precipitation.

Es gibt sehr wenig aerologische Beobachtungsstationen auf den tropischen Ozeanen. Vielfach hat man diesen Mangel erörtert, und viele Vorschläge sind vorgelegt worden, aber es verhält sich so, wie z. B. Kuhlbrodt (1) sagt: „Das für die Meteorologie grundlegende Problem der allgemeinen Zirkulation leidet noch sehr unter dem Mangel an direkten Beobachtungen aus dem weiten Gebiet des tropisch-subtropischen Ozeans.“ Weil keine täglichen synoptischen Windverteilungen über umfangreichere Räume zu Gebote stehen, läßt sich vorläufig nur das Bild des mittleren Windfeldes präzisieren.

Palmén und Vuorela (2) haben jüngst die globale Meridionalzirkulation für die drei Wintermonate Dezember-Februar berechnet. Als Grundmaterial wurde dabei die amerikanische NAVAER-Windstatistik (3, 4) benutzt. Wenn das Windfeld so behandelt wird, daß die Mittelwerte zonal um die ganze Erde herum bestimmt werden, verschwindet der Effekt des zonalen Divergenzgliedes $\frac{\partial u}{\partial x}$. In einem kleineren Raum aber ist auch die zonale Divergenz in den Berechnungen zu berücksichtigen. Jetzt kann man die Frage stellen, ob ein derartiges Material wie NAVAER auch für kleinere beschränkte Gebiete ähnlich brauchbar ist.

Es steht außer Zweifel, daß die NAVAER-Statistik möglichst eingehend bearbeitet worden ist. Trotz aller Bemühungen liegen aber (wie auch die Herausgeber betonen) aus einigen Regionen keine oder nur wenige Windbeobachtungen vor. Dieser Ausfall beeinflußt natürlich die Zuverlässigkeit der Analysen jener Gebiete. Trotzdem habe ich versucht, die Divergenzen und Vertikalbewegungen nach den NAVAER-Analysen über einem Gebiet, in dem das Stationsnetz lückenhaft ist, zu bestimmen. Ein solches Gebiet ist z. B. der tropische Atlantische Ozean.

Da sich alle Berechnungen in dieser Arbeit auf langfristige Mittelwerte stützen, möchte ich daran erinnern, daß die mittlere Winddivergenz gleich der Divergenz des mittleren Windes ist nach der Formel

$$\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \nabla \cdot \mathbf{v} \, dt = \nabla \cdot \left(\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \mathbf{v} \, dt \right) \quad [1]$$

oder

$$\overline{\nabla \cdot \mathbf{v}} = \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} = -\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \quad [2]$$

In den Monaten Juni-Juli-August liegt die intertropische Konvergenzzone (ITC) in diesem Gebiet ziemlich weit im Norden. Daher ist die Sommerzeit für diesen Versuch gewählt.

Erhebliche Schwierigkeiten entstehen, da die NAVAER-Statistik nicht bis zum Boden reicht, auch nicht einmal in maritimen Räumen, wo die mittleren Windverhältnisse im Meeressniveau doch wohl bekannt sein dürften. Daher wurde die quantitative mittlere Bodenwinddivergenz aus anderen Quellen geschöpft. Dabei sind die Monatskarten für den Nordatlantischen Ozean (5) benutzt worden.

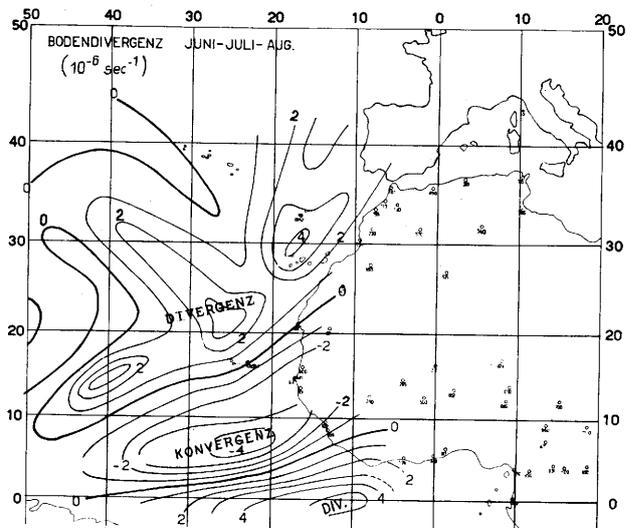


Abb. 1
Das Divergenzfeld am Boden im Nordsommer (Juni-August)

Abb. 1 stellt die Bodendivergenz dar. Die mittlere intertropische Konvergenzzone liegt hier schief gegen die Breitenkreise, was wiederholt dargestellt worden ist (z. B. 10). In Abb. 2 ist die berechnete mittlere Divergenz im 200-mb-Niveau gegeben. Wo in den bodennahen Schichten eine maximale Konvergenz auftritt,

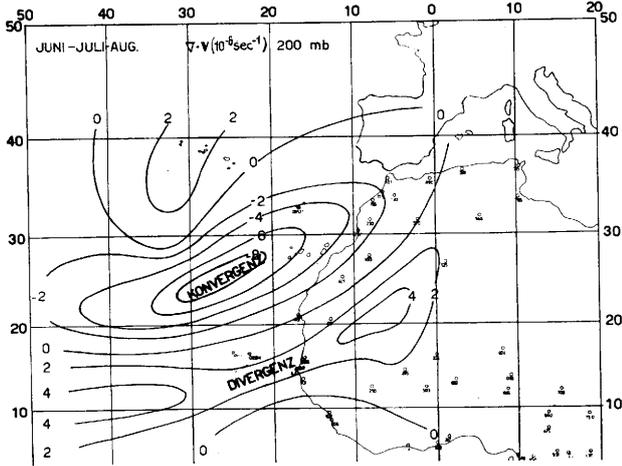


Abb. 2
Das Divergenzfeld im 200-mb-Niveau im Nordsommer

findet sich jetzt in der Hochtroposphäre eine Divergenzzone. Die obere Divergenzzone liegt jedoch etwas nördlicher als die maximale Konvergenzzone im Meeressniveau, aber entspricht etwas besser der Konvergenzzone zwischen 900 und 700 mb. Über dem subtropischen Hochdruckgebiet liegt in der Höhe dagegen eine Konvergenzzone. Um ein dreidimensionales Divergenzfeld während der Monate Juni-Juli-August zu bekommen, ist das Geschwindigkeitsdivergenzfeld für neun verschiedene isobare Flächen ermittelt worden (Boden, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 200 und 150 mb; hier nicht reproduziert). In der mittleren Troposphäre war das berechnete Divergenzfeld nicht so eindeutig wie unten und oben.

Abb. 3 gibt die Vertikalprofile der mittleren Divergenz, als zonale Mittel zwischen 20°W und 40°W berechnet. Die Profile der Breitengrade 10°N und 15°N zeigen, daß in der Nähe der ITC eine untere Konvergenz und eine obere Divergenz sowie nördlich in den Hochdruckgebieten eine untere Divergenz und eine obere Konvergenz besteht. Leider ist die Bedingung des Massengleichgewichtes in der Vertikalen nicht überall gut erfüllt.

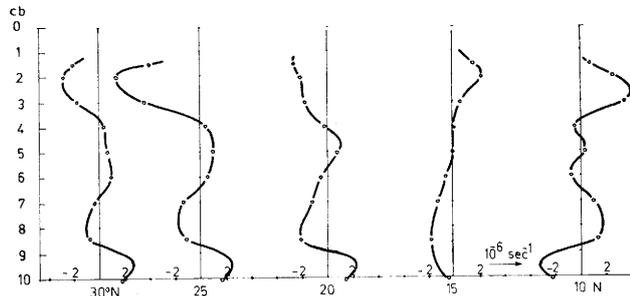


Abb. 3
Die Vertikalprofile der durchschnittlichen Divergenz. Zonale Mittel von 20°W bis 40°W

Die Vertikalgeschwindigkeit, die aus der vertikalen Divergenzverteilung berechnet wurde, ist in Abb. 4 dargestellt. Die größte aufwärts gerichtete Vertikalgeschwindigkeit erscheint in der unteren Troposphäre im Gebiet der ITC und die größte negative Vertikalgeschwindigkeit im Hochdruckgebiet. Das Gebiet der maximalen positiven Vertikalbewegung ist jedoch deutlich nach oben nordwärts verschoben, wie Abb. 4 zeigt.

Eine Auffassung von der Zuverlässigkeit der berechneten Divergenzverteilung kann durch Vergleich mit der mittleren Niederschlagsverteilung im fraglichen Gebiet erhalten werden (Schraffierte Gebiete in Abb. 6 nach (8, 9)). Für die mittlere Divergenz zwischen Niederschlagsintensität \bar{P} und Verdunstung \bar{E} kann be-

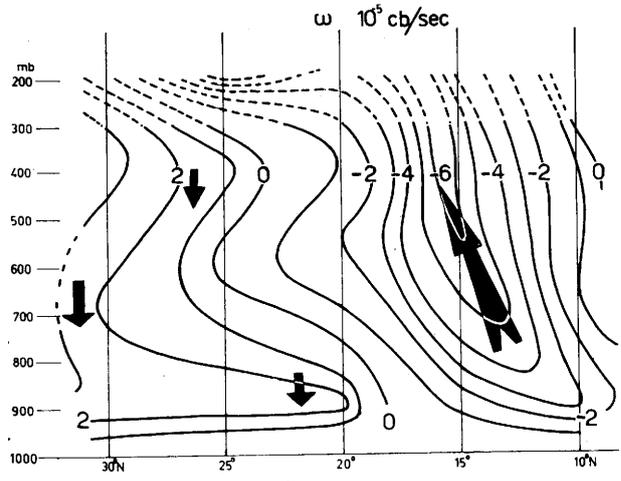


Abb. 4
Die Verteilung der mittleren Vertikalgeschwindigkeit zwischen Boden und 200 mb

kanntlich die folgende Formel benutzt werden (2, 7).

$$\bar{P} - \bar{E} = -\frac{1}{g} \int_0^{P_0} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} dp - \frac{1}{g} \int_0^{P_0} \nabla \cdot (\bar{q} \bar{v}) dp. \quad [3]$$

Hier bedeutet g die Schwerebeschleunigung und q ist die spezifische Feuchtigkeit der Luft. Für längere Zeitperioden kann das erste Glied rechts vernachlässigt werden. Da die Divergenz des Feuchtigkeitsflusses nicht ermittelt ist, wurde das letzte Glied durch

$$\int_0^{P_0} \nabla \cdot (\bar{q} \bar{v}) dp \approx \int_0^{P_0} \bar{q} \nabla \cdot \bar{v} dp \quad [4]$$

approximiert. Hier bedeuten \bar{q} und $\nabla \cdot \bar{v}$ die mittleren Werte der spezifischen Feuchte und Divergenz in den betreffenden Gebieten.

Abb. 5

Die Differenz (mittl.) Niederschlag (P) minus (mittl.) Verdunstung (E)

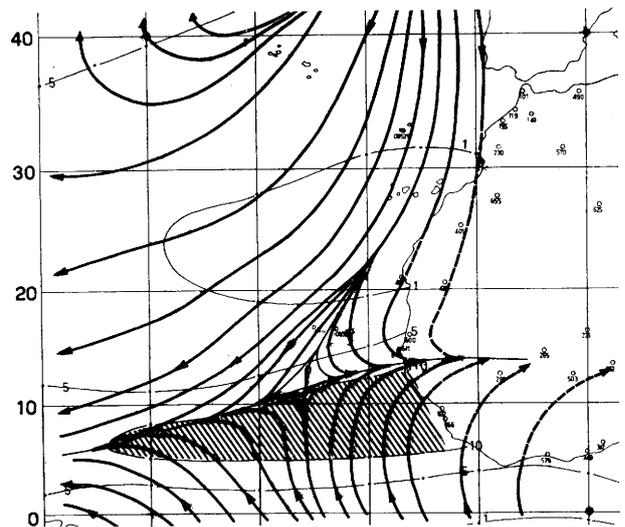
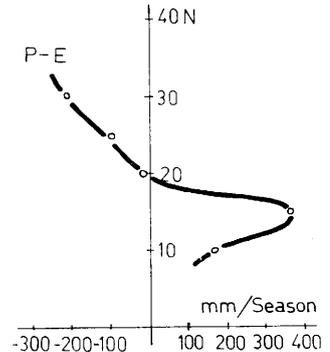


Abb. 6
Stromlinienfeld am Boden und Häufigkeit der andauernden Regen im Nordsommer

Die Lage der Regenzone mag nach Abb. 5 etwas zu weit nördlich sein, wenn man sie mit der Lage in Abb. 6 vergleicht. Vielleicht liegt das daran, daß in den benutzten Feuchtigkeitsanalysen (6) kein offensichtlicher Unterschied zwischen der ziemlich trockenen Luft nördlich der ITC und den feuchteren Luftschichten südlich der ITC zu erkennen ist.

Die NAVAER-Statistik beruht auf direkten Höhenwindmessungen. Unser Versuch mit den NAVAER-Analysen hat ein ziemlich gutes lokales Zirkulations-schema gegeben für ein Gebiet, wo das Stationsnetz sehr lückenhaft ist. Für Regionen, in denen das Stationsnetz ausreichend ist, sind aber sicher noch bessere Ergebnisse zu erzielen. Dennoch ist die NAVAER-Statistik ein wertvolles Quellenmaterial für die dynamische Klimatologie.

Literatur

- (1) Kuhlbrodt, E.: Die Luftströmungen über dem tropischen und südlichen Atlantik. *Wiss. Erg. Atlant. Exped. „Meteor“ 1925—1927*, Bd. 16, 1. T. (1960).
- (2) Palmén, E. and Vuorela, L. A.: On the mean meridional circulation in the northern hemisphere during the winter season. *Qart. J. Roy. Meteor. Soc.* 89 (1963) S. 131—138.
- (3) Crutcher, H. L.: Upper wind statistics charts of the northern hemisphere. Vol. I and II. NAVAER 50-1 C-535. Washington, D. C. 1959.
- (4) Crutcher, H. L.: Meridional cross-sections. Upper winds over the northern hemisphere. *Techn. Pap. U. S. Weather Bur.* No. 41 (1961).
- (5) Deutsche Seewarte: Monatskarten für den Nordatlantischen Ozean. Neubearbeitung 1939.
- (6) Bannon, J. K. and Steele, L. P.: Average water-vapour content of the air. *Geophys. Mem., London*, 102 (1960).
- (7) Palmén, E. and Holopainen, E. O.: Divergence, vertical velocity and conversion between potential and kinetic energy in an extratropical disturbance. *Geophysica, Helsinki*, 8 (1962) S. 89—113.
- (8) McDonald, W. F.: Atlas of climatic charts of the oceans. U. S. Weather Bur. 1938.
- (9) Flohn, H.: Studien zur Dynamik der äquatorialen Atmosphäre. *Beitr. Phys. Atm.* 30 (1957) S. 18—46.
- (10) Markgraf, H.: Die vorherrschenden Winde auf dem Atlantischen Ozean im Januar und Juli nach Beobachtungen deutscher Schiffe aus dem Zeitraum 1925—1939. *Einzelveröff. Dt. Wetterd. Seewetteramt* Nr. 7 (1955).

1.5. Heizflächen und Zirkulationssysteme

von

Heinrich Faust

(mit 1 Abbildung im Text)

Zusammenfassung

Eine Heizfläche wird definiert als eine strahlenabsorbierende Schicht, in der die Richtung des meridionalen Temperaturgradienten durch die Strahlenabsorption festgelegt wird. Von kleinräumigen Heizflächen und den damit verbundenen kleinräumigen (thermisch-direkten) Zirkulationen (ohne Corioliswirkung) wird hier nicht gesprochen, sondern von den unterhalb der Mesopause auftretenden Heizflächen planetarischen Ausmaßes: dem Erdboden und der Obergrenze der Ozonschicht (Stratopause). Mit diesen beiden Heizflächen sind in den außertropischen Breiten zwei thermisch-indirekte Zirkulationssysteme verbunden: Boden bis 20 km und 20 bis über 80 km. Jedes der beiden Systeme enthält eine Starkwindsschicht, in der sich die Vertikalbewegung umkehrt (Nullschicht 1. Art, N_1); sie liegen im Mittel in 10 bzw. 55 km Höhe. Die 20-km-Trennschicht ist im Winter eine Nullschicht 2. Art, N_2 , verbunden mit einem Windminimum; im Sommer ist sie eine uneigentliche Nullschicht N_3 (Umkehr der mittleren Zonalwindrichtung). Oberhalb 20 km Höhe verlaufen die Zirkulationen in Winter und Sommer daher in entgegengesetztem Sinne.

Zur Herleitung der Zirkulationsschemen in Frühling und Herbst wurden die Windmessungen des nordamerikanischen Raketennetzes ausgewertet. Im Mittel zeigt sich im Frühling ein Absinken der winterlichen mesosphärischen Westwindnullschicht, darüber bildet sich bereits die sommerliche Ostwindnullschicht aus. Im September sinkt letztere ab, und darüber bildet sich die winterliche Westwindnullschicht aus. Auch bei den Zirkulationen während der Übergangszeiten zeigt sich ein deutlicher Zusammenhang mit dem meridionalen Temperaturgradienten in der Heizfläche Ozonobergrenze. Die 12 Monatsmittel der Zonalwindstärke in der mesosphärischen Nullschicht zeigen einen auffallend parallelen Gang mit dem Jahresgang des Meridionalgradienten der in der Ozonobergrenze einfallenden Strahlung. Der Meridionalgradient der Temperatur in der Ozonobergrenze — als kausales Bindeglied — weist naturgemäß denselben Jahresgang auf.

Die Befunde der Großwetterforschung sprechen dafür, daß auch das langwellige solare Ultraviolett, das in der Ozonobergrenze absorbiert wird, gewissen Schwankungen unterliegt und daß Intensitätsänderungen der Zirkulation im oberen System sich auch auf das untere System auswirken. Aufgabe weiterer Forschung muß es daher sein, durch Auswertung von Raketenmessungen — eine Ausdehnung des nordamerikanischen Raketennetzes auf andere Erdgebiete erscheint in diesem Zusammenhang als unbedingt erforderlich — etwaige aperiodische Zirkulationsschwankungen des oberen Systems zu erforschen und sie in Beziehung zu setzen zu etwaigen Schwankungen des solaren langwelligen UV einerseits und zu Intensitätsschwankungen des unteren Systems (0–20 km) andererseits. Um die Intensität des

langwelligen UV laufend messen zu können, bedarf es eines (OSO-artigen) Satelliten — eine Forderung, die der Verfasser bereits im Jahre 1956 erhoben hatte, als noch kein Sputnik am Himmel kreiste.

Die Abbildung, die wegen der Diskussionsbemerkung von Herrn Prof. Dr. Kertz beigegeben ist, stellt durch Pfeile in einer oder beiden Richtungen die anzunehmenden Beeinflussungen dar.

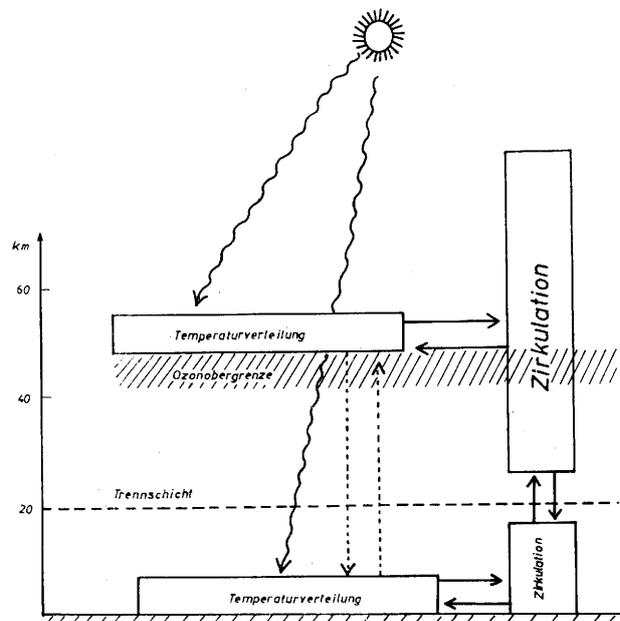


Abb. 1

Wahrscheinliche Beeinflussung zur Erklärung der Auswirkungen solarer Vorgänge auf die Zirkulation unterhalb 20 km. — Die Wellenlinien bedeuten die in den beiden Heizflächen (Erdboden und Ozonobergrenze) absorbierten Spektralbereiche der Sonnenstrahlung, die punktierten Pfeile die gesamte, wahrscheinlich geringe Wärmeübertragung zwischen „unten“ und „oben“, hauptsächlich durch Strahlung, die waagerechten Pfeile die gegenseitigen Beeinflussungen zwischen Temperaturverteilung und Zirkulation. Über eine mögliche Realität der durch die beiden senkrechten ausgezogenen Pfeile dargestellten Beeinflussungen berichtet der Vortrag von
W. Attmannspacher

Abstract

Two dynamic systems are distinguished: 0 to 20 km, and 20 to about 80 or 90 km. The earth's surface must be seen as energy supplying "heating level" for the circulation of the lower system, the upper boundary of the ozone layer in which the longwavy UV of the sun is absorbed, as heating level of the upper system. Each of both systems possesses a layer in which the kinetic energy of the system is being concentrated: the wind maximum layers in 10 and 55 km, which are null layers (reversal of the large scale vertical motions). A found parallelity (in the 12 monthly means) between the

meridional gradient of the incoming (UV-)radiation after the calculations of Milankovitch, the meridional temperature gradient in the upper boundary of the ozone layer, and the wind velocity in the mesospheric wind maximum layer is in accordance with these statements.

Besides an extension of the North American Rocket Network to other parts of the earth, it is necessary to have a satellite which measures continuously that part of the solar spectrum absorbed in the ozone upper boundary.

Die ausführliche Fassung des Vortrages ist erschienen in: Meteor. Rdsch. 16 (1963) S. 5—9.

Diskussionsbemerkung

W. Kertz: Auf dem letzten Bild (s. vorst. Abb.) waren zwei Pfeile eingezeichnet, die die Wechselwirkung zwischen dem oberen und dem unteren Stockwerk der

Atmosphäre symbolisieren sollten. Der Pfeil zwischen den Temperaturschichtungen war gestrichelt, um eine gewisse Unsicherheit anzudeuten. Derjenige zwischen den Zirkulationssystemen dagegen war dick ausgezogen. Was ist die physikalische Begründung hierzu? Aus ionosphärischen und erdmagnetischen Beobachtungen wissen wir, daß die Wechselwirkung zwischen den hohen und tiefen Stockwerken der Atmosphäre sehr schwach sein muß. Sie ist, wenn überhaupt, nur mit sorgfältigen statistischen Analysen nachzuweisen. Dies ist aus Energieabschätzungen auch sehr verständlich, weil die Dichte in der Höhe so gering ist. Deshalb machen Beobachtungen und theoretische Überlegungen die behauptete Wechselwirkung sehr unwahrscheinlich.

H. Faust: Die Antwort auf vorstehende Diskussionsbemerkung dürfte der nachfolgende Beitrag von Dr. Attmannspacher geben. (Dieser Beitrag war wegen Verhinderung des Autors auf der Tagung nicht vorgetragen worden.)

1.6. Zur Frage der Einwirkung der stratosphärischen Zirkulation auf das troposphärische Wettergeschehen

von

Walter Attmannspacher

(mit 5 Abbildungen im Text)

Zusammenfassung

Eine kurze Schilderung theoretisch möglicher direkter Beeinflussungen des mesosphärischen/stratosphärischen Zirkulationssystems läßt erkennen, daß diese Einflußarten, wie bereits von anderen Autoren festgestellt, praktisch bedeutungslos sind. Es wird für thermisch direkte und thermisch indirekte Zirkulationen eine Hypothese einer indirekten Beeinflussung eines oberen Zirkulationssystems auf das untere aufgrund der „Reibungskopplung“ gegeben, die keine Energieübertragung erfordert, also eine Art Steuerung darstellt.

Abstract

Theoretically possible direct connections between the mesospheric/upper stratospheric circulation system and the tropospheric/lower stratospheric circulation are shown as practically being insignificant.

A hypothesis of the indirect influence of the upper circulation on the lower one in case of thermically direct and indirect circulations is given, being based on a "drag-coupling" and on the Null layer effect. No energy transport is necessary for this connection, thus it might be called as some kind of steering.

1. Allgemeine Überlegungen

Alle physikalischen Vorgänge in der unsere Erde umschließenden Lufthülle erhalten letzten Endes ihre Energie von der Sonne. Als Energietransformator für unser troposphärisches Wettergeschehen dient dabei die Erdoberfläche, die einen Teil der solaren Wellenstrahlung in langwelligere Wärmestrahlung umwandelt. Die Neigung der Erdachse führt großräumig zu einer unterschiedlichen Erwärmung der Luftmassen, die eine dominierende Rolle im Wetterablauf spielt. Seit vielen Jahren ist bekannt, daß sich die physikalischen Prozesse bei der Entstehung von Niederschlag meist in den unteren 5 km (außer Niederschlägen aus Cb) der Atmosphäre abspielen; ebenso weiß man, daß normalerweise die troposphärischen Druckgebilde in etwa 20 km Höhe zu Ende gehen (Druckausgleichsniveau von Exner). In diesem Höhenbereich treten keine zusätzlichen großräumigen Absorptionsflächen mehr auf; es bleibt dabei jedoch die Frage offen, wieweit die zur Verfügung stehende Energie im Einzelfall für das Wettergeschehen freigemacht werden kann. Nach dem bisher Gesagten wäre man geneigt, alle Ursachen für den Ablauf des irdischen Wetters in diesem untersten 20-km-Bereich der Erdatmosphäre zu suchen. Aus der synoptischen Erfahrung ist jedoch bekannt, daß mitunter auftretende plötzliche Änderungen des Wetterablaufs kaum ihren Ursprung in diesem Bereich haben dürften. Noch augenscheinlicher wird diese Abweichung bei der Großwetterkunde. F. Baur (1) konnte sogar den statistischen Beweis für einen Zusammenhang zwischen solaren Vorgängen (die keine nennenswerte Änderung der „Solar-konstanten“ bewirken) und dem Großwettergeschehen

erbringen. Dabei dienten als Kennung für die Vorgänge auf der Sonne hauptsächlich die Sonnenfleckenzahlen, doch wies F. Baur in diesem Zusammenhang auch auf die Bedeutung der Sonnenfackeln hin. Andere Autoren (z. B. 2, 3, 4) konnten diesen Befund bestätigen und auch eine Korrelation zwischen Sonneneruptionen (die praktisch nur im Zusammenhang mit Sonnenflecken auftreten) und Temperaturänderungen in der Stratosphäre aufzeigen.

Die Ergebnisse der meteorologischen Forschungsraketen lassen eindeutig erkennen, daß es nur in den untersten 80—100 km der Atmosphäre sinnvoll ist, von einer großräumigen, über mehrere Tage anhaltenden Luftströmung zu sprechen. Darüber ist der Anteil der Gezeiten und des täglichen Ganges sowie der Einfluß des erdmagnetischen Feldes bereits so groß, daß eine derartige großräumige Strömung nicht mehr entstehen kann. Wenn man weiter die starke Dichteabnahme mit der Höhe berücksichtigt, ist es völlig ausreichend, sich bei der Betrachtung eines möglichen Einflusses solarer Prozesse auf das troposphärische Wetter auf die Vorgänge in den untersten 100 km der Atmosphäre zu beschränken. Aus der Sonnenphysik ist bekannt, daß solare Strahlenausbrüche z. T. elektromagnetische Wellenstrahlung, z. T. Korpuskularstrahlung darstellen. Energetisch ist in dem fraglichen Bereich für unser Problem nur erstere von Bedeutung, so daß es sinnvoll ist, lediglich den möglichen Einfluß solarer Wellenstrahlung zu betrachten.

Es wurde bereits eingangs erwähnt, daß die Erdoberfläche als Heizfläche für die unteren 20 km der Atmosphäre fungiert. Wie bereits früher aufgezeigt wurde (5), stellt die Obergrenze der Ozonschicht in etwa 45 km Höhe die nächste großräumige Heizfläche in der Atmosphäre dar. In ihr wird das solare langwellige UV (etwa 2000—3000Å) absorbiert. Das Maximum der Ozonschicht liegt in rund 23 km Höhe (6). Es erscheint deshalb zuerst etwas überraschend, daß nicht in dieser Höhe die stärkste Absorption des langwelligen UVs auftritt. Ozon absorbiert in diesem Wellenband jedoch so stark, daß bereits im obersten Schichtbereich dieser Anteil der solaren Strahlung praktisch verschluckt wird. Die in dieser oberen Heizfläche absorbierte Sonnenstrahlung liefert nun die Energie für die Zirkulation in der oberen Stratosphäre und Mesosphäre. D. h. Strahlungsausbrüche auf der Sonne können sich zunächst nur in diesem oberen Zirkulationssystem auswirken.

2. Theoretisch mögliche Einflüsse der oberen stratosphärischen/mesosphärischen Zirkulation auf das troposphärische Wettergeschehen

a) direkter Einfluß

Bei den nachfolgenden Überlegungen wird vorausgesetzt, daß durch zusätzliche Strahlung von der Sonne

eine Erhöhung der Temperaturgegensätze und schließlich der Druckgegensätze im Bereich der oberen Zirkulation für eine endliche Zeitspanne erfolgt. Auf welche solaren Ursachen diese zusätzliche Strahlung zurückzuführen ist, kann hierbei offen bleiben.

Der in der Obergrenze der Ozonschicht absorbierte Teil solarer Strahlung ist wesentlich geringer als die an der Erdoberfläche umgesetzte Strahlung. Daß nun das energieschwache System durch direkte Energieübertragung nennenswerten Einfluß auf das wesentlich stärkere System ausüben soll, ist bereits aus diesem Grund wenig wahrscheinlich.

An der Obergrenze der Ozonschicht beträgt die Luftdichte wenige Gramm pro cbm, der Druck knapp ein Millibar. Beide meteorologischen Parameter erreichen in dieser Höhe nur etwa ein Fünfhundertstel bzw. ein Tausendstel ihrer Werte an der Erdoberfläche. Dieser Vergleich läßt ebenfalls erkennen, daß ein direkter statischer oder dynamischer Einfluß praktisch nicht zur Auswirkung kommen kann. Die aus der statischen Grundgleichung und der allgemeinen Gasgleichung gewonnene Relation zwischen der relativen Bodendruckänderung einerseits und der relativen Druckänderung in der Höhe z , sowie der Änderung der Mitteltemperatur des betrachteten atmosphärischen Bereichs andererseits steht mit der hier getroffenen Aussage nur in einem scheinbaren Widerspruch, da, wie bereits R. Mügge (7) feststellte, diese Relation keine Aussage über die Art und Weise der Änderung der drei Größen zwischen zwei verschiedenen Zeitpunkten ermöglicht. Aus den in der Mesosphäre bzw. oberen Stratosphäre erfolgenden Temperatur- bzw. Druckänderungen kann mit Hilfe dieser Beziehung also nicht auf das Verhalten des Bodendruckfeldes geschlossen werden.

Diese Überlegungen machen es durchaus verständlich, daß es nicht möglich war, wie von Seiten der Amerikaner beim Internationalen Symposium über die Hochstratosphäre in Berlin (1962) erklärt wurde, einen direkten Einfluß zu finden. (Siehe auch Diskussionsbeitrag von Prof. Kertz).

b) Indirekter Einfluß: die Reibungskoppelung

Da ein direkter Einfluß theoretisch sehr unwahrscheinlich ist und praktisch noch nie gefunden werden konnte, soll nachstehend versucht werden, eine Hypothese eines möglichen indirekten Einflusses zu entwickeln. Ganz allgemein müssen dabei grundsätzlich unterschiedliche Zirkulationsmöglichkeiten, die thermisch direkte und die thermisch indirekte Zirkulation, betrachtet werden.

b 1) thermisch direkte Zirkulation

Wir wollen zuerst das einfachste, in sich geschlossene thermisch direkte System annehmen, das seine Heizfläche auf der Erdoberfläche besitzt. (Abb. 1 untere Hälfte.) Darüber befindet sich eine weitere, in sich

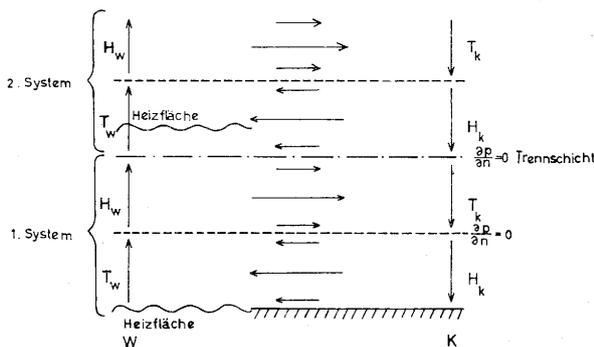


Abb. 1
Einfachste konkurrente Kombination thermisch direkter Zirkulationen

geschlossene direkte Zirkulation, deren Heizfläche sich darüber in der freien Atmosphäre befindet. Die Corioliskraft ist dabei so klein, daß sie vernachlässigt werden kann. Die Richtung des Windes ist in diesen Systemen im wesentlichen in Richtung des meteorologischen Druckgradienten gerichtet. In Analogie zu der bereits in (8) benutzten Ausdrucksweise sei diese Kombination konkurrent genannt. (Zwei übereinander liegende Zirkulationssysteme, von denen jedes eine eigene Heizfläche besitzt, werden als zueinander konkurrent bezeichnet, wenn die vertikale Folge der dynamisch markanten Schichten des zusammengesetzten Systems derjenigen eines Einzelsystems entspricht.)

Beide Systeme befinden sich zunächst in einem Gleichgewichtszustand. Aus irgendeinem Grund soll nun das 2. (obere) System verstärkt werden; d. h. der Wind oberhalb der Trennschicht läuft schneller. Dadurch wird der zum unteren System gehörige entgegengesetzt gerichtete Wind stärker abgebremst. Es fließt schließlich weniger Masse in dieser Höhe vom Hoch zum Tief. Im unteren, entgegengesetzt gerichteten Ast der Zirkulation wird sich im ersten Moment wenig ändern, es wird aber jetzt mehr Masse zum Tief und dort nach oben geschafft als im darüberliegenden Hoch abtransportiert werden kann. Beide Effekte führen zu einer Abschwächung des Druckgradienten zwischen den untersten Druckgebilden und damit zu einer Abschwächung der gesamten Zirkulation.

In Abb. 2 ist die Heizfläche des oberen Systems zu jener des unteren horizontal versetzt. Die vertikale Anordnung dieser Systemkombination ist mit einer

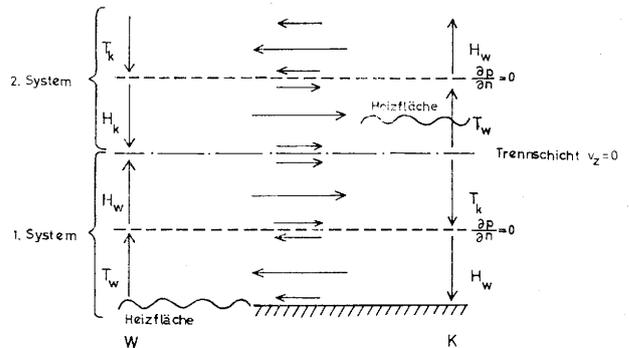


Abb. 2
Einfachste kontrakurrente Kombination thermisch direkter Zirkulationen

Heizfläche allein nicht realisierbar, d. h. wir haben es nach (8) mit einer kontrakurrenten Kombination zu tun. (Zwei übereinander liegende Zirkulationssysteme, von denen jedes eine eigene Heizfläche besitzt, werden als zueinander kontrakurrent bezeichnet, wenn die vertikale Folge der dynamisch markanten Schichten des zusammengesetzten Systems nicht derjenigen eines Einzelsystems entspricht. Die so entstehende Trennschicht kann nur durch das Zusammenwirken zweier Systeme entstehen.) In der so entstehenden Trennschicht kehrt jetzt die thermisch direkte Vertikalbewegung um. Über das Verhalten des Horizontalwindes in dieser Schicht kann zunächst noch nichts ausgesagt werden; aus einem Vergleich mit ähnlichen Schichten bei thermisch indirekter Zirkulation erscheint es plausibel, daß es sich im vorliegenden Fall um ein Extrem des Horizontalwindes handelt. Da sowohl der obere Ast des unteren als auch der untere Ast des oberen Systems für sich ein Windmaximum aufweist, dürfte die Trennschicht wohl mit einem Minimum des Horizontalwindes verbunden sein.

Eine Verstärkung des oberen Systems führt über den oben beschriebenen Vorgang, der nachfolgend kurz

„Reibungskopplung“ genannt sei, zu einer Windzunahme im oberen Ast des unteren Systems und in Analogie zu den Überlegungen bei Abb. 1 schließlich zu einer Verstärkung der unteren Zirkulation.

Rein theoretisch ergibt sich somit bei der einfachsten Kombination zweier konkurrierender (kontrakurrenter) thermisch direkter Zirkulationen bei Verstärkung des oberen Systems eine Abschwächung (Verstärkung) des unteren Systems.

In der Erdatmosphäre dominiert die thermisch direkte Zirkulation im Äquator- und Tropenbereich. In größeren Höhen sind über diesen Gebieten die Zirkulationsverhältnisse bis heute nicht bekannt, so daß bereits aus diesem Grunde nicht entschieden werden kann, ob die für obige Hypothese gemachten Voraussetzungen (einfache konkurrente bzw. kontrakurrente Kombination) erfüllt sind. Eine praktische Überprüfung dieser Überlegungen ist deshalb z. Z. nicht möglich.

b 2) thermisch indirekte Zirkulation

Wir wollen jetzt das einfachste, in sich geschlossene thermisch indirekte System betrachten, dessen Heizfläche auf der Erdoberfläche liegt. Im Gegensatz zu den Ausführungen im Abschnitt b1) kann die Corioliskraft hier nicht mehr vernachlässigt werden. Sie bewirkt, daß der Wind fast parallel zu den Isobaren weht. Die geschlossene Zirkulation ergibt sich aus den Vertikalbewegungen und aus den nichtgradientischen Windkomponenten. Die untere Hälfte der Abb. 3 repräsentiert

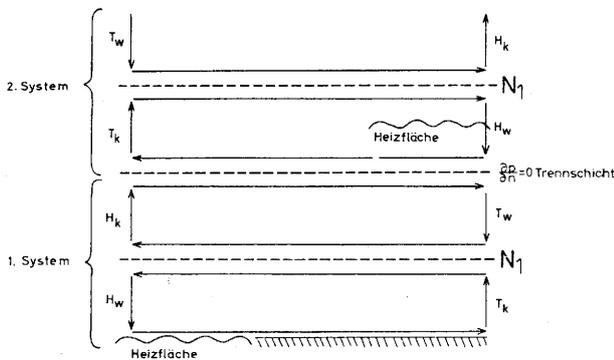


Abb. 3
Einfachste konkurrente Kombination thermisch indirekter Zirkulationen

tiert eine derartige thermisch indirekte Zirkulation. Dargestellt für die Nordhalbkugel der Erde, bläst der Wind dabei aus der Zeichenebene. Bei dieser Zirkulationsart wird der nichtgradientische Massenfluß in Bodennähe vom Hoch zum Tief durch den nichtgradientischen Massenfluß vom Tief zum Hoch in der Nullschicht (Windmaximum verbunden mit Umkehr der Vertikalbewegung) kompensiert. Bei dieser Zirkulation ist eine kontinuierliche Energiezufuhr notwendig.

Ein zweites thermisch indirektes System, mit einer in der freien Atmosphäre befindlichen Heizfläche, ist darüber so angeordnet, daß sich insgesamt die einfachste konkurrente Kombination (siehe oben) ergibt. Als Trennschicht fungiert dabei eine Schicht mit Umkehr des senkrecht zur Strömung stehenden horizontalen Druckgradienten.

Beide Systeme befinden sich zunächst in einem Gleichgewichtszustand. Durch irgendeine Energiezufuhr soll nun das obere (2.) System verstärkt werden. Der Wind oberhalb der Trennschicht beginnt damit schneller zu laufen. Dadurch wird der zum unteren System gehörige Wind durch Turbulenzreibung stärker abgebremst (Reibungskopplung). Da im unteren System der Druckgradient zunächst unverändert bleibt, wird der Wind hier stärker untergradientisch (E. Freitag und H.

F a u s t (9) haben empirisch gezeigt, daß sehr schwache Winde stärker untergradientisch sind als schwache), was eine Verstärkung des nichtgradientischen Massenflusses vom Hoch zum Tief zur Folge hat. Dies führt zu einer Abschwächung des horizontalen Druckgradienten. Diese Abschwächung greift weiter nach unten durch und bewirkt schließlich eine Abschwächung der Druckgegensätze im Nullschichtbereich. Dadurch kommt es zu einer Verminderung des Auspumpvorganges aus dem Tief, denn der nichtgradientische Massenfluß in der Nullschicht ist, wie H. F a u s t (10) fand, direkt proportional zur dort herrschenden Windgeschwindigkeit. Insgesamt resultiert also eine Abschwächung des unteren Systems.

Die einfachste kontrakurrente Kombination zweier thermisch indirekter Zirkulationen ist in Abb. 4 dargestellt. Die Trennschicht wird dabei durch eine Null-

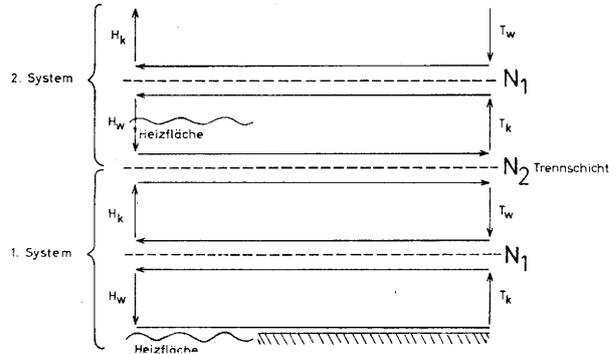


Abb. 4
Einfachste kontrakurrente Kombination thermisch indirekter Zirkulationen

schicht 2. Art (Minimum des Horizontalwindes verbunden mit einer Umkehr der Vertikalbewegung, siehe (11)) repräsentiert. Wie in (8) dargelegt wurde, kann eine derartige Schicht nur durch das Zusammenwirken zweier Zirkulationssysteme aufrecht erhalten werden.

Durch zusätzliche Energiezufuhr soll das obere System verstärkt werden. Durch die Reibungskopplung wird der Wind des oberen Astes des unteren Systems ebenfalls verstärkt, ohne daß zunächst der Druckgradient sich dabei ändert. Der verstärkte Wind ist weniger untergradientisch, d. h. der Massenfluß vom Hoch zum Tief wird abgeschwächt. Dadurch erfolgt ein Massenstau im oberen Bereich des Hochs der unteren Zirkulation. Diese Verschärfung der Druckgegensätze greift weiter nach unten durch und verursacht eine Verstärkung des Windes in der Nullschicht 1. Art und damit eine Verstärkung des Auspumpvorganges und schließlich kommt es zu einer Verschärfung der Druckgegensätze überhaupt.

Rein theoretisch ergibt sich somit bei einfachster Kombination zweier thermisch indirekter Zirkulationen bei Verstärkung des oberen Systems im Fall der Konkurrenz (Kontrakurrenz) eine Abschwächung (Verstärkung) des unteren Systems.

Wie seit langer Zeit bekannt (siehe z. B. (12)) stellt die außertropische Westwinddrift eine thermisch indirekte Zirkulation dar. Die in diesem Abschnitt zugrundeliegende Anordnung der Druckgebilde entspricht dem von H. F a u s t und W. A t t m a n n s p a c h e r (13) angegebenen mittleren Zirkulationsschema (Abb. 5). Im Sommer (konkurrente Kombination) ergibt sich daraus bei Verstärkung der stratosphärischen/mesosphärischen Ostwinde eine Abschwächung der troposphärischen Westwinddrift. Im Winter (kontrakurrente Kombination) resultiert aus einer Verstärkung der strato-/mesosphärischen Westwinde eine Verstärkung der troposphärischen Westwinddrift.

Aus dem oben Gesagten ergibt sich bereits, daß die Auswirkungen der Verstärkung der oberen Zirkulation

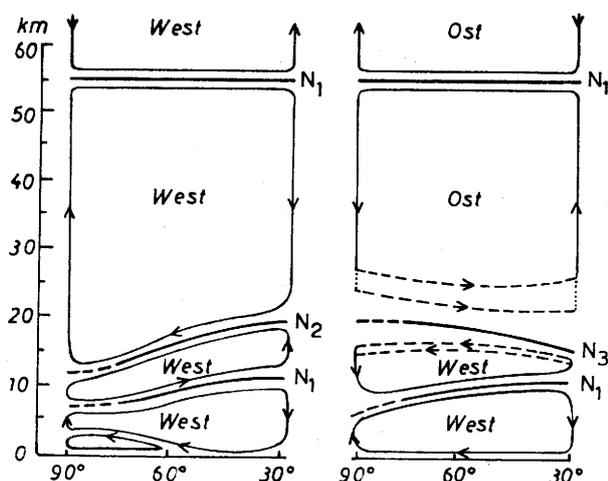


Abb. 5
Schema der mittleren außertropischen Zirkulation nach
H. Faust und W. Attmannspacher

von der Großwetterlage des troposphärischen Wettergeschehens abhängen. Verstärkte stratosphärische Westzirkulation im Winter bewirkt z. B. eine Abschwächung einer troposphärischen Ostlage. Diese Abhängigkeit von der Großwetterlage konnte statistisch bereits von F. Baur (14,15,16) festgestellt werden. Prinzipiell ist es aufgrund der hier geschilderten „Reibungskopplung“ auch möglich, daß kurzzeitige Störungen des oberen Systems sich verhältnismäßig rasch auf das untere System auswirken.

Grundsätzlich gelten die bei der Reibungskopplung angestellten Überlegungen auch bei einer Beeinflussung des oberen Systems durch das untere. Die große räumliche und zeitliche Beständigkeit (abgesehen von der Umstellung nach dem Frühlingsäquinoktium bzw. vor dem Herbstäquinoktium (17)) der oberen Zirkulation im Gegensatz zum troposphärischen Wettergeschehen bewirkt allein schon, daß der integrierte, unterschiedliche Einfluß von unten nach oben insgesamt nur gering sein wird. Von praktischer Bedeutung ist natürlich in erster Linie der Einfluß von oben nach unten.

In den letzten Jahren hat sich in der Meteorologie die Ansicht durchgesetzt, daß eine Westwinddrift ohne Störungen nicht aufrechterhalten werden kann. Es ist nun denkbar, daß bei stark zunehmender Westdrift auch die Störungen intensitätsmäßig und räumlich stark anwachsen, was einen stetigen Übergang von der leicht gewellten Westströmung bis zur ausgeprägten Meridionalzirkulation zur Folge haben könnte. Zu einem ähnlichen Resultat gelangt Y. Mintz (18) aufgrund theoretischer Überlegungen, die erkennen lassen, daß die Verstärkung der Zonalzirkulation nur bis zu einem bestimmten Grenzwert möglich ist und dann die Westdrift in eine meridional ausgerichtete Strömung umkippt.

Die aufgezeigte indirekte Beeinflussung eines höher gelegenen Zirkulationssystems auf ein darunterliegendes aufgrund der Reibungskopplung stellt eine Art Steuerung dar. Da bei diesem Vorgang keine Energieübertragung stattfindet, muß die für die Änderung des unteren Systems und für die Aufrechterhaltung des neuen Gleichgewichtszustandes notwendige Energie dem System selbst entnommen werden. Wie weit diese Hypothese in der Natur anwendbar ist, müssen weitere Untersuchungen zeigen. Hierzu gehören auch empirische Untersuchungen über die Existenz eines Grenzwertes der zonalen Zirkulation auf der Erde.

Die genannte energetische Forderung dürfte in den unteren, hier ausschlaggebenden Kilometerstufen der Erdatmosphäre erfüllt sein, da mehr potentielle Energie in Form der Luftmassengegensätze zur Verfügung steht,

als im Wettergeschehen verbraucht wird. Es ist auch denkbar, daß durch eine Änderung des zeitlichen Verlaufs eines Einzelwettergeschehens diese Energie gewonnen wird. Eine eingehende Überprüfung der hier gebrachten Hypothese ist jedoch erst möglich, wenn die meteorologischen Vorgänge in der oberen Stratosphäre und Mesosphäre genau bekannt sind. Dazu sind ein erdumspannendes meteorologisches Raketennetz und Satelliten notwendig, die das langwellige UV der Sonne, das in der Heizfläche des oberen Systems (Obergrenze der Ozonschicht) absorbiert wird, messen.

Literatur

- (1) Baur, F.: Physikalisch-statistische Regeln als Grundlagen für Wetter- und Witterungsvorhersagen. Bd. 1, Frankfurt a. M. 1956.
- (2) Attmannspacher, W.: Chromosphärische Eruptionen und Temperaturen in Höhe der 15-mb-, 41-mb- und 96-mb-Fläche. Meteor. Rdsch. 8 (1955) S. 12-16.
- (3) Trenkle, H.: Die zonale Windkomponente im atlantisch-europäischen Sektor in Abhängigkeit von kurzperiodischen Schwankungen der Sonnentätigkeit. Meteor. Rdsch. 10 (1957) S. 35-38.
- (4) Scherhag, R.: Über die Luftdruck-, Temperatur- und Windschwankungen in der Stratosphäre. Abh. Akad. Wiss. u. Lit. Mainz, math.-naturwiss. Kl. Jg. 1959 S. 1435-1529.
- (5) Attmannspacher, W.: Über die Existenz einer hochstratosphärischen Nullschicht 1. Art. Meteor. Rdsch. 13 (1960) S. 38-45.
- (6) Paetzold, H.: Ozon in der Erdatmosphäre. In: Handbuch der Physik, Bd. 48. Berlin 1957, S. 370-426.
- (7) Mügge, R.: Das Wetter. In: Hann-Süring Lehrbuch der Meteorologie, Bd. 2. Leipzig 1951, S. 714.
- (8) Faust, H. u. Attmannspacher, W.: Attempt to establish an atmospheric model of the nontropical latitudes on the basis of simple suppositions. Final Rep. (3rd year of the Proj.) Contr. No. DA-91-591-EUC-1668-OI-7330-61 (1962).
- (9) Freitag, E. u. Faust, H.: Untergradientische Winde in der winterlichen Nullschicht 2. Art. Meteor. Rdsch. 15 (1962) S. 4-7.
- (10) Faust, H.: Übergradientische Winde in der Nullschicht und das Problem der Strahlströme. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. A 8 (1955) S. 45-71.
- (11) Attmannspacher, W.: Extreme der horizontalen Windgeschwindigkeit und Vertikalwind. Meteor. Rdsch. 12 (1959) S. 112-117.
- (12) Chromow, S. P.: Einführung in die synoptische Wetteranalyse. Wien 1940.
- (13) Faust, H. u. Attmannspacher, W.: Die allgemeine Zirkulation der außertropischen Breiten bis 60 km Höhe auf der Basis der Nullschichtkonzeption. Meteor. Rdsch. 14 (1961) S. 6-10.
- (14) Baur, F.: Die Sommerniederschläge Mitteleuropas in den letzten 1½ Jahrhunderten und ihre Beziehungen zum Sonnenfleckenzyklus. Leipzig 1959.
- (15) Baur, F.: Ein dritter Häufigkeitsgipfel trockener Sommer Mitteleuropas innerhalb des Sonnenfleckenzyklus. Wetterkt. Dt. Wetterd. Berlin 1959 Beil. Nr. 177 u. 178.
- (16) Baur, F.: Wie wird das Wetter in diesem Sommer? Nationalzeitung Basel, 16. Mai 1959.
- (17) Attmannspacher, W.: Zur Umstellung der großräumigen Zirkulation in der Stratosphäre. Geofis. pura e appl. 49 (1961) S. 178-190.
- (18) Mintz, Y.: The general circulation of planetary atmospheres. National Academy of Sciences — National Research Council Washington, D. C. Publication 944 (1961) S. 107-146.

1.7. Zur großräumigen Häufigkeitsverteilung des Höhenwindes

von

Walter Fett

Zusammenfassung

Es wird versucht, das mittlere winterliche Höhenwindfeld von Europa und seinen angrenzenden Gebieten in die hauptsächlich beteiligten Strömungsglieder aufzuteilen. Namentlich wird geprüft, ob eine Häufigkeitszerlegung der polaren Windvektorverteilungen nach Normalverteilungen zu meteorologisch ausdeutbaren Maßzahlfeldern führen kann.

Ausgangsmaterial sind von 40 Stationen die Windmeßwerte in den Hauptdruckflächen von Januar, Februar und März 1955/58. Die aus diesen überprüften und notfalls korrigierten oder ergänzten Werten abgeleiteten Richtungsverteilungen werden — soweit möglich — nach einem von Essenwanger angegebenen Verfahren in Gaußsche Normalverteilungen zerlegt, wobei sich meist eine Zerlegung in vier — etwa den Haupthimmelsrichtungen zugeordnete — Kollektive ergibt. Das markanteste Kollektiv ist dasjenige, in dem westliche Winde vorherrschen. Das Kollektiv mit Schwerpunkt in östlicher Richtung verschwindet mit der Höhe am ehesten.

Der Versuch, die sich entsprechenden Kollektive in einer horizontalen Feldverteilung stetig zusammenzusetzen, gelingt mit dem meist größten Kollektiv, also dem etwa um Westen streuenden, am zwanglosesten. Es charakterisiert in seiner großräumigen Verteilung den zonalen Strömungstyp. Die Scheitelrichtung dieses Grundtyps der Strömung ist im wesentlichen zonal gerichtet. Die hervortretende Abweichung von der Zonalität ist ein flacher Rücken, dessen Kammlinie etwa parallel zur Westküste des europäischen Kontinents verläuft. — Es werden auch Beispiele der anderen Strömungstypen gezeigt.

Auf die Verteilung des Anteils und der statistischen Maßzahlen einzelner der bei der Zerlegung gewonnenen Kollektive wird im Meridionalschnitt um 120°E näher eingegangen. Dabei erweist sich der Scheitelwert einer Verteilung als eine Größe, die räumlich sehr stetig verteilt ist und Felder besonders einfacher Konfiguration liefert.

Die für den Vertikalschnitt herangezogenen Winde werden auch auf ihre Geschwindigkeit hin betrachtet, deren Werte anteilmäßig auf die einzelnen Richtungskollektive verteilt werden. Für die Verteilung der Geschwindigkeitswerte wird eine quadratisch anwachsende Klasseneinteilung verwendet, da sie am ehesten zu Gaußschen Normalverteilungen führt.

Das um die Ostrichtung gruppierte Kollektiv hat sein Geschwindigkeitsmaximum in etwa 50° Breite und 300 mb. Dort hat auch das um die Westrichtung gruppierte Kollektiv ein sekundäres Maximum, während das primäre Maximum im Bereich des subtropischen Strahlstromes liegt.

Die nähere Untersuchung der Geschwindigkeitsverteilung im Westkollektiv erbringt, daß sie sich meist aus zwei Normalverteilungen zusammensetzt, die je

nach Breite und Höhe verschieden beteiligt sind. Die Verteilung der beiden Kollektivmittelwerte im Meridionalschnitt ist sehr ähnlich und einfach. Von einem stärkeren Ansteigen mit der Höhe innerhalb der Troposphäre und einem leichten Ansteigen mit der Breite in der Nähe des subtropischen Jets abgesehen, sind beide Mittelwerte über Höhe und Breite relativ konstant. Sie entsprechen den Geschwindigkeitswerten von knapp 40 und 80 Knoten; auch die Streuwerte variieren kaum (37 ± 14 kn, 80 ± 27 kn). Die eigentliche Verschiedenheit all der Geschwindigkeitsverteilungen wird durch die Variation des Vorkommens des Kollektivs mit dem höheren Mittelwert hervorgerufen. Die Verteilung der Auftretshäufigkeit hat ein Maximum von rund 65% in 200 mb bei reichlich 30° Breite und ein zweites Maximum von rund 50% in knapp 300 mb bei etwa 50° Breite.

Die durch diese formale Häufigkeitsanalyse nahegelegte meteorologische Interpretation ist in diesem Falle folgende: Das etwa um die Westrichtung gruppierte Windkollektiv stellt — als Haupttyp — einen relativ einheitlich formierten Strömungstyp dar, der im wesentlichen zonal orientiert ist, wobei Abweichungen von der Zonalität eventuell typisch geographisch bedingt sind. Die Strömung strebt — normal streuend — eine Grundstufe der mit 0,5 potenzierten Geschwindigkeit oder eine um die Hälfte höhere Stufe an. Letztere wird mit der Strahlstromsituation identifiziert. Dabei unterscheiden sich subtropischer und polarer Strahlstrom nur in der Lage und dem Umfange des Auftretens. Die Vielfalt der bekannten Einzelsituationen wird lediglich durch das zeitlich-räumlich verschieden häufige Ansteuern zweier einfacher, ähnlicher Typen hervorgerufen, die der dynamischen Meteorologie als eventuell quasistabile Zirkulationsformen zur weiteren Betrachtung angeboten werden.

Über derartige Fragestellungen hinausgehend liegt das Ergebnis solcher statistischen Transformation auch darin, den hoffnungsvollen Aspekt einer sinngemäßen und daher anschaulichen Aeroklimatologie zu bieten.

Abstract

It is tried to dissect the mean winter field of upper winds over Europe into the main types of currency that are involved. Especially it is investigated whether a frequency partition of the polar distribution of wind vectors into normal distributions can lead to a field of statistical characteristics which can be meteorologically interpreted.

The wind directions are mostly distributed to four normal distributions which concentrate about the cardinal points and under more or less participation form a spatial continuum. For the largest population of wind directions adjusted about the west an analysis within a meridional vertical section is performed as an example. The distribution of speed in this population can be described by two superposed normal distributions, if

the second root of the speed is used as value forming a measure. As the relation of the mean values of both populations is constant in the whole field and scarcely any dependence exists on latitudes, the distribution of speed is already described by the height profile of the basic population (increase until the tropopause, constancy in the lower stratosphere) and the share of the population with higher speed (maxima in the range of main occurrence of the polar and subtropical jet stream). The second population is interpreted as the situation of

jet stream which with regard to speed behaviour and distribution of appearance can be grasped climatologically, free from limits of definition, only as a type. This example shows that an analysis directly referring to the data can lead the way to quantitatively seizable types and open hopeful aspects of a real aeroclimatology, at least of special phenomena.

Eine ausführliche Darstellung ist erschienen als Fett, W.: Studie zu Typenbildung des Höhenwindfeldes. Meteor. Abh. Freie Univ. Berlin 33 (1963) Nr. 1.

1.8. High atmosphere meteorological data acquisition at the Gilmore Creek National Aeronautics and Space Administration ground station

by

Michael H. Almasi

Geophysical Institute University of Alaska
College, Alaska

Abstract

The Gilmore Creek facility, being operated by the Geophysical Institute under contract to the National Aeronautics and Space Administration (NASA), is the primary station to acquire monitored meteorological data from the Nimbus series of weather satellites and to inject certain command functions.

The data to be handled relate to daytime cloud cover of the entire earth and chosen limited areas of the earth, electromagnetic radiation of the earth and its atmosphere, nighttime cloud cover, and various earth-sun relation experiments.

The weather exerts a tremendous influence on all mankind. A continuous world-wide meteorological coverage is within the grasp of any nation, possessing the interest, skills and resources to develop a meteorological satellite system.

Based on the accomplishments of its research and development programs, and the wish to serve all mankind, the United States decided to undertake such a program.

The "Tiros" program and its results are well known. At present the National Aeronautics and Space Administration (NASA) in cooperation with the U.S. Weather Bureau is engaged on an improved weather satellite series, the so called "Nimbus" program.

The "Nimbus" weather satellite will have the following sensing system:

- 1) vidicon camera system to provide complete coverage of the earth,
- 2) radiation subsystem, including high resolution sensors for nighttime cloud observation, and low resolution sensors for measurement of the earth atmosphere heat balance,
- 3) devices to measure solar radiations of importance to meteorology.

The best instrumented of satellites launched on a perfect orbit is not worth too much if we cannot track it, or if we are not able to receive its transmitted signals or if we cannot command it. It is just as important to have a good ground station network as to have a good satellite on orbit.

In the next few years the United States will install a ground network to serve the "Nimbus" meteorological satellite system.

The first station of this series is built at Gilmore Creek in Alaska. The location was chosen because from here it is possible to cover nearly $\frac{3}{4}$ of the daily orbits of this satellite, which is 14 M per 24 hrs.

The station is presently being managed by the Geophysical Institute at the University of Alaska for the

NASA - Goddard Space Flight Center. The facility is the prototype of the Nimbus system.

The geographical location of the station is:

Longitude	147° 37' W
Latitude	64° 58' N
Elevation	965.65 ft.

At present the facility is under evaluation; it is separated into two main sections:

- 1) data acquisition and command section,
- 2) meteorological section.

The responsibility of the station is not tracking, but data acquisition, the end product is a standard 16 mm film and punched tape.

The picture data is applicable for television and high resolution infrared radiometer cloudcover; the tape data for telemetry data, obtained through PCM and medium resolution infrared radiometer radiation data.

At Gilmore we are presently engaged in system testing, modification and evaluation. The antenna itself is a 85 ft servo-hydro controlled parabolic "dish", which may be used in several different modes of operation. May operate manual, punch-tape computer programmed or on automatic track of received radio signals. The antenna is equipped to receive 136 Mc, 400 Mc, 1700 Mc and 2400 Mc with three monopulse feed system and in addition a command frequency band. The antenna provides sum channel, "x" and "y" error, and diversity channel signals for the telemetry and tracking receivers.

Closed circuit television and motion picture cameras are mounted on the dish to assist in calibration and operation. They are two calibrating towers, one located 3000 ft and the other 18000 ft from the center of the antenna, each with radio and optical targets.

During the months we have tracked the optical star "Vega" on the television monitoring screen, the sun as a radio signal source, the "Cassiopeia" radio star, the TIROS V satellite, the TELESTAR communication satellite and lastly the joint US-Canadian ALLEUTTE satellite. To break down the various frequency bands:

The 136 Mc signal is used for initial acquisition and telemetry data on the operation of the satellite itself;

The television cloud pictures and infrared data will be transmitted on the 1700 Mc band;

The 400 Mc frequency system is used in conjunction orbiting geophysical satellite programs.

Reception of telemetry at the station is combined with a certain amount of data processing for practical reasons.

The facility procedures involve the following sequence:

The receiver output signal is fed to three demodulators corresponding to the subcarrier oscillators, time is fed to the command console for comparison with the station time and "B" telemetry data is fed to a sync detector which establishes the presence of signal bit. The serial code will be converted and read out into a tape puncher for permanent record. The tape in turn can be fed to a conventional teleprinter to display channel number and measurement value.

The demodulator output of the "A" telemetry drives a sync detector for frame sync detection and for sync bit detection. The demodulator demodulates all channels including subcommutation words, and it is equipped with a patch board programmer, allowing selection of individual channels. Each word is stored in a seven — bit shift register which is emptied in parallel into a CDC 160-A computer. A magnetic tape storage unit operates in conjunction with the CDC 160-A computer and stores each word in a standard digital tape format. The computer inserts frame number received and word number in each frame, thus serving a filing function.

Analysis of individual channels over one orbit is simply being stored as subroutines.

The volume of data precludes real-time display, of all data points. Presentation of selected data channels is planned in analog and printed form.

The data reduction equipments for converting the telemetry signals into closed picture, infrared data recording instruments are not yet installed.

The received meteorological information will be transmitted by special microwave telephone circuits to the Goddard Space Flight Center and to the U.S. Weather Bureau. On site analysis will be performed by the weather bureau-personnel assigned to the station.

The station is a self supporting unit, has its own power plant and water supply. The power generating system consist of five 200 kw Diesel generators, use 17000 gal of diesel fuel and approximately 100 pounds of lubricating oil per month.

I have yet to mention here that this station costs approximately \$ 7 000 000 and its yearly operation cost on 24 hour basis is \$ 1 200 000.

1.9. Local circulation around an industrial area

by

F. H. Schmidt and J. H. Boer

(with 9 figures)

Abstract

From the divergence of the wind measured at three meters above the ground as well as from pilot balloon measurements it was found that a circulation exists around a large heat producing oil refinery west of Rotterdam. Upward currents are present above the centre of the area whereas downward motions are found in the immediate surroundings of the plant.

Introduction

One of the most extensive industrial areas in the Netherlands is situated south of the Nieuwe Maas, the waterway connecting Rotterdam with the North Sea. Amongst the industries of varying character one finds a few oil refineries, of which the plant of the Shell is the most important one.

In spite of the fact that the waste gases of the refineries when brought into the atmosphere have a

temperature of a few hundreds degrees Celsius their typical smell is sometimes observed in the surroundings, notably at the town of Vlaardingen, north of the river and in Hoogvliet, a settlement immediately south of the Shell area.

It was considered of some importance, therefore, to make a study of the horizontal and vertical circulation around and above the area.

The horizontal circulation was investigated by studying the horizontal wind field round the refineries occupying roughly a square with sides of 2 km. This was done by making observations of the horizontal wind at a height of 3 m at twelve points, numbered 1 to 12, by means of a transportable wind set. The 10 minutes averages consecutively obtained at the twelve points were compared with the wind recordings made at a height of 5,5 m at a fixed station, Blankenburg, about 6 km west of the refinery (fig. 1). The vectorial

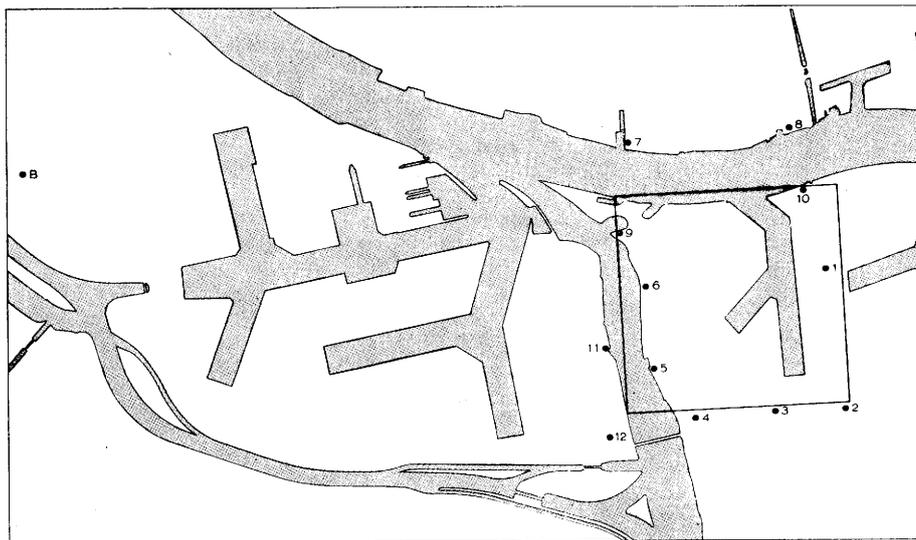


Fig. 1.

Position of observation posts and Blankenburg. The square indicates the position of the industrial area that was investigated.

difference of the wind at each observation post and the Blankenburg wind shows the influence of the industrial complex, due to heat production, friction and probably partly to the height difference between the anemometer in Blankenburg and those at the observation posts around the Shell complex.

The vertical circulation was studied by means of pilot balloon observations (approximately 200), which made it possible to obtain an idea of the vertical currents

above and around the refinery. The balloons were very accurately weighed and had an ascent velocity of 40, 60 or 150 m/sec. Account was taken of the fact that the ascent velocity of the balloons that were used decreases gradually due to the escape of hydrogen. The balloons were followed with two theodolites, the base being at least 400 m. Every 15 seconds an observation was made so that the path of the balloons could be determined with great precision and a reliable picture of the vertical motions of the air could be obtained.

Results of the wind observations around the industrial area

Figure 2 shows the vector difference between the wind at twelve observation posts around the Shell

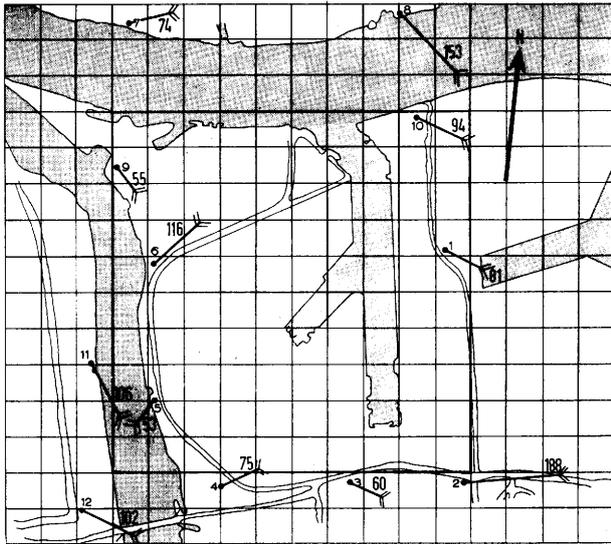


Fig. 2. Vector differences of wind at twelve observation posts and Blankenburg, average of 8 cases. Wind direction between 220° and 300°.

complex and the undisturbed wind in Blankenburg as an average of 8 situations with winds from westerly directions during the month of August 1960. The speeds are expressed in cm's per second.

It is clear that the industrial area exerts a strong influence on the wind. In the first place, almost all difference vectors show an easterly component, obviously due to the increased friction over the area. Secondly one obtains the impression that a cyclonic circulation exists around the westerly part of the terrain where almost all of the heat is produced. Finally a comparison of the wind vectors in the points 2, 1 and 10 on the one hand with those in 5, 6 and 9 on the other indicates that the air converges towards the centre of the area.

In order to obtain a more quantitative result with respect to vorticity and divergence of the wind field, the difference vectors of figure 2 have been resolved into components according to the two perpendicular directions indicated by the network in the figure. From the distribution of these components over the area the

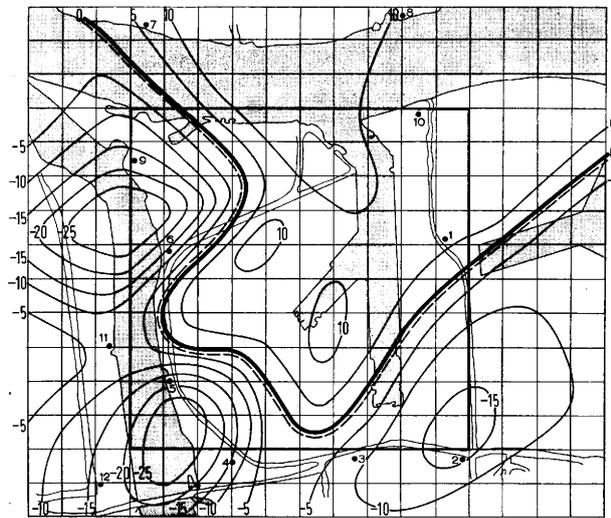


Fig. 3. Vorticity field computed from the wind vectors of fig. 2. Unity 10⁻⁴sec⁻¹.

vorticity- and the divergence fields of the difference-wind have been determined. As a matter of fact, no observation posts being available in the centre of the area, the fields are less reliable there than elsewhere. As a whole the results may be considered sufficiently accurate, however.

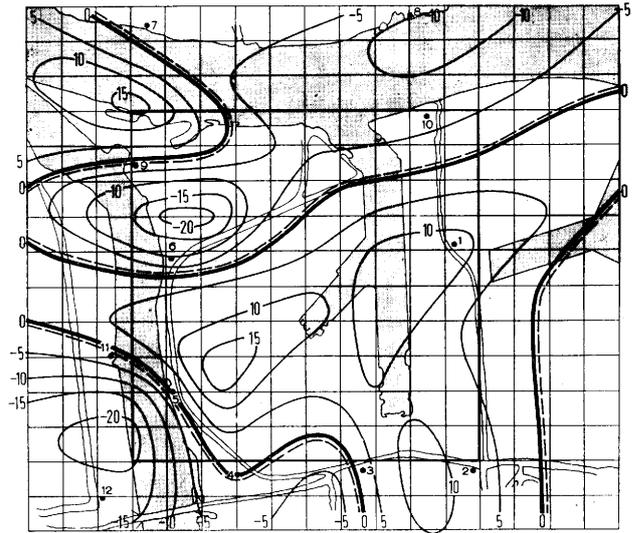


Fig. 4. Vertical velocities of the air at 100 m in cm/sec computed from the wind field of figure 2.

Figure 3 shows the vorticity field expressed in 10⁻⁴sec⁻¹ as unit. The position of the line of zero vorticity clearly shows the existence of a cyclonic circulation around the industrial area. It is interesting to see how the increased friction results in strong anticyclonic vorticity on the windward side of the area.

Figure 4 demonstrates the divergence field transformed into vertical velocities at 100 m, expressed in cm/sec according to

$$w = - \int_0^h \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) dz$$

the vertical velocity at the ground being taken zero. The pattern shows upward motion above the Shell area with maximum velocities of 15 cm/sec in the region of largest heat production. It should be borne in mind that this value represents an average value over say 10⁴ m² so that the upward velocities in indivi-

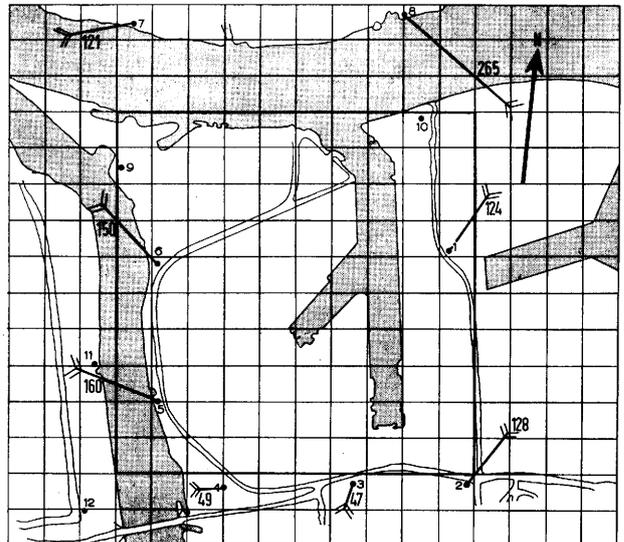


Fig. 5. Vector differences of wind at eight observation posts and Blankenburg, average of 4 cases. Wind direction between 170° and 200°.

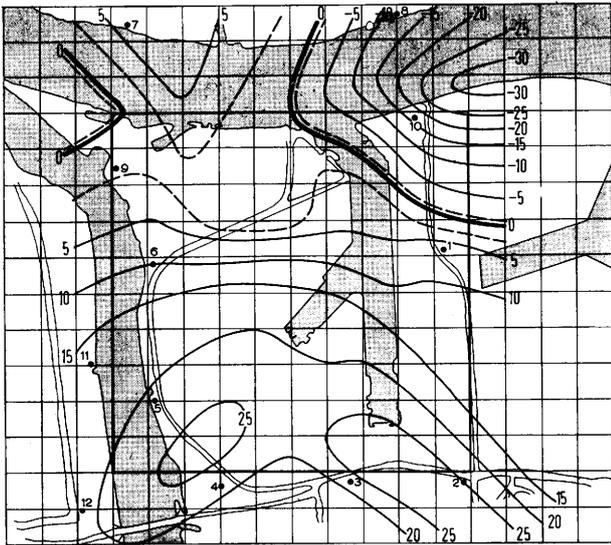


Fig. 6.
Vertical velocities of the air at 100 m in cm/sec computed from the wind field of figure 5.

dual plumes may be much larger. Downward motions are found to the west of the industrial area and over the river, to the north and northeast. Obviously the heat production over the area gives rise to a circulation system with ascending currents in its centre and descending currents in the surroundings.

Figure 5 shows the wind differences between eight observation posts and Blankenburg during southerly winds in the month of July 1960, determined from four different days. The convergence towards the industrial area is even more clearly recognizable than in the case with westerly winds. The corresponding vertical velocities are shown in figure 6. Again we find downward motions over the easterly part of the river, so that polluted air rising over the southern part of the refineries may come down there.

Results of the pilot balloon observations

The pilot balloon observations show that the distribution of vertical motions in the region is much more complicated than is suggested by the horizontal wind distribution.

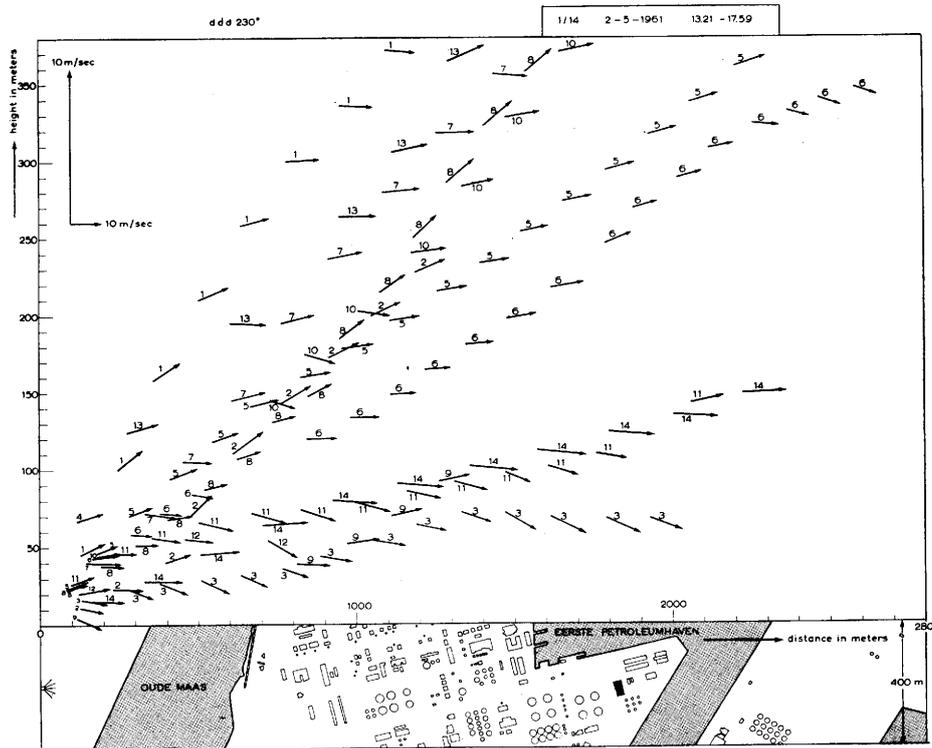


Fig. 7.
Fourteen consecutive pilot balloon tracks on May 2nd, 1961.

This can be seen clearly from figures 7 and 8, both showing the path followed by series of pilot balloons released within a few hours during daytime on the 2nd and the 10th of May 1961 respectively, during situations with almost constant wind direction, SW in figure 7 and NNE in figure 8. The arrows indicate the true motion of the air for each observation, the scale of the vertical component being five times that of the horizontal one. The ascents are numbered in the order of release.

It appears that consecutive ascents may show a quite

different behaviour depending on the way in which the balloon is caught by vertical currents.

Ascent number 7 of figure 7 e.g. is obviously caught by an updraft originating from one or more chimneys whereas number 5 shows a pronounced downward motion, probably caused by the cold water of the river Oude Maas, at least partly. Ascents 3, 11 and 14 of figure 8 seem to show the same influence of the cold water surface of both the Oude Maas and the so-called First Oil Harbour (Eerste Petroleumhaven).

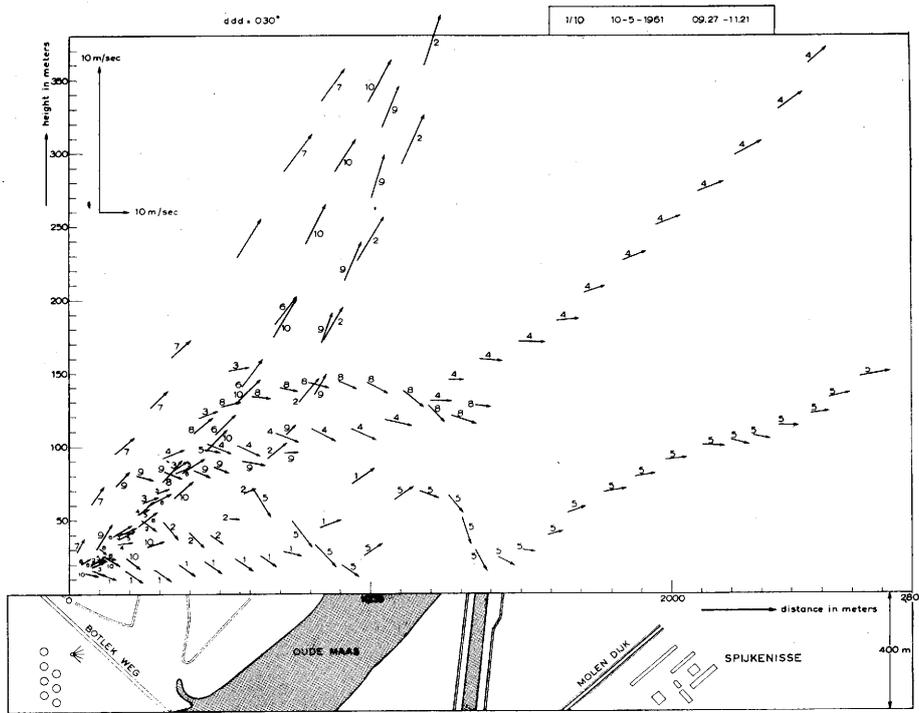


Fig. 8.
Ten consecutive pilot balloon tracks on May 10th, 1961.

In order to obtain a general picture of the vertical motions in the lowest layers as revealed by the pilot balloons, all tracks up to a height of 150 m, 200 in total, were plotted on a map of the region and the direction of the vertical motion of the air was indicated. For every square with a side of 200 m the percentage of the total length of the tracks in that square showing downward motion was determined and a pattern of this percentage distribution was drawn.

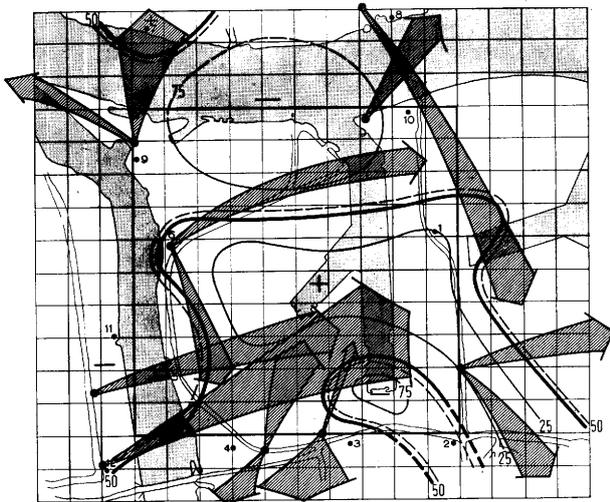


Fig. 9.
Distribution of upward and downward motions according to pilot balloon observations. Numbers indicate percentage of total track length with downward motion. Arrows give the horizontal projection of the balloon tracks used.

Figure 9 shows the result. Taking the transition between average downward and average upward motions at 50% we again find upward motions above the industrial area and downward motions in its surroundings, notably over the waterway in the north. It is interesting to compare the pattern of figure 9 with those of figures 4 and 6. It appears that except in the southeastern part

of the area, there exists a similarity so that figure 9 may be considered as a corroboration of fig. 4 and 6. The pilot balloon observations in the southeastern part seem to indicate a downward motion that has not been found from the wind observations. This may partly be due to the fact that only few balloon observations were available in this region as can be seen from the broad arrows indicating the distribution of pilot balloon tracks over the area.

Generally speaking the arrows show that the distribution of tracks over the area was a rather inhomogeneous one.

Conclusions

It follows from the wind measurements made around the industrial area as well as from the pilot balloon observations made above it that such an area creates an important local circulation. As a consequence of the heat production upward air motions prevail over the area whereas downward motions are present in the immediate surroundings. This means that, although generally speaking high temperatures of stack gasses are favourable from a pollution point of view there is no absolute guarantee that such gasses originating from a large industrial area should not reach the surface at relatively short distances from that area. Also stack gasses from smaller industries in the surroundings may be caught by the downward part of the circulation.

The presence of cold water surfaces during the spring- and summer months also has an unfavourable effect.

Summarizing it can be stated that great care should be taken in applying the customary diffusion considerations to pollution originating from concentrations of factories where large amounts of heat are produced.

The authors thank the director of the Shell Refinery for his help and constant interest in this investigation. The Central Organization for Applied Scientific Research in the Netherlands. T. N. O. gave financial support.

1.10. Beziehungen zwischen Stratosphäre und Troposphäre über klimatische Zeiträume

von

Georg Schanz

(mit 1 Abbildung)

Zusammenfassung

Unter Benutzung von Climat-Temp-Werten der Aerologischen Station Emden werden aus sechs- bzw. zwölfjährigen Reihen Mittelwertskurven für den Jahresgang der Temperatur in der unteren Stratosphäre sowie der unteren Troposphäre, dargestellt als Werte der relativen Topographie 100/200 mb und 500/1000 mb, gewonnen. Die so erhaltenen mehrjährigen Monatsmittelwerte erweisen sich als repräsentativ. Bei den gleichsinnig verlaufenden mittleren Jahreskurven liegen die Maxima für Stratosphäre und Troposphäre einheitlich im Juli-August. Dann eilt die Stratosphärenabkühlung vor und erreicht ihr Minimum im November, während das Minimum der Troposphäre im Februar liegt.

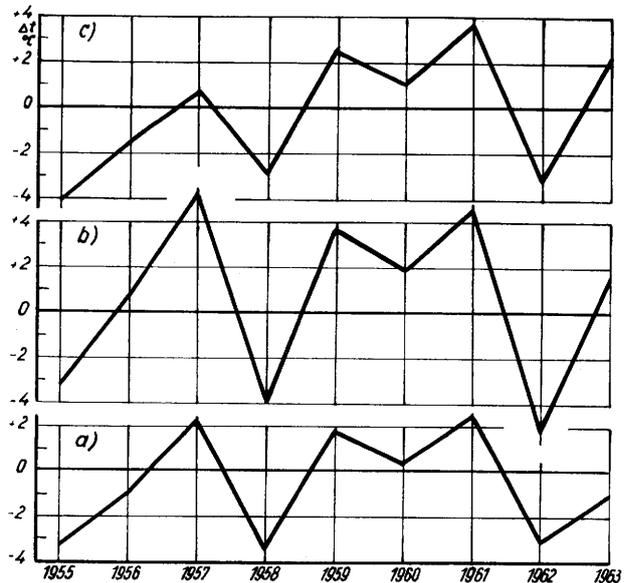
Es werden dann über den Zeitraum von Herbst 1954 bis Sommer 1962 die jeweiligen Abweichungen vom mittleren Jahresgang bzw. den repräsentativen Monatsmittelwerten untersucht.

Besonders im Sommer und Herbst zeigt sich eine ausgeprägte Gegenläufigkeit zwischen Stratosphäre und Troposphäre sowohl der Abweichung der monatlichen Änderung innerhalb desselben Jahres vom mittleren Jahresgang, wie auch der Abweichung des einzelnen Monatswerts vom repräsentativen Monatsmittelwert von Jahr zu Jahr.

Ein überraschendes weiteres Ergebnis zeigt die Gegenüberstellung der Stratosphären- und Troposphärenwerte um das jeweilige Jahresminimum im Vor- bzw. Nachwinter. Die Abweichungen von den Repräsentativwerten zeigen hier in dem untersuchten Zeitraum für die zugeordneten Monate eine gleichsinnige Ähnlichkeit. Das heißt: Einer zu kalten Stratosphäre im November folgt eine zu kalte Troposphäre im Februar; einer zu warmen Stratosphäre im Dezember entspricht ein zu warmer folgender März in der unteren Troposphäre. Sollte diese Beziehung weiterhin erhalten bleiben, würde sich daraus ein wertvoller Hinweis für die langfristige Winterprognose ergeben.

Abstract

Using climate temp data of the radio sonde station Emden over the period 1954-1962, interrelations between average temperature of lower stratosphere (layer between 100 and 200 mbs) and lower troposphere (layer between 500 and 1000 mbs) are demonstrated.



Temperaturvergleich zwischen unterer Stratosphäre im Dezember und unterer Troposphäre im nachfolgenden März (Abweichung vom langjährigen Mittel in °C)

- a) Monatsmittel der Klimastation Bremen für März
- b) Monatsmittel der relativen Topographie 500/1000 für März
- c) Monatsmittel der relativen Topographie 100/200 für den jeweils vorausgehenden Dezember

The mean annual maximum over all the investigated period is found in Juli-August for the stratosphere as well as for the troposphere.

In autumn the cooling of the stratosphere, however, hurries on in advance, so that the mean annual minimum there is in November, whereas that of the troposphere is in February.

There is found beyond, that the deviation of stratosphere temperature in a single year from the mean course around the minimum in autumn has an evident correlation to that of the troposphere about three months later.

The pattern of deviation especially for December in the stratosphere and that for March in the troposphere are of a striking similarity.

Die ausführliche Fassung des Vortrags soll in der „Meteorologischen Rundschau“ erscheinen.

2. Themenkreis: Ozean und Atmosphäre

2.1. Probleme der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre

von

Karl Brocks

(mit 14 Abbildungen im Text)

Inhalt

Zusammenfassung — Abstract

1. **Bedeutung der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre für die meteorologische Grundlagenforschung und Probleme der Anwendung**
2. **Die Repräsentanz meteorologischer Messungen auf dem Meer**
3. **Beziehungen zwischen meteorologischen Routinebeobachtungen auf See und den vertikalen Gradienten bzw. Vertikalflüssen**
 - 3.1. Die vertikalen Gradienten
 - 3.2. Die vertikalen Ströme
4. **Ergebnisse von Profilmessungen**
 - 4.1. Neue Meßgeräte
 - 4.2. Vertikale Differenzen
 - 4.3. Profile bei neutraler Schichtung
 - 4.4. Profilkoeffizienten bei neutraler Schichtung
 - 4.4.1. Windgeschwindigkeit
 - 4.4.2. Wasserdampfdruck
 - 4.5. Profilkoeffizienten bei diabatischer Schichtung
 - 4.6. Anwendung auf cm-Wellen-Ausbreitung über See
5. **Die Windreibung an der Meeresoberfläche**
 - 5.1. Profilmessungen
 - 5.2. Fluktuationsmessungen
 - 5.3. Ageostrophische Methode
 - 5.4. Windstaumessungen
 - 5.5. Einfluß der vertikalen Dichteschichtung
6. **Ausblick**

Literatur

Zusammenfassung

Es wird ein Überblick gegeben über einige aktuelle Probleme der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre. Zunächst wird auf die Bedeutung dieser Schicht für die Erfassung der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre und für Fragestellungen der Praxis (Schifffahrt, Küstenschutz, Nachrichtenübermittlung und Ortung) hingewiesen. Es wird nachgewiesen, daß eine ungestörte meteorologische Messung auf dem Meer meistens für einen Umkreis von mindestens 50 km repräsentativ ist.

Der Nachweis wird geführt, daß in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre die vertikalen Differenzen der Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur und Luftfeuchtigkeit eindeutig abhängen von der Wassertemperatur sowie der Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur und Luftfeuchte in einer Höhe. Ungestörte, fehlerfreie meteorologische „Routinemessungen“ von Schiffen aus

geben deshalb eine Grundlage zur Bestimmung der Vertikalprofile der austauschbaren Eigenschaften und der turbulenten Vertikalströme in diesem Bereich. Das Problem der Bestimmung turbulenter Vertikalströme bei neutraler und diabatischer Schichtung wird behandelt.

Ergebnisse neuerer Profilmessungen auf See geben ein recht einheitliches Bild, nachdem mit neuen Meßverfahren ungestörte Beobachtungen gewonnen werden können. Bei neutraler Dichteschichtung zeigen die Profilkoeffizienten für Windgeschwindigkeit und Wasserdampfdruck keine signifikante Änderung mit der Windgeschwindigkeit bis ca. 15 m/sec. Bei Gültigkeit der Kármán-Prandtl'schen Grenzschichttheorie bedeutet das eine Konstanz des Reibungskoeffizienten und des Verdunstungskoeffizienten im neutralen Fall. Der Zahlenwert dieser Koeffizienten wird mitgeteilt. Bei diabatischer Schichtung zeigen die Profilkoeffizienten die theo-

retisch zu erwartende Abhängigkeit von der Richardson'schen Zahl.

Für den vertikalen Impulsstrom und die Windreibung werden die Schwierigkeiten der Vertikalflußbestimmung ausführlich behandelt. Ergebnisse der Profilmethode, der Fluktuationmethode, der ageostrophischen Methode und der Windstaumethode werden mitgeteilt. Auf die Notwendigkeit der systematischen Vermehrung des Beobachtungsmaterials mit unterschiedlichen Meßmethoden wird hingewiesen.

Abstract

Some problems of the boundary layer of the atmosphere at sea are reviewed. The importance of this boundary layer for investigations of air-sea interactions and applications of various kinds (navigation, hydraulics, transmission, position finding) is mentioned. It is shown that undisturbed meteorological measurements at sea are representative in most cases over a distance of at least 50 km.

Within the atmospheric boundary layer at sea the vertical differences of windspeed, temperature and humidity are shown to depend unequivocally on the windspeed, temperature and humidity of the air at one level and the water temperature. Undisturbed, reliable shipborne meteorological "routine" measurements therefore are the foundation for the calculation of vertical profiles of exchangeable properties in this region. The evaluation of the vertical fluxes under neutral and diabatic conditions is discussed.

New ways of profile-measurements, which allow unbiased observations lead to concordant results. Under neutral conditions the profile coefficients of windspeed and humidity show no significant variation with windspeed up to 15 m/sec. This implies the constancy of the drag coefficient in the neutral case, validity of the Prandtl-Kármán-theory provided. The value of these coefficients is given. Under diabatic conditions the profile coefficients show the dependence on the Richardson number which is to be expected from theory.

The experimental difficulties of the observation of the vertical flux of momentum and the drag are discussed. Results of the profile method, the eddy-flux method, the ageostrophic method and the surface tilt method are compared. The necessity of a systematic increase of the observations of different kind is stressed.

1. Bedeutung der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre für die meteorologische Grundlagenforschung und Probleme der Anwendung

Die Grundlage für das Verständnis zahlreicher meteorologischer und ozeanographischer Probleme ist die Kenntnis der Ursachen und Zusammenhänge der Zirkulation der Atmosphäre und der ozeanischen Wassermassen. Beide Zirkulationen sind eng miteinander gekoppelt und stehen deshalb in mannigfacher Wechselbeziehung zueinander. Letztlich sind sie bedingt durch die Energieumsätze im Zusammenhang mit der breitenabhängigen Einstrahlung. Von besonderer Bedeutung ist dabei die Wechselwirkung zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre in Form von Energie- und Impulsübergängen sowie Strahlungsströmen.

Da 71% der Erdoberfläche von Wasser bedeckt sind, geht der Großteil dieses Energie- und Impulsaustausches auf den Ozeanen vor sich und beeinflußt die wassernahe Luftschicht, d. h. den Unterteil der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre. So wollen wir die untersten Hektometer der Lufthülle über dem Meer

bezeichnen, in denen die Reibungseinflüsse der Meeresoberfläche ageostrophische Komponenten des Windfeldes verursachen.

Hier kann der Übergang fühlbarer Wärme zwischen Ozean und Atmosphäre und die maritime Verdunstung erfaßt werden, welche einen wesentlichen Anteil am Wärmehaushalt der Gesamtatmosphäre haben. Hier geht der vertikale Impulsstrom vor sich, dem Wasserwellen und windgetriebene Meeresströmungen ihre Entstehung verdanken.

Für die quantitative Behandlung dieser wichtigen Grundlagenprobleme der Meteorologie und Ozeanographie ist deshalb die genaue Kenntnis der Vorgänge und Zustände in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre unentbehrlich. Dasselbe gilt aber auch für zahlreiche Fragestellungen der praktischen Anwendung. Erwähnt sei die Bedeutung des windangefachten Seeganges für Schifffahrt und Wasserbau, des Windstaus für den Küstenschutz. Die Nachrichtenübermittlung und die Ortungsverfahren über dem Meer mit Schall, Licht und Radiowellen hängen in ihrer Qualität stark ab von dem Zustand der unteren Dekameter der maritimen Grenzschicht. Denn hier modifiziert die Schichtung von Temperatur, Wind und Luftfeuchte die Ausbreitung der Schall-, Licht- und Radiowellen erheblich.

Es ist deshalb kein Wunder, daß der Erforschung dieses Bereiches von seiten der Meteorologen besonders intensive Aufmerksamkeit geschenkt wird. Seit einigen Jahren zeichnet sich auch auf diesem Gebiet der Meteorologie ein neuer Abschnitt der Entwicklung ab.

Es werden neue Meßverfahren entwickelt und angewandt, die den schwierigen Verhältnissen auf See angepaßt sind. Und es beginnt seit kurzem neben dieser experimentellen Tätigkeit, z. T. durch sie angeregt, eine neue kritische Überprüfung der theoretischen Grundlagen. In Verbindung mit der Erforschung der maritimen Grenzschicht laufen zur Zeit in der Literatur zahlreiche Kontroversen, die sicherlich dazu beitragen werden, daß unsere theoretischen Vorstellungen wirklichkeitsnäher werden.

Es ist deshalb nicht einfach, heute ein zusammenfassendes Referat über dieses Forschungsgebiet zu geben. Alles ist so sehr im Fluß, daß über endgültig gesicherte Ergebnisse nicht berichtet werden kann. Auch ist dieses Gebiet zu ausgedehnt, als daß man in einem Referat alle Teilbereiche so ausführlich darstellen könnte, wie es ihrer Bedeutung entspricht. Es muß deshalb eine Auswahl getroffen werden, und diese ist zwangsläufig subjektiv gefärbt. So beschränkt sich dieser Bericht im wesentlichen auf die Erforschung der untersten Dekameter der maritimen Grenzschicht und auf die Versuche, hier die Vertikalströme, insbesondere den Impulsstrom zu bestimmen. In diesem Zusammenhang danke ich E. L. Deacon, der kürzlich — gemeinsam mit E. K. Welsh — eine ausgezeichnete zusammenfassende Darstellung der hier behandelten Problemkreise veröffentlichte (12), für anregende Diskussionen anlässlich seines Besuches in Hamburg im Herbst 1961.

2. Die Repräsentanz meteorologischer Messungen auf dem Meer

Der maritime Anteil des atmosphärischen Wärmehaushaltes und die Reibungskräfte, welche Seegang und Strömung verursachen, müssen großräumig ermittelt werden, wenn ein brauchbarer Beitrag zur Lösung der betrachteten Fragen geleistet werden soll. Dasselbe gilt für die Probleme der elektromagnetischen Wellenausbreitung. Die hierfür notwendigen Messungen bedürfen aber eines zu großen experimentellen Aufwandes, als daß es möglich wäre, sie an vielen Punkten gleichzeitig durchzuführen. Deshalb ist es notwendig,

die erforderlichen komplizierten, sporadischen Experimentaluntersuchungen zu kombinieren mit einfacheren Messungen, die in großer Zahl und in weltweiter Verteilung gewonnen werden können.

Ein großräumiges Beobachtungsnetz dieser Art liegt zur Zeit nur in Form der laufend anfallenden meteorologischen Schiffsbeobachtungen vor, die im folgenden als „Routinebeobachtungen“ bezeichnet werden. Das sind — im Rahmen der hier angeschnittenen Fragen — Messungen

der Wassertemperatur	T_w
der Windgeschwindigkeit	u
der Lufttemperatur	T
und des Wasserdampfdruckes	e .

die letzten drei etwa in 10 m Höhe.

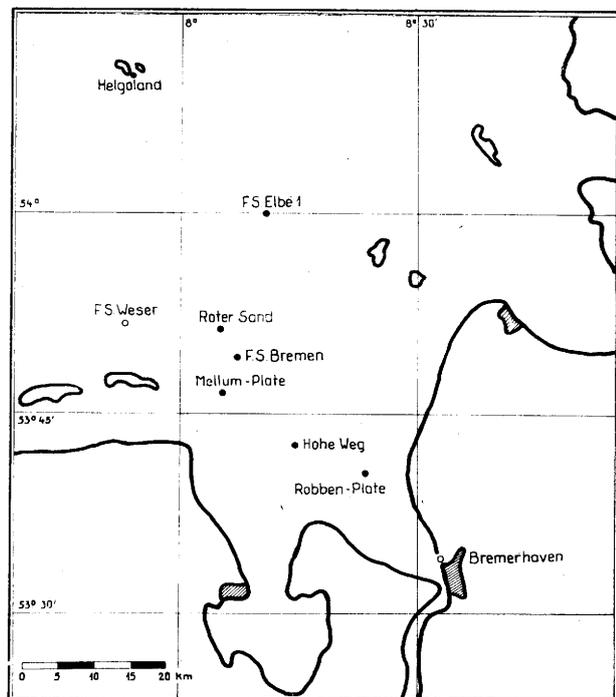


Abb. 1
Meßstationen bei Homogenitätsuntersuchungen

Eine unserer Aufgaben besteht darin, die Verbindung herzustellen zwischen diesen Routinemessungen und den erwähnten Grundlagenexperimenten. Nur dann ist eine weiträumige Anwendung der Forschungsergebnisse möglich.

Im Rahmen dieses Referates soll weder auf die Auswertung der sonstigen Schiffsbeobachtungen, wie Regenhäufigkeit und -form, Himmelsbedeckung usw., eingegangen werden, noch wird das wichtige Thema der Kritik und Verbesserung der Genauigkeit dieser Messungen behandelt.

Falls die Genauigkeit der Messungen ausreicht, sind zwei weitere Fragen zu klären: die Repräsentanz der meteorologischen Beobachtungen auf dem Meer und die Beziehung zwischen den Routinebeobachtungen und den Energie- und Impulsströmen.

Der ersten Frage wenden wir uns jetzt zu. Auch wenn die Meßwerte mit ausreichender Genauigkeit gewonnen würden, muß geklärt werden, ob sie für ein größeres Areal repräsentativ sind und ob sie für exaktere Untersuchungen verwertet werden können. Zwar ist bekannt, daß die Homogenität der Meeresoberfläche auch eine ausreichende Repräsentanz der meteorologischen Messungen über ihr bewirkt, es besteht aber das Bedürfnis, diese Annahme quantitativ zu belegen und insbesondere die Genauigkeitsgrenzen zu unter-

suchen. In diesem Zusammenhang dürfte das Ergebnis einer Untersuchung interessant sein, die vor 5–6 Jahren im Vorfeld der deutschen Nordseeküste durchgeführt wurde (1).

Die Abb. 1 zeigt das Meßgebiet zwischen der Weser-Elbmündung und Helgoland. Hier wurden — im Rahmen eines größeren Programms — an den sieben durch ausgefüllte Kreise bezeichneten Punkten halbstündige Messungen der oben erwähnten Größen durchgeführt und so deren gleichzeitige räumliche Unterschiede quantitativ erfaßt.

Das Ergebnis kann durch Angabe der momentanen Unterschiede oder durch Korrelationskoeffizienten gleichzeitiger Messungen einer Größe an jeweils zwei Punkten unterschiedlicher Entfernung dargestellt werden. Abb. 2 zeigt die Entfernungsabhängigkeit der ermittelten Korrelationskoeffizienten für die Lufttemperatur, die Luftfeuchtigkeit und die Windgeschwindigkeit. Klammern kennzeichnen Stationspaare, bei denen

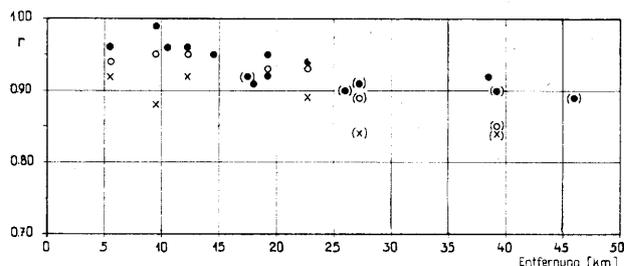


Abb. 2
Korrelationskoeffizienten gleichzeitiger meteorologischer Messungen auf See als Funktion der Entfernung
Dampfdampfdruck ●
Lufttemperatur ○
Windgeschwindigkeit ×

eine Routinestation des Deutschen Wetterdienstes an den Messungen beteiligt war. Für die Lufttemperatur und den Wasserdampfdruck bleibt die Korrelation bis zu Entfernungen von 50 km größer als 0,90. Bei der Windgeschwindigkeit wirkt sich neben ihrer größeren Variabilität die notwendige Höhenreduktion und die Störzone der Beobachtungs-Türme stärker aus, so daß die Korrelationskoeffizienten geringer sind. — Der Vergleich der absoluten Differenzen der gleichzeitigen Beobachtungen ergibt ein entsprechendes Bild.

Damit ist der quantitative Nachweis erbracht, daß sorgfältig ausgeführte Beobachtungen über dem Meer ausreichend repräsentativ sind für ein Areal von mindestens 50 km Radius. Offenbar lohnt es sich, auf See die Genauigkeit der Routinemessungen auf ein Zehntel Grad Celsius und ein Zehntel Millibar zu treiben. Insbesondere ist es möglich, das Material der Schiffsbeobachtungen über klimatologische Fragestellungen hinaus auch für die erwähnten Probleme der Wärmehaushaltsforschung usw. zu verwenden.

3. Beziehungen zwischen meteorologischen Routinebeobachtungen auf See und den vertikalen Gradienten bzw. Vertikalflüssen

Bei einer Auswertung der routinemäßigen Schiffsbeobachtungen zu diesem Zweck kann man zwei Stufen verschiedenen Schwierigkeitsgrades unterscheiden.

3.1. Die vertikalen Gradienten

Zunächst kann versucht werden, eine Beziehung herzustellen zwischen den Routinemessungen und den gleichzeitig vorhandenen Vertikalgradienten von Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur und Wasserdampfdruck. Hierbei wirkt sich die Homogenität der Meeresoberfläche günstig aus. Es ist anzunehmen, daß die Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit, der Lufttemperatur und der Luftfeuchte abhängig sind von der

Windgeschwindigkeit, von der Temperaturdifferenz ΔT Luft—Wasser und vom Unterschied Δe des Wasserdampfdruckes in Beobachtungshöhe und des Sättigungsdampfdruckes an der Meeresoberfläche — bestimmbar durch die Wassertemperatur. D. h. wir suchen die Funktionen

$$\begin{aligned} \partial u / \partial z &= f_1(u, \Delta T, z) & [1a] \\ \partial \Theta / \partial z &= f_2(\Delta T, u, z) & [1b] \\ \partial e / \partial z &= f_3(\Delta e, \Delta T, u, z) & [1c] \end{aligned}$$

wobei Θ die potentielle Temperatur, z den Wasserabstand bedeuten. Wenn diese Höhenfunktionen der vertikalen Gradienten bekannt sind, ist ein Teil der erwähnten Probleme bereits der Lösung näher gebracht.

Die Verwendung von ΔT und u als Parameter in den Gleichungen trägt der Tatsache Rechnung, daß die Turbulenz als Träger der Vertikalströme zwei Komponenten hat, eine dynamische — gekennzeichnet durch die Windgeschwindigkeit — und eine thermodynamische oder konvektive, gekennzeichnet durch die vertikale Dichteschichtung bzw. die Temperaturdifferenz Luft—Wasser.

Diese Aufgabe der Gradientbestimmung ist rein meßtechnischer Art. Sie ist lösbar, wenn geeignete Methoden zur Verfügung stehen, um ausreichend genaue Messungen in der ungestörten Seeatmosphäre zu gewinnen. Auf diese Weise kann nicht nur das Material für die Bearbeitung der erwähnten Wellenausbreitungsprobleme bereitgestellt werden, es ist z. B. auch möglich, die Richardson'sche Zahl (s. unten) aus Routinemessungen zu berechnen und so einen Einblick in den jeweils herrschenden Zustand der atmosphärischen Turbulenz zu gewinnen.

3.2. Die vertikalen Ströme

Der zweite, schwierigere Schritt ist die Bestimmung der vertikalen Impuls- und Energieströme in der Grenzschicht und damit der Windreibung an der Meeresoberfläche, der maritimen Verdunstung und des Wärmeaustausches Ozean-Atmosphäre. Zwar stellt die bekannte allgemeine Gleichung

$$S_i = -c A_i \partial i / \partial z \quad [2]$$

eine Beziehung her zwischen dem Vertikalstrom S_i und dem vertikalen Gradienten der auszutauschenden Eigenschaft i (c ist eine bekannte Konstante), so daß die Gradientmessungen eine notwendige Vorstufe auch dieses Schrittes darstellen. Aber der Austauschkoeffizient A_i ist zunächst nicht bekannt.

Wenn weitere experimentelle Informationen wie z. B. Fluktationsmessungen (s. unten) fehlen, muß dieses Bindeglied durch theoretische Überlegungen ermittelt werden, um zu der gesuchten Abhängigkeit der Vertikalströme von den Gradienten und damit zu einer Bestimmung aus Routinebeobachtungen zu kommen. Bei Vernachlässigung der Höhenabhängigkeit dieser Ströme ist der Übergang zur Schubspannung τ_0 an der Oberfläche, zum Wärmestrom W_0 durch die Oberfläche und zur maritimen Verdunstung V_0 möglich, d. h. die Aufstellung der Gleichungen

$$\tau_0 = F_1(u, \Delta T) \quad [3a]$$

$$W_0 = F_2(\Delta T, u) \quad [3b]$$

$$V_0 = F_3(\Delta e, \Delta T, u). \quad [3c]$$

Die Erfassung dieser Beziehungen erfordert ein Zusammenwirken von Theorie und Experiment, Ziel der theoretischen Überlegungen ist eine wirklichkeitsnahe Konzeption, Aufgabe der Experimente ist die Ableitung der empirischen Parameter, die in der theoretischen Konzeption enthalten sind.

Ein klassisches Beispiel der häufig angewandten halbempirischen Theorien ist die Kármán-Prandtl'sche Beziehung zwischen Grenzflächenreibung und Strömung bei neutraler Dichteschichtung, die zu folgenden Gleichungen führt:

$$\tau_0 = \rho \left(k \frac{\partial u}{\partial \ln z} \right)^2 \quad [4a]$$

$$\tau_0 = \rho (k \Gamma_1 u_1)^2 \quad [4b]$$

$$\tau_0 = \rho \alpha_1 u_1^2 \quad [4c]$$

mit der Luftdichte ρ . Hierbei ist der (auf das Niveau z_1 bezogene) dimensionslose Profilkoeffizient

$$\Gamma_1 = \frac{1}{u_1} \cdot \frac{\partial u}{\partial \ln z} \quad [5]$$

ein Maß der vertikalen Windscherung und kann aus Profilen abgeleitet werden. Bei hydrodynamisch rauher Oberfläche ist er mit dem sogenannten Rauigkeitsparameter z_0 durch die Gleichung

$$\Gamma_1 = \frac{1}{\ln \frac{z_1 + z_0}{z_0}} \quad [6]$$

verbunden.

$$\alpha_1 = (k \Gamma_1)^2 \quad [6a]$$

wird als Reibungskoeffizient bezeichnet. Die Erweiterung dieser Theorie durch Monin-Obuchow und andere Autoren führte zu einem allgemeinen Ansatz für den diabatischen Fall

$$\tau_0 = \rho \left[k \frac{\partial u}{\partial \ln z} \cdot \varphi(Ri) \right]^2 \quad [7]$$

Monin und Obuchow (2) schreiben

$$\varphi(Ri) = 1 - \alpha_1 Ri \quad [8]$$

mit der Richardson'schen Zahl

$$Ri = \frac{g}{T} \cdot \frac{\partial \Theta / \partial z}{(\partial u / \partial z)^2} \quad [8a]$$

wobei g die Schwerebeschleunigung bedeutet.

Nach Ellison (3a) ergibt sich

$$\varphi(Ri) = (1 - \alpha_2 Ri)^{1/4} \quad [9]$$

Im adiabatischen Fall wären die Windschichtung und die Schubspannung also im wesentlichen durch Windgeschwindigkeit und Profilkoeffizient gegeben, im diabatischen Fall ist die zusätzliche Kenntnis der Richardson'schen Zahl und der Funktion $\varphi(Ri)$ notwendig. Analoge Beziehungen ergeben sich für den vertikalen Wärmestrom und die maritime Verdunstung.

Diese Theorie und ihre Erweiterungen beruhen auf Ähnlichkeitsbetrachtungen. Der Zahlenwert des Faktors k — die Kármán-Konstante — erscheint durch die bisherigen hydraulischen und meteorologischen Experimente genügend gesichert, der Profilkoeffizient Γ bzw. das Rauigkeitsmaß z_0 kann nur durch Experimente ermittelt werden. Der Vorteil dieser Beziehungen ist, daß aus sogenannten Profilmessungen, d. h. Messungen der Höhenabhängigkeit von Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur und Wasserdampfdruck, ausreichend genaue Informationen gewonnen werden können für die Bestimmung der Windreibung, des Überganges fühlbarer Wärme und der Verdunstung.

Falls die Profile in eindeutiger Beziehung zu den Größen u , ΔT , und Δe stehen, die in großer Zahl und in weltweiter Verteilung gemessen vorliegen, wäre damit auch das Problem der Ermittlung von Weltkarten der Vertikalströme mit Hilfe meteorologischer Routinemessungen auf See gelöst.

Vom Gesichtspunkt des Theoretikers geht zur Zeit die Diskussion dahin, ob diese Beziehungen auf die Verhältnisse in der maritimen Grenzschicht tatsächlich anwendbar sind (4). Dabei spielt z. B. die Frage eine Rolle, wieweit die Voraussetzung $\partial \tau / \partial z = 0$, die dieser Konzeption zugrunde liegt, aufrechterhalten werden kann, und ob eine Extrapolation der Windprofile an die Meeresoberfläche — insbesondere auf die Geschwindigkeit Null — statthaft ist.

Stewart (5) wies kürzlich u. a. darauf hin, daß auf See bei der grundlegenden Ähnlichkeitsbetrachtung eventuell noch mehrere zusätzliche Skalenlängen berücksichtigt werden müßten, wie die dominierende

Länge λ der Oberflächenwellen des Meeres oder andere Größen von der Dimension einer Länge $(S/g \rho)^{1/2}$ und $(\nu^2/g)^{1/3}$, die mit Hilfe der Oberflächenspannung S , der Schwerebeschleunigung g und der kinematischen Zähigkeit ν gewonnen werden können und nach neuen Untersuchungen das Spektrum der Oberflächenwellen des Meeres mitbestimmen. Stewart (5) sprach ferner die Vermutung aus, daß in der Nähe der Wellenoberfläche geordnete wellengleiche Luftbewegungen einen Teil des Impulstransportes übernehmen, so daß hier der turbulenzbedingte Anteil der Schubspannung verringert würde. Alle diese Einflüsse können dazu führen, daß das Windprofil unmittelbar über den Wellen nicht zur Bestimmung der Schubspannung an der Meeresoberfläche ausreicht. Ob diese Vorstellungen richtig sind, könnte z. B. durch Vergleich von Windprofilen mit gleichzeitigen Wasserdampf- und Temperaturprofilen unmittelbar über dem Wasser entschieden werden oder durch Vergleich der aus Windprofilen abgeleiteten Schubspannung mit derjenigen aus Fluktuationsmessungen — eine Methode, auf die wir noch zu sprechen kommen.

4. Ergebnisse von Profilmessungen

Bevor wir uns näher mit den Versuchen befassen, die schwierigere zweite Stufe (Bestimmung der Vertikalströme) unseres maritim-meteorologischen Hauptproblems zu lösen, soll mit Hilfe der bisher vorliegenden Ergebnisse von Profilmessungen gezeigt werden, welche Erfahrungen bei der Verwirklichung der ersten Stufe (Herstellung von Beziehungen zwischen den routinemäßig gemessenen Größen und den vertikalen Gradienten) bisher gemacht wurden.

4.1. Neue Meßgeräte

Bis vor kurzem konnten solche Messungen nur im Laboratorium durch Windkanalversuche, an Masten im küstennahen Seebereich oder auf Schiffen durchgeführt werden. Jede dieser Methoden hat ihre spezifischen Schwierigkeiten. Die Extrapolation von Windkanalmessungen oder von Beobachtungen in Küstennähe auf die Verhältnisse über der freien See kann große Unsicherheiten in die Ergebnisse bringen wegen der verschiedenartigen Beziehung zwischen der Windgeschwindigkeit und der Morphologie der Wasseroberfläche im Modellversuch, an der Küste und auf freier See. Die Messung der — stets recht kleinen — vertikalen Unterschiede vom Schiff aus ist wegen der Störung durch den Schiffskörper ungenau und systematischen Fälschungen ausgesetzt.

Aus diesem Grund bemüht man sich um störungsfreie Beobachtungen auf freier See mit Bojen oder Flößen als Instrumententräger oder um besonders

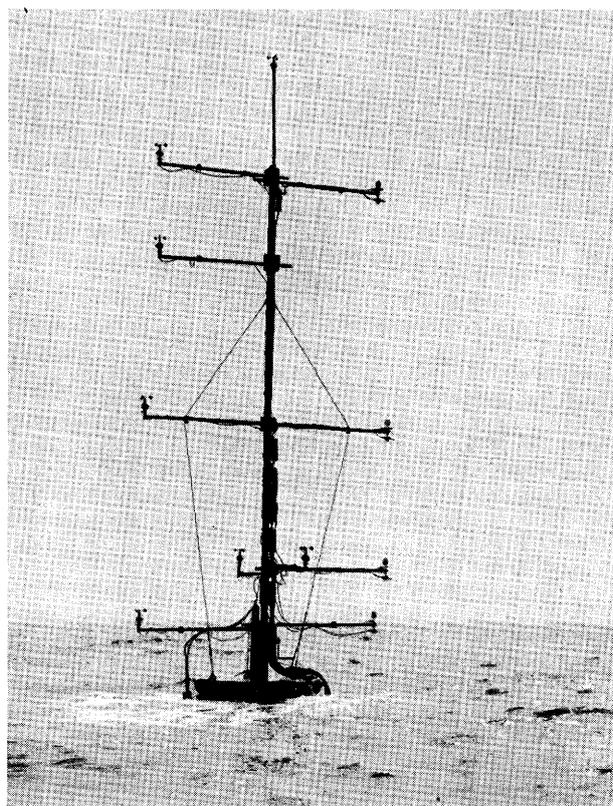


Abb. 3
Überwasserteil der Hamburger Meßboje

exakte Erfassung der Schiffsstörungen. Dabei sind — wie wir sehen werden — neuerdings schöne Erfolge erzielt worden, die erstmalig zu recht guter Übereinstimmung zwischen verschiedenen Meßserien führten.

Die Abb. 3 zeigt den Überwasserteil des in Hamburg entwickelten Instrumententrägers (6) — Aluminiummast und -spieren, Anemometer und Aspirationspsychrometer. Dieser wird von einer großen Boje mit Stabilisierungsgewicht getragen. Die Registrierung der Meßwerte geschieht — ausreichend weit entfernt in Lee — an Bord des Forschungsschiffes. Andere Gruppen, z. B. Fleagle (7) in Seattle, U.S.A., Takahashi (8) in Japan benutzten Flöße. Neuere Schiffsbeobachtungen liegen von Deacon (9) vor. Eine Weiterentwicklung unseres Bojentyps wird zur Zeit von der Forschungsgruppe um Deardorff (10) betrieben. In Hamburg wird jetzt auch eine Boje mit neigungsstabilisiertem Instrumentenmast benutzt (11c).

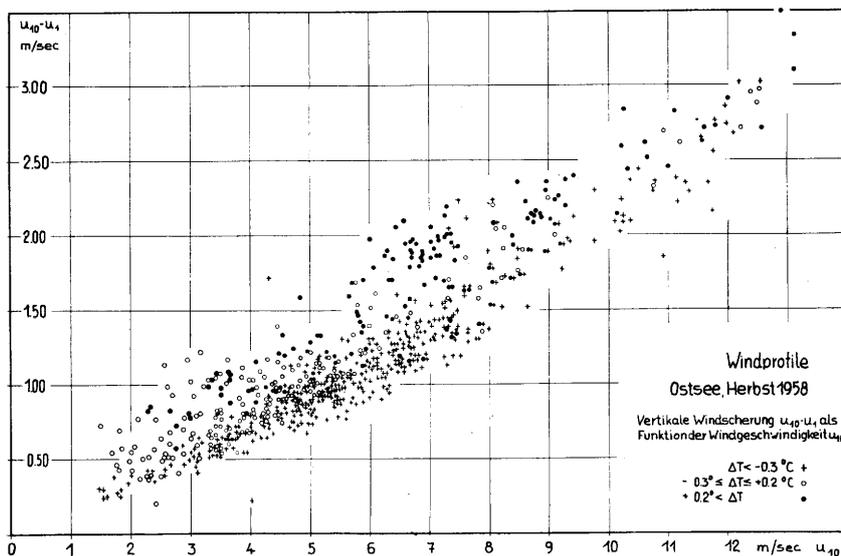


Abb. 4
Windprofile Ostsee
Herbst 1958
Vertikale Windscherung
 $u_{10} - u_1$ als Funktion der
Windgeschwindigkeit u_{10}

Windprofile
Ostsee Herbst 1958
Vertikale Windscherung $u_{10} - u_1$ als
Funktion der Windgeschwindigkeit u_{10}
 $\Delta T < -0.3 \text{ } ^\circ\text{C}$ ●
 $-0.3^\circ \leq \Delta T \leq +0.2 \text{ } ^\circ\text{C}$ ○
 $+0.2^\circ < \Delta T$ ×

4.2. Vertikale Differenzen

Mit dem Hamburger Gerät wurden seit 1957 während fünf Forschungsfahrten auf der Nord- und Ostsee eine große Zahl gleichzeitiger Wind-, Temperatur- und Feuchteprofile gewonnen. Die folgenden drei Diagramme sollen deutlich machen, wie weit Routinebeobachtungen einen Einblick in die Vertikalschichtung geben. Es handelt sich um die Darstellung von Viertelstunden-Mittelwerten vertikaler Profile. In der Abszisse ist die „Routinemessung“ der betreffenden Größe angegeben, in der Ordinate die aus dem zugehörigen gleichzeitigen Profil entnommene Differenz zwischen 1 und 10 Meter Wasserabstand.

In der Abb. 4 wird die vertikale Windscherung als Funktion der Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe dar-

gestellt nach Windprofilmessungen auf der Ostsee im Herbst 1958. Die Beobachtungen ergeben ein klares Bild. Die Streuung ist im wesentlichen auf Einflüsse der Temperaturschichtung zurückzuführen. Diese ist durch drei verschiedene Symbole gekennzeichnet. Bei stabiler Schichtung ist die Windscherung im Mittel größer, bei labiler Schichtung ist sie im Mittel kleiner als im neutralen Fall. Es besteht also tatsächlich die erwartete Beziehung

$$\partial u / \partial z = f_1(u, \Delta T). \quad [1a]$$

D. h. aus der gemessenen Windgeschwindigkeit u und der Temperaturdifferenz ΔT Luft—Wasser kann auf See der gleichzeitig vorhandene vertikale Windgradient ermittelt werden, wenn die Funktion f_1 durch ein ausreichend umfangreiches Material bestimmt ist.

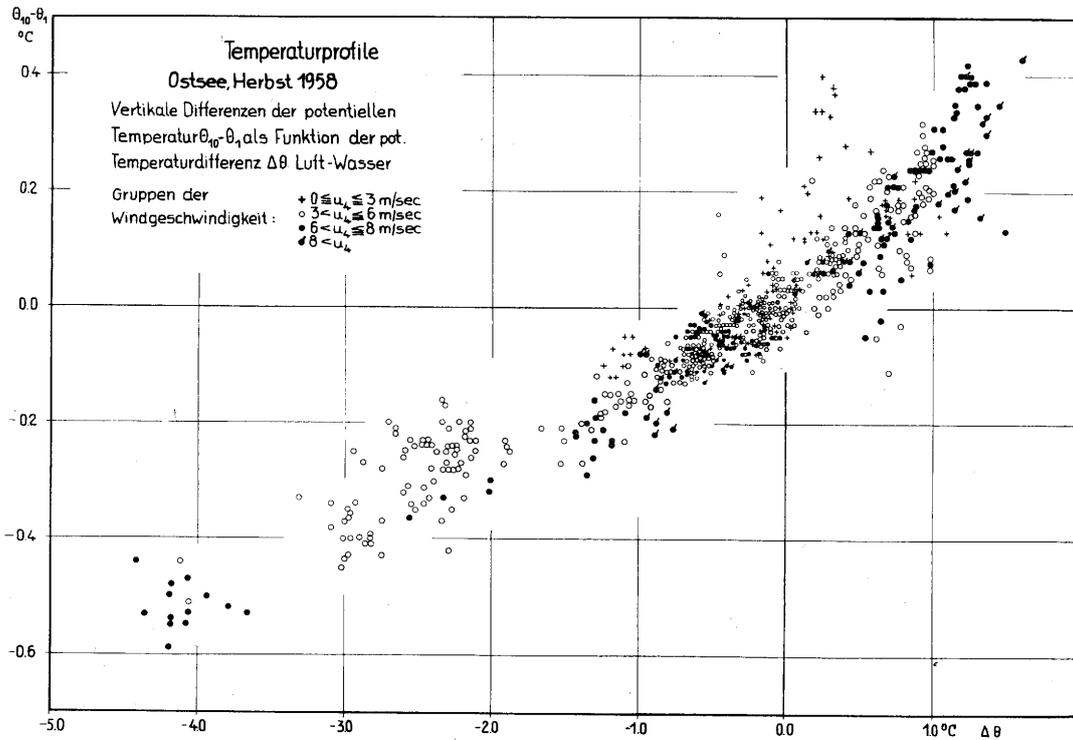


Abb. 5
Temperaturprofile Ostsee, Herbst 1958
Vertikale Differenzen der potentiellen Temperatur $\theta_{10} - \theta_1$
als Funktion der potentiellen Temperaturdifferenz
 $\Delta\theta$ Luft—Wasser

Die Abb. 5 gibt die vertikale Differenz der potentiellen Temperatur als Funktion der gleichzeitig gemessenen Temperaturdifferenz Luft—Wasser nach Temperaturprofilmessungen auf der Ostsee im Herbst 1958. Hier sind verschiedene Windgeschwindigkeitsgruppen durch Symbole hervorgehoben, um die Variation mit dem Wind deutlich zu machen. Trotz der vorhandenen Streuung ist eine deutliche Abhängigkeit der vertikalen Temperaturschichtung von der Differenz Luft—Wasser sichtbar. Das heißt, es gilt

$$\partial \theta / \partial z = f_2(\Delta T, u). \quad [1b]$$

Die Abb. 6 zeigt die vertikale Wasserdampfdruckdifferenz in Abhängigkeit von der gleichzeitigen Dampfdruckdifferenz Luft—Wasseroberfläche, abgeleitet aus dem Wasserdampfdruck in 4 m Höhe und dem Sättigungsdampfdruck bei der Wassertemperatur, nach Wasserdampfprofilmessungen auf der Ostsee. Dabei sind die Ergebnisse zweier Forschungsfahrten im April und Herbst 1958 zusammen aufgetragen und durch unterschiedliche Symbole gekennzeichnet. Diese Punktwolke

zeigt eine größere Streuung als die vorherigen. Das ist verständlich, wenn man bedenkt, daß neben dem Wasserdampfunterschied Luft—Wasser noch zwei weitere Parameter wirksam sind, der dynamische Anteil der Turbulenz, gekennzeichnet durch die Windgeschwindigkeit, und ihr konvektiver Anteil, gekennzeichnet durch die Temperaturdifferenz Luft—Wasser. Wir müssen also schreiben

$$\partial e / \partial z = f_3(\Delta e, u, \Delta T). \quad [1c]$$

Deshalb ist für die Ableitung allgemeiner Gesetzmäßigkeiten der Wasserdampfschichtung ein größeres Beobachtungsmaterial notwendig als bei der Temperatur- und der Windschichtung.

Damit ist für die hier interessierenden meteorologischen Elemente der experimentelle Nachweis erbracht, daß Routinemessungen Aussagen über die Höhenfunktion der vertikalen Gradienten ermöglichen. Dieses Ergebnis wurde bei jeder unserer Forschungsfahrten erzielt und auch andere Forschungsgruppen kamen zu entsprechenden Resultaten, siehe z. B. Deacon und Webb (12).

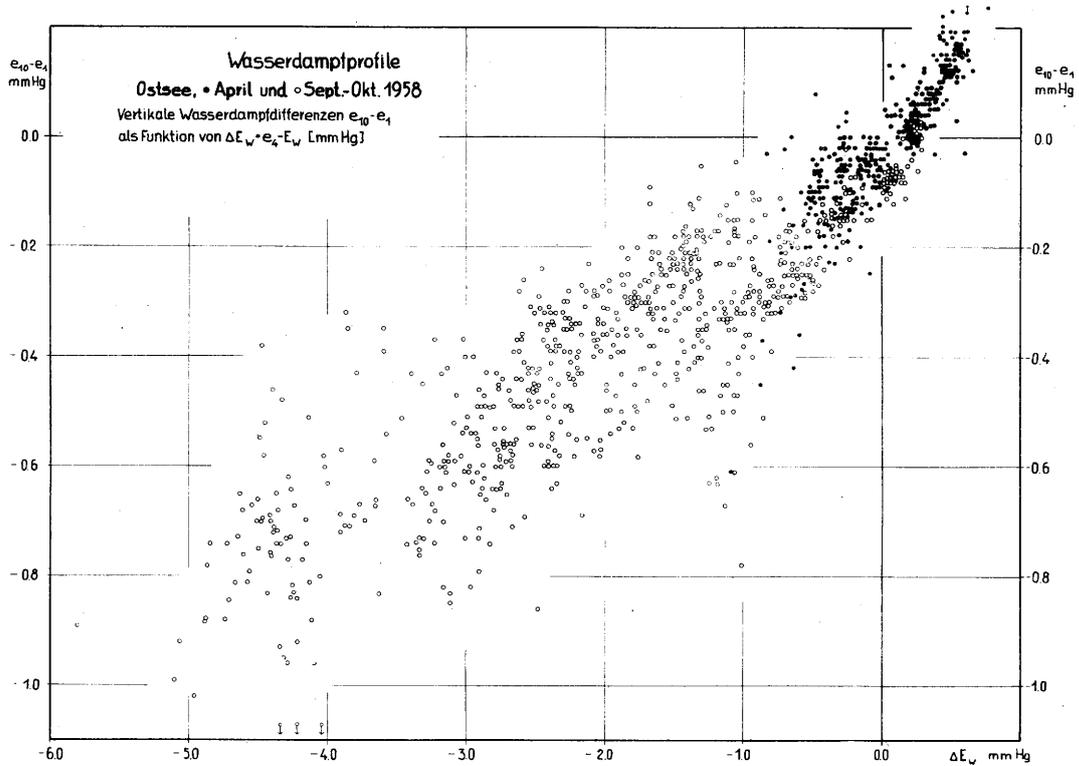


Abb. 6
Wasserdampfprofile Ostsee, April und September-Oktober 1958
Vertikale Wasserdampfdifferenzen $e_{10}-e_1$ als Funktion von
 $\Delta E_w = e_1 - E_w$

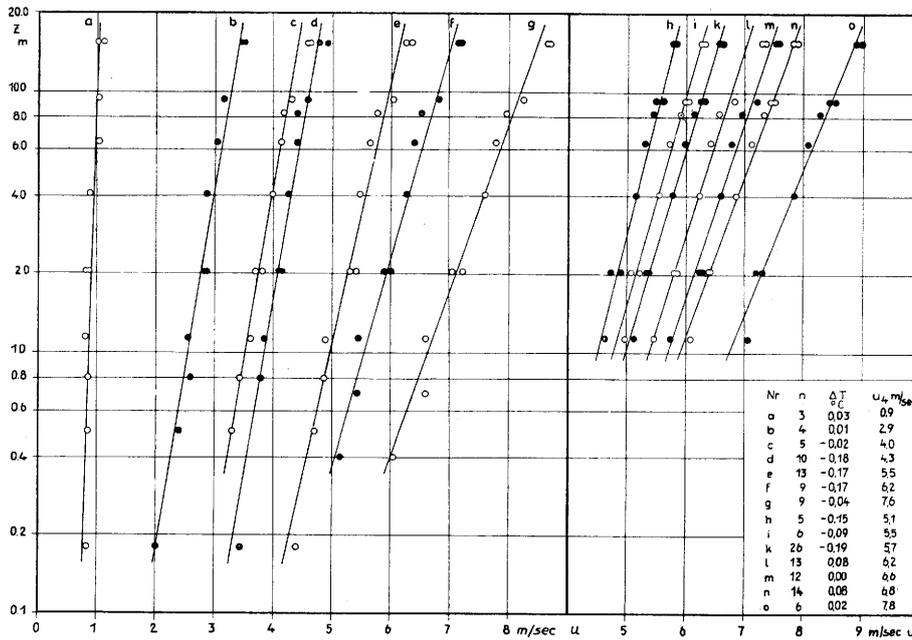


Abb. 7
Serienmittelwerte adiabatischer Windprofile
Nordsee, August 1959

Die weitere Bearbeitung der erhaltenen Profile ergibt neue Einblicke in die Struktur der Atmosphäre unmittelbar über See.

4.3. Profile bei neutraler Schichtung

Nur zwei Beispiele sollen für die beobachteten Wind- und Wasserdampfprofile bei nahezu neutraler Dichteschichtung gezeigt werden. Die Abb. 7 gibt mittlere

Profile der Windgeschwindigkeit über der Nordsee, die im Jahre 1959 aus 135 Meßserien bei nahezu neutraler Dichteschichtung gewonnen wurden. Dabei konnte zum Teil in 9 Höhen zwischen 0,18 und 16 m Wasserabstand gemessen werden, wobei von zusätzlichen kleinen Meßbojen Gebrauch gemacht wurde. Es besteht in dem halblogarithmischen Koordinatensystem eine von Streuungen überlagerte ausgeprägte Tendenz zur An-

ordnung der Meßwerte um Geraden, d. h. zu einer logarithmischen Windschichtung, wie sie auch auf dem Festland beobachtet wird und wie sie nach der Prandtl-Kármán'schen Beziehung zu erwarten ist.

Die Abb. 8 zeigt das gleiche für mittlere Feuchteprofile bei neutraler Dichteschichtung, die im Herbst 1958 über der Ostsee gewonnen wurden (insgesamt 89 Profile), wobei eine Gruppierung nach der Größe der Wasserdampfunterschiede Luft-Wasser vorgenommen wurde.

Bei diabatischen Verhältnissen treten auch auf See die bekannten systematischen Abweichungen von dem logarithmischen Gesetz auf, und zwar im Sinne der Gleichung von Monin-Obuchow bzw. Ellison als Funktion der Richardson'schen Zahl. Das gilt für Wind-, Feuchte- und Temperaturprofile. Für die praktische Anwendung ist bemerkenswert, daß die Wirkung des konvektiven Anteils der Turbulenz sich meistens stärker in einer Veränderung der Absolutwerte der Profilgradienten als in einer Krümmung bemerkbar macht. Deshalb kann der Profilkoeffizient auch bei diabatischer Schichtung in beschränkten Höhenbereichen recht gut für eine Annäherung der Profile durch logarithmische Höhenfunktionen verwendet werden. Es ist zweckmäßig, den diabatischen und diabatischen Fall getrennt zu behandeln und die Profilkoeffizienten zur Grundlage der weiteren Betrachtungen zu machen.

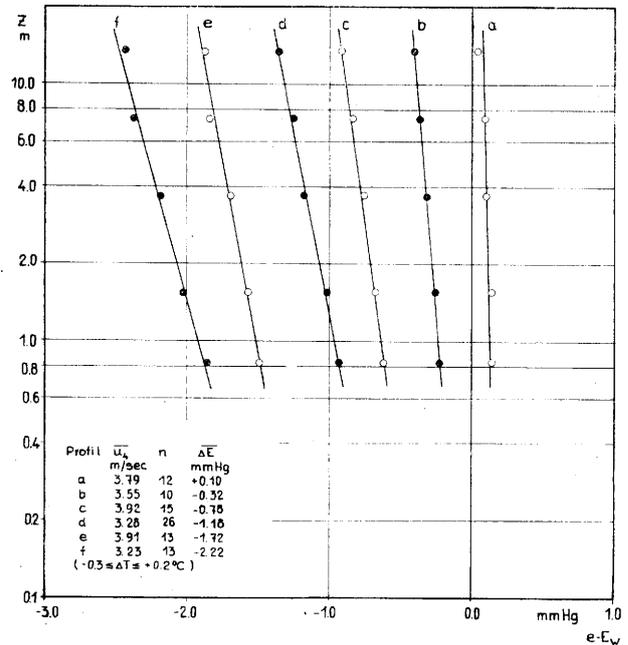


Abb. 8
Ostsee, Herbst 1958
Mittlere adiabatische Feuchteprofile geordnet nach ΔE_w

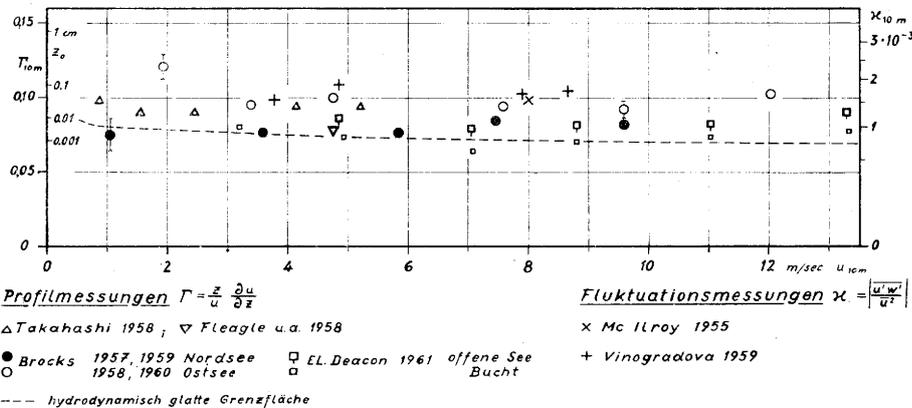


Abb. 9
Profilkoeffizienten Γ_{10m} und Reibungskoeffizienten κ_{10m}
auf See bei fast neutraler Schichtung

4.4. Profilkoeffizienten bei neutraler Schichtung

4.4.1. Windgeschwindigkeit

Die Abb. 9 enthält eine Zusammenstellung der zur Zeit vorliegenden neueren Meßergebnisse der Windschichtung über See bei neutraler Dichteschichtung, und zwar nach Messungen von Fleagle (7) (Pazifikküste), Takahashi (8) (japanische Küstengewässer), Deacon (9) (Seegebiet südlich Melbourne) und unseren Nord- und Ostseemessungen (11). Dabei arbeiteten Fleagle und Takahashi mit Flößen, Deacon mit einem kleinen Schiff bei möglichst genauer Messung der Schiffsstörungen. In der Ordinate ist der Profilkoeffizient, in der Abszisse die Windgeschwindigkeit, beide bezogen auf 10 m Höhe, angegeben.

Diese verschiedenartigen Beobachtungsreihen ergeben ein recht einheitliches Bild. Offenbar liegt der adiabatische Wert des Profilkoeffizienten etwa bei 0,08 bis 0,10 und ändert sich kaum mit der Windgeschwindigkeit innerhalb eines Beobachtungsbereichs bis etwa 14 m/sec.

Das bedeutet einen wesentlichen Fortschritt gegenüber früheren Profilmessungen, bei denen jede neue Meßreihe andere Werte als die vorherigen ergab.

Sicherlich müssen diese früheren Diskrepanzen als Effekte von Störungen durch die Meßaufstellung gedeutet werden, soweit sie nicht auf einer Vernachlässigung des Einflusses der vertikalen Dichteschichtung beruhen (13).

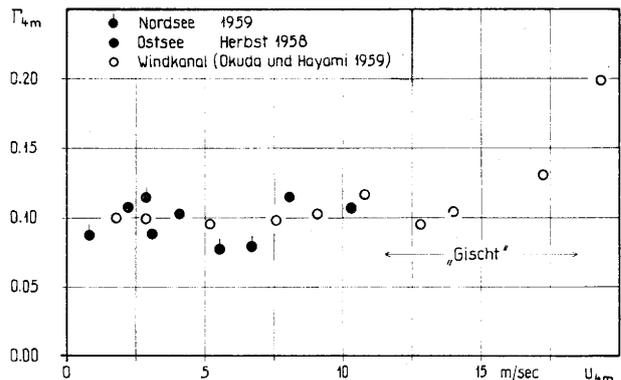


Abb. 10
Profilkoeffizienten Γ_{4m} des Wasserdampfdruckes, über See und im Windkanal

4.4.2. Wasserdampfdruck

Ein ähnliches Ergebnis wird in bezug auf die Wasserdampfschichtung erzielt. Die Abb. 10 zeigt mittlere Profilkoeffizienten für Wasserdampf bei neutraler Schichtung, die von uns über Ostsee und Nordsee ermittelt wurden, gemeinsam mit Ergebnissen von Windkanalmessungen der Wasserdampfschichtung durch Okuda und Hayami (14). Die Übereinstimmung ist besser, als man es bei einem solchen Vergleich Windkanal - freie See erwarten sollte. Hingewiesen sei auf die Wirkung der Gischt im Windkanal bei höheren Windgeschwindigkeiten. Ähnliches ist sicher auch auf freier See zu erwarten, kann aber nur schwer erfaßt werden. Die abgeleiteten neutralen Profilkoeffizienten für Wasserdampf stimmen innerhalb der Streuung mit denjenigen für die Windschichtung überein. Das ist eine prinzipiell wesentliche Information, besonders wegen der unterschiedlichen Meßmethoden.

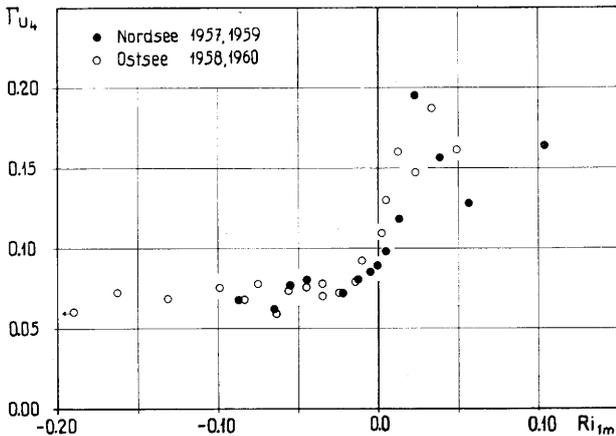


Abb. 11
 Profilkoeffizient $\Gamma_{4m}(u)$ auf See als Funktion der Richardson'schen Zahl

4.5. Profilkoeffizienten bei diabatischer Schichtung

Als Beispiel für die Schichtung im diabatischen Fall zeigt die Abb. 11 eine zusammenfassende Darstellung unserer Windprofilmessungen über Nordsee und Ostsee, d. h. von ca. 1500 Windprofilen. Hier ist der Profilkoeffizient der Windgeschwindigkeit (bezogen auf 4 m Höhe) als Funktion der Richardson'schen Zahl (in 1 m Höhe) dargestellt.

Abgesehen von der Streuung bei stabiler Schichtung, die stets beobachtet wird, und von dem systematischen Unterschied im neutralen Fall stimmt die Abhängigkeit der vertikalen Windscherung von der Richardson'schen Zahl in beiden Seegebieten recht gut überein. Ein ähnliches Ergebnis zeigen die Beobachtungen von Fleagle (Pazifikküste) (7) und Deacon (Australische See) (9).

Aus diesen Meßreihen leitete Deacon für den Koeffizienten α_1 der Gleichung [8] von Monin und Obuchow Werte zwischen 3 und 4 ab (9). Bei nahezu adiabatischer Schichtung nähert die Gleichung [8] mit diesem Koeffizienten auch unsere Beobachtungen gut an. Bei schwacher Labilität wird eine bessere Übereinstimmung durch die Ellison'sche Gleichung [9] mit $\alpha_2 = 4\alpha_1$ erzielt. In diesem Zusammenhang ist bemerkenswert, daß Brogus bei einer Bearbeitung der Profil- und Verdunstungsmessungen Pasquills (Festland) (15) den Wert $\alpha_1 = 3,7$ erhielt (16).

Abschließend stellen wir fest, daß nach Einführung angemessener Meßmethoden die Ergebnisse von Profilmessungen in verschiedenen Seegebieten ein recht homogenes Bild erkennen lassen. Bei bekannter Windgeschwindigkeit sowie Temperatur- und Feuchtedifferenz Luft - Wasser können recht zuverlässige Angaben gemacht werden über die gleichzeitig vorhandene ver-

tikale Wind-, Temperatur- und Feuchteschichtung. Es sind aber noch mehr Messungen notwendig zur Erweiterung des bisher erfaßten Bereiches der Temperaturdifferenz Wasser-Luft. Eine Gewinnung von Material bei wesentlich höheren Windgeschwindigkeiten ist allerdings auf See nur sehr schwer möglich, das ist eine der unvermeidlichen Schwächen der Profilmethode.

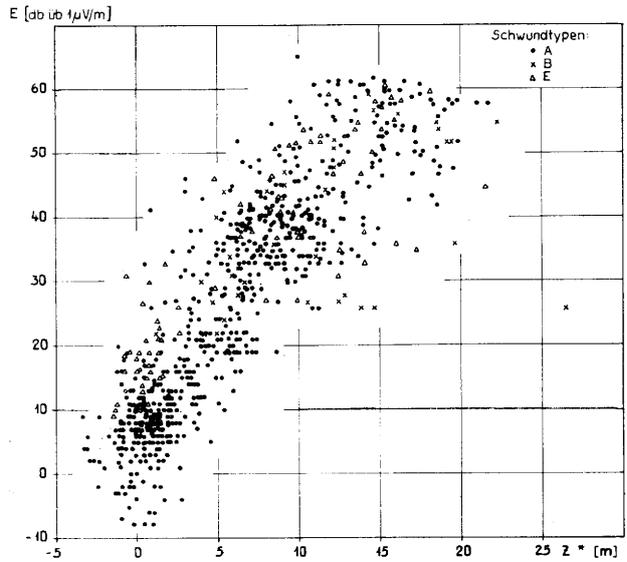


Abb. 12
 Gleichzeitige Beobachtungen der Feldstärke [db über $1 \mu V/m$] der 7-GHz-Strecke Weddewarden-Helgoland und der Wellenleiterdicke z^* [m] am Feuerschiff „Elbe 1“, August 1960, Januar bis März 1961

4.6. Anwendung auf cm-Wellen-Ausbreitung über See

Ein Beispiel für die praktische Anwendung solcher Ergebnisse zeigt die Abb. 12. In der Ordinate ist die — bei Szintillationsfading gemessene — Empfangsfeldstärke E einer 4,3-cm-Richtfunkstrecke zwischen Bremerhaven und Helgoland eingetragen (im Maß $20 \lg E$, wobei E gemessen ist in $\mu Volt m^{-1}$). Die Abszisse enthält die Dicke der Schicht mit besonders guten Ausbreitungsverhältnissen für cm-Wellen, des sogenannten Verdunstungswellenleiters (17). Diese wurde abgeleitet aus gleichzeitigen meteorologischen Routinemessungen an Bord des Feuerschiffes Elbe 1 — in der Mitte dieser Richtfunkstrecke — und mit Hilfe der Profilkoeffizienten für Wasserdampfdruck, die unsere Profilmessungen auf Nord- und Ostsee ergaben. Die beobachtete Feldstärke ist mit dieser Schichtdicke korreliert entsprechend der Theorie der elektromagnetischen Wellenausbreitung in Wellenleitern. Einer Zunahme der Schichtdicke von Null auf 20 m entspricht eine Erhöhung der Empfangsfeldstärke um 60 db, d. h. um den Faktor 1000. Im optischen Wellenlängenbereich findet man analog eine Abhängigkeit der Kimmtiefe von den Gradienten in der wassernahen Luftschicht und damit auch von der Temperaturdifferenz Luft-Wasser (18).

5. Die Windreibung an der Meeresoberfläche

Bei der Besprechung der zweiten, schwierigeren Aufgabe, der Ableitung der vertikalen Austauschströme, richten wir unser Hauptaugenmerk auf die Reibungswirkung des Windes.

5.1. Profilmessungen

Wenn die Kármán-Prandtl'sche Beziehung auch über der bewegten Seeoberfläche gültig ist, ergibt der Profilkoeffizient Γ_1 für Windscherung im adiabatischen Fall mit Gl. [6a] den Reibungskoeffizienten α_1 und damit nach Gl. [4c] die Schubspannung τ_0 des Windes an der Meeresoberfläche.

In der Abb. 9 wurde deshalb rechts an der Ordinate der Maßstab des Reibungskoeffizienten κ_{10} eingetragen, und als gestrichelte Linie ist die Beziehung angegeben, die für eine hydrodynamisch glatte Fläche gültig wäre. Die so aus Windprofilen abgeleiteten neutralen Reibungskoeffizienten sind mit Werten zwischen 1 und $1,6 \cdot 10^{-3}$ durchweg etwas größer, als es einer glatten Grenzfläche entspräche.

Zur Ergänzung ist links an der Ordinate auch eine Skala für den Rauigkeitsparameter z_0 nach Gl. [6] angegeben.

5.2. Fluktuationmessungen

Eine völlig andere Methode der Schubspannungsmessung beruht auf der bekannten Kreuzkorrelation

$$\tau = -\rho \overline{u' w'} \quad [11]$$

der momentanen horizontalen (u') und vertikalen (w') Windfluktuationen, woraus sich der Reibungskoeffizient mit

$$\kappa_1 = -\frac{\overline{u' w'}}{u_1^2} \quad [11a]$$

ableiten läßt, wenn $\tau = \tau_0$ gesetzt werden kann.

In der Abb. 9 sind als Kreuze einige der bisher mit dieser Methode ermittelten Reibungskoeffizienten eingetragen. Gewonnen wurden sie von McIlroy (12) im südaustralischen Seengebiet und von Vinogradova (19) über dem Kaspischen, bzw. dem Schwarzen Meer.

Die Übereinstimmung der Größenordnung dieser direkt gewonnenen Werte der Schubspannung mit den

aus Profilmessungen abgeleiteten Reibungskoeffizienten ist recht ermutigend. Ob der kleine systematische Unterschied zwischen den Ergebnissen der Profil- und Fluktuationmessungen signifikant ist, kann allerdings nur mit Hilfe eines wesentlich umfangreicheren Beobachtungsmaterials entschieden werden.

5.3. Ageostrophische Methode

Für ein drittes Verfahren der Schubspannungsbestimmung werden Pilotballon-Doppelanschnitte verwendet, mit denen die vertikale Windstruktur in der Reibungsschicht gemessen wird. Aus dem Höhenintegral der Abweichungen des aktuellen Windes vom geostrophischen Wind kann so die Schubspannung in der Höhe und am Boden gewonnen werden nach der Gleichung

$$\tau_x(z) = +f \int_z^{H_x} \rho (v - v_g) dz \text{ bzw. } \tau_y(z) = -f \int_z^{H_y} \rho (u - u_g) dz, \quad [12]$$

wo H_x durch $\tau_x(H_x) = 0$ definiert ist und f den Coriolisparameter bedeutet. Diese Methode setzt voraus, daß die Beschleunigung du/dt vernachlässigt oder ausreichend genau ermittelt werden kann während eines Zeitabschnittes, der lang genug ist, um mit den Pilotballonmessungen repräsentative Mittelwerte der Windschichtung zu erhalten. Schwierig ist dabei die Bestimmung des geostrophischen Windes und seiner meist vorhandenen Höhenabhängigkeit (thermischer Wind). Es liegt aber eine Anzahl von derartigen Bestimmungen der Schubspannung und des Reibungskoeffizienten aus verschiedenen Seegebieten vor.

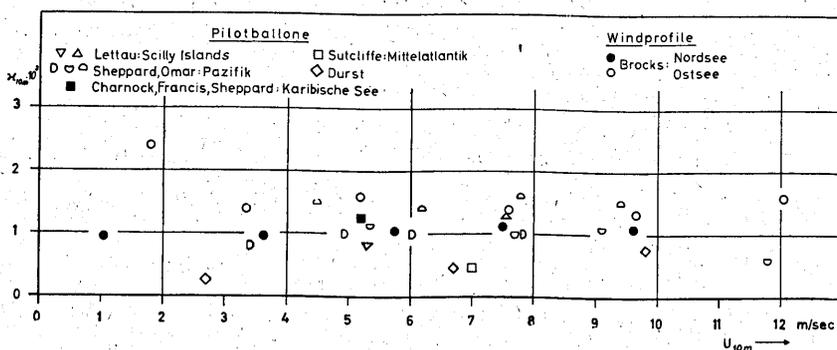


Abb. 13
Reibungskoeffizient ($\kappa_{10 \text{ m}}$) auf See nach Profil- und Pilotballonmessungen

Die Abb. 13 zeigt eine Zusammenfassung dieses Materials gemeinsam mit den Ergebnissen der Profilmessungen auf Nord- und Osee. Die Dreiecke entsprechen den Reibungskoeffizienten, die Lettau (20) nach einer von ihm angegebenen Methode aus einem Meßmaterial von Sheppard, Charnock und Francis (21) bei den Scilly-Inseln ableitete. Die schräggestellten Quadrate zeigen die Ergebnisse von Durst (22). Die Quadrate und Halbkreise stellen Messungen aus den Passatgebieten von Atlantik und Pazifik dar nach Charnock, Francis und Sheppard (23) sowie Sheppard und Omar (24) bzw. Auswertungen der „Meteor“-ergebnisse durch Sutcliffe (25). Einige Meßwerte fallen erheblich aus dem übrigen Material heraus, in der Mehrzahl aber werden Reibungskoeffizienten zwischen $0,8$ und $1,6 \cdot 10^{-3}$ beobachtet in Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Profil- und Fluktuationmessungen. Auch hier kann eine systematische Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit nicht eindeutig festgestellt werden.

5.4. Windstaumessungen

Eine vierte Methode der Schubspannungsbestimmung bedient sich der Windstaumessungen an größeren Was-

serflächen. Hierbei wird die Tatsache benutzt, daß die Oberfläche eines abgeschlossenen Seegebietes bei stetig wehendem Wind eine Schrägstellung in der Windrichtung erfährt. Unter vereinfachten Bedingungen gilt dann die Gleichung

$$\tau_0 = g \rho h \cdot \frac{\Delta z}{\Delta x} - \tau_B \quad [13]$$

mit der Neigung $\Delta z / \Delta x$, der Schwerebeschleunigung g , der Wasserdichte ρ und der Schubspannung τ_B des Wassers am Boden. Leider hat auch diese Methode bei großen, abgeschlossenen Seeflächen, wie dem Botnischen Meerbusen oder den nordamerikanischen Seen usw., ihre spezifischen Schwierigkeiten. Es muß z. B. die richtige effektive Wassertiefe h , die von der evtl. Dichteschichtung und der Bodenkonfiguration abhängig ist, ermittelt und der Einfluß der Strömung in Bodennähe auf die gesamte Schubspannung berücksichtigt werden. Bei schwachem Wind ist die genaue Messung der Neigung schwierig. Man nimmt deshalb an, daß dieses Verfahren nur oberhalb einer gewissen Windgeschwindigkeit zu brauchbaren Ergebnissen führen kann (26).

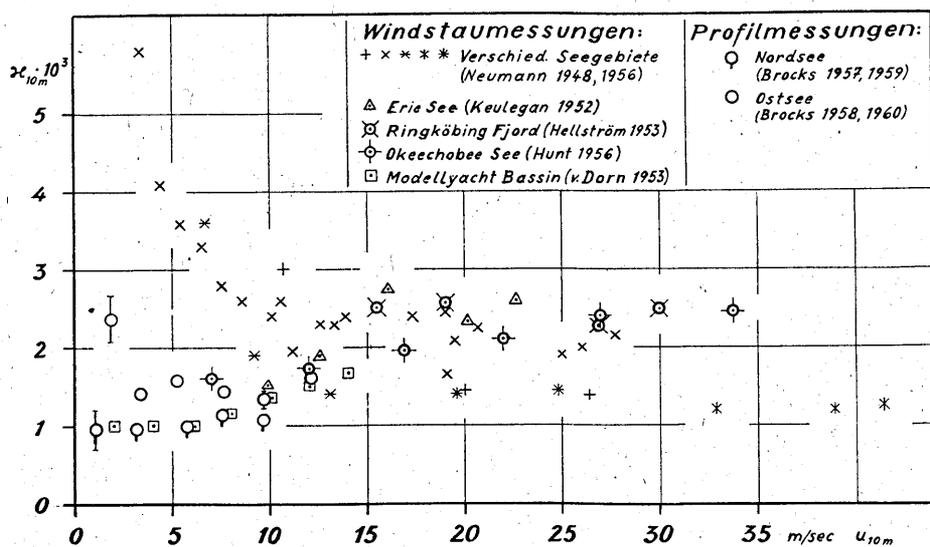


Abb. 14
Reibungskoeffizienten (k_{10m}) auf See nach Windstau- und Profilmessungen

In der Abb. 14 ist ein Teil der Ergebnisse dieses Verfahrens zusammengestellt:

- nach zusammenfassenden Bearbeitungen von Neumann, 1948 und 1956 (27, 28),
- Mittelwerte von Ergebnissen neuerer Untersuchungen: Erie-See (Keulegan 1952) und Ringkøbing Fjord (Hellström 1953) nach Deacon (12) für Windgeschwindigkeiten über 10 m/sec sowie Okeechobee-See (Hunt 1956 (29)),
- Ergebnisse von den Staumessungen von Dorn's (30) an einem Modell-Yacht-Bassin.

Alle Messungen wurden, soweit notwendig, mit Hilfe von Gl. [5] auf 10 m Höhe reduziert, wobei aber bei einer ganzen Anzahl von Meßreihen sowohl die Höhenangaben als auch die Windschätzungen unsicher sind. Die Ergebnisse unserer Profilmessungen auf Nord- und Ostsee wurden zum Vergleich mit eingetragen.

Das Material zeigt eine erhebliche Streuung. Am auffälligsten sind die großen Unterschiede bei kleinen Windgeschwindigkeiten. Nach Neumann's Vorstellungen soll der Reibungskoeffizient bei kleinen Windgeschwindigkeiten am größten sein. Dieses Ergebnis ist aber neuerdings — u. a. wegen der bereits erwähnten Meßgenauigkeit — umstritten. In einer Kontroverse mit Deacon (26) hat Neumann (31) allerdings an seiner Auffassung festgehalten.

Die oben gezeigte Übereinstimmung der Ergebnisse der neuen Profil-, Fluktuations- und Pilotballonmessungen im Sinne eines nahezu konstanten und relativ kleinen Reibungskoeffizienten bis zu Windgeschwindigkeiten von etwa 15 m/sec dürften aber die Zweifel an der Realität der Neumann'schen Anschauung verstärken. Jedes der Verfahren hat zwar seine bereits erwähnten meßtechnischen oder prinzipiellen Schwächen (siehe (12) und (4)). Die Zusammenschau aller gibt aber wohl dem Gesamtergebnis eine gewisse Sicherheit. Bemerkenswert ist, daß auch die von Dorn'schen Messungen im Modellbassin damit recht gut übereinstimmen, wenn auch die Windmessungen hier z. T. gestört sein dürften.

Welche Werte aber haben die Reibungskoeffizienten bei hoher Windgeschwindigkeit, die für Sturmflutvorhersagen usw. besonders wichtig sind? Alle bisherigen Informationen deuten darauf hin, daß sie höher liegen als diejenigen bei leichtem und mäßigem Wind. In einer Arbeit von Wilson (32), welche die bisher vorliegenden Ergebnisse zusammenfaßt (d. h. etwa 45 Veröffentlichungen), ergab sich für starke Winde

$$k_{10} = 2,4 \cdot 10^{-3} \pm 0,6 \cdot 10^{-3}$$

als Mittelwert des Reibungskoeffizienten.

5.5. Einfluß der vertikalen Dichteschichtung

Eine systematische Unterteilung der vorliegenden Pilotballon- und Windstaumessungen nach der gleichzeitigen vertikalen Luftdichteschichtung ist bisher noch nicht vorgenommen worden, wäre aber sicherlich lohnend (20). Vielleicht würde sich dadurch ein Teil der Streuung der bisherigen Meßergebnisse, die in den Abb. 13 und 14 zum Ausdruck kommt, aufklären lassen. Denn zweifellos ist bei Labilität mit einer größeren Schubspannung zu rechnen als bei Stabilität, bezogen auf gleiche Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe. Das geht nicht nur aus den theoretischen Ansätzen, z. B. Gl. [8] und [9], hervor, sondern ist auch deutlich bei Beobachtung der Ozeanoberfläche zu erkennen (33, 34).

6. Ausblick

Dringend erforderlich ist eine Vermehrung des Materials ungestörter Beobachtungen in der maritimen Grenzschicht und die Weiterentwicklung der erwähnten Meßmethoden. Nur so können die notwendigen Aufschlüsse gewonnen werden über die noch ungeklärten Fragen der Wechselwirkung Ozean — Atmosphäre. Besonders erfolgversprechend dürften Kombinationen sein von Profil- und Fluktuationsmessungen auf Bojen, Pilotballondoppelschnitten, Turbulenzmessungen vom Flugzeug aus und Registrierungen der Druckschwankungen an der Meeresoberfläche.

Im Rahmen dieses Referates konnte auf die maritime Verdunstung und den Austausch fühlbarer Wärme nicht näher eingegangen werden, bei deren Erfassung ähnliche Probleme auftreten, wie wir sie am Beispiel des Impulsaustausches diskutiert haben (eine neuere Zusammenfassung siehe z. B. in (12)). Auch hier sind Fortschritte zu erwarten durch Messungen der Kreuzkorrelationen der turbulenten Schwankungen, gemeinsam mit Strahlungshaushalts- und Advektionsmessungen, und durch Erschließung der atmosphärischen Turbulenzstruktur. Für die Verdunstung bestehen dabei auf See besondere Schwierigkeiten, wenn mit den konventionellen Meßmethoden gearbeitet wird. Vielleicht eröffnen die Hochfrequenzrefraktometer, die im Rahmen der Radiometeorologie entwickelt wurden, neue Möglichkeiten zur Messung der Wasserdampf- und Salzfluktuationen.

Auf jeden Fall aber ist heute auch im Bereich der maritimen Meteorologie ein erheblicher Forschungs-

aufwand notwendig, wenn die aktuellen Probleme gelöst werden sollen.

Die Untersuchung der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre brachte im letzten Jahrzehnt einige Fortschritte, die hier z. T. dargestellt wurden. Bei näherem Hinsehen aber zeigt es sich, daß nur ein erster Anfang gemacht ist. Ein weites und fruchtbares, ein schwieriges, aber auch reizvolles Feld der Forschung liegt noch vor uns.

Literatur

- (1) Beuck, G.: Örtliche Unterschiede und zeitliche Schwankungen des meteorologischen Feldes vor der Küste im Wattenmeer. Diplomarb. Geophys. Inst. Univ. Hamburg 1958.
- (2) Monin, A. S. u. Obuchow, A. M.: Fundamentale Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Vermischung in der bodennahen Schicht der Atmosphäre (Orig. russ.). Trudi Geofiz. Inst. Akad. Nauk SSSR 24 (1954) S. 163 — 187.
- (3a) Ellison, T. H.: Turbulent transfer of heat and momentum from an infinite rough plane. J. Fluid Mech. 2 (1957) S. 456 — 466.
- (3b) Panofsky, H. A., Blackadar, A. D. and McVehil, G. E.: The diabatic wind profile. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 86 (1960) S. 390 — 398.
- (3c) Sellers, W. D.: A simplified derivation of the diabatic wind profile. J. atm. Sci. 19 (1962) S. 180 — 181.
- (4) Schmitz, H. P.: Kritische Betrachtungen zu gebräuchlichen Methoden der Ermittlung des Windschubs auf dem Meere. Dt. hydrogr. Z. 14 (1961) S. 169 — 193.
- (5a) Stewart, R. W.: The wave drag over water. J. Fluid Mech. 10 (1961) S. 189 — 194.
- (5b) Stewart, R. W.: The stress on water. Proc. Symp. Math.-Hydrodyn. Meth. Phys. Oceanogr. 1961, Inst. Meereskde., Hamburg, Mitt. 1 (1962) S. 399 — 408.
- (6) Brocks, K.: Ein neues Gerät für störungsfreie meteorologische Messungen auf dem Meer. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. A 11 (1959) S. 227 — 239.
- (7) Fleagle, R. G., Deardorff, J. W. and Badgley, F. I.: Vertical distribution of wind speed, temperature and humidity above a water surface. J. Mar. Res. 17 (1958) S. 141 — 158.
- (8) Takahashi, T.: Micrometeorological observations and studies over the sea. Fac. Fish., Kagoshima Univ. 1958.
- (9) Deacon, E. L.: Aerodynamic roughness of the sea. J. geophys. Res. 67 (1962) S. 3167 — 3172.
- (10) Deardorff, J. W.: An experimental ocean buoy for air-sea transfer studies. Dep. of Meteor. and Climat., Univ. of Washington, occ. Rep. 13, 1962.
- (11a) Brocks, K.: Measurements of wind profiles over the sea and the drag at the sea surface. Internat. Oceanogr. Congr. New York 1959, Preprints S. 742 — 744.
- (11b) Brocks, K.: Results of wind profile measurements above the sea. Proc. Symp. Math.-Hydrodyn. Meth. Phys. Oceanogr. 1961, Inst. Meereskde., Hamburg, Mitt. 1 (1962) S. 409 — 410.
- (11c) Brocks, K. u. Hasse, L.: Fluctuation measurements made at sea with a gyroscopic stabilized floating mast. IUGG Congr. Berkeley 1963, Ocean-Atmosphere Interaction Symp.
- (12) Deacon, E. L. and Webb, E. K.: Interchange of properties between sea and air; small scale interactions. In: The Sea. New York-London 1962. S. 43 — 87.
- (13) Brocks, K.: Wasserdampfschichtung über dem Meer und die „Rauhigkeit“ der Meeresoberfläche. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. A 8 (1955) S. 354 — 383.
- (14) Okuda, S. and Hayami, Sh.: Experiments on evaporation from waving water surface. Rec. of Oceanogr. Works in Japan 5 (1959) S. 6 — 13.
- (15) Pasquill, F.: Eddy diffusion of water vapour and heat near the ground. Proc. Roy. Soc. A 198 (1949) S. 116 — 140.
- (16) Brogmus, W.: Zur Theorie der Verdunstung der natürlichen Erdoberfläche. Einzelveröff. Dt. Wetterd. Seewetteramt Nr. 21 (1959).
- (17a) Brocks, K.: Der Brechungsindexgradient für elektromagnetische Wellen (Cm- bis M-Band) in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre. Dt. hydrogr. Z. 8 (1955) S. 186 — 194.
- (17b) Brocks, K. u. Hasse, L.: Der Brechungsindexgradient für elektromagnetische Wellen (Cm- bis M-Band) in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre. 2. Beitrag. Dt. hydrogr. Z. 9 (1956) S. 217 — 221.
- (18) Hasse, L.: Über den Zusammenhang der Kimm-tiefe mit meteorologischen Größen. Dt. hydrogr. Z. 13 (1960) S. 181 — 197.
- (19) Vinogradova, O. P.: Tangentieller Windschub über einer bewegten Seeoberfläche (Orig. russ.). Izv. Akad. Nauk SSSR, Geofiz. Ser. 1959 Nr. 11, S. 1646 — 1655.
- (20) Lettau, H.: Windprofil, innere Reibung und Energieumsatz in den untersten 500 m über dem Meer. Beitr. Phys. Atm. 30 (1957) S. 78 — 96.
- (21) Sheppard, P. A., Charnock, H. and Francis, J. R. D.: Observations of the westerlies over the sea. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 78 (1952) S. 563 — 582.
- (22) Durst, C. S.: On surface friction and turbulence in the Ocean. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl. 5 (1949) S. 369 — 373.
- (23) Charnock, H., Francis, J. R. D. and Sheppard, P. A.: An investigation of wind structure in the trades: Anegada, 1953. Phil. Trans. Roy. Soc. London A 249 (1956) S. 179 — 234.
- (24) Sheppard, P. A. and Omar, M. H.: The windstress over the ocean from observations in the trades. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 78 (1952) S. 583 — 589.
- (25) Sutcliffe, R. C.: Surface resistance in atmospheric flow. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 62 (1936) S. 3 — 14.
- (26) Deacon, E. L.: The stress of light winds on the sea. Bull. Amer. Meteor. Soc. 38 (1957) S. 540 — 542.
- (27) Neumann, G.: Über den Tangentialdruck des Windes und die Rauhigkeit der Meeresoberfläche. Z. Meteor. 2 (1948) S. 193 — 203.

- (28) Neumann, G.: Wind stress on water surfaces. Bull. Amer. Meteor. Soc. 37 (1956) S. 211—217.
- (29) Hunt, M.: Effets du vent sur les nappes liquides. La Houille Blanche 1956. S. 575—607 u. 781—812.
- (30) van Dorn, W. G.: Windstress on an artificial pound. J. Mar. Res. 12 (1953) S. 249—276.
- (31) Neumann, G.: Notes on the stress of light wind over the sea. Bull. Amer. Meteor. Soc. 40 (1959) S. 146—148.
- (32) Wilson, B. W.: Note on the surface wind stress over water at low and high wind speeds. J. Geophys. Res. 65 (1960) S. 3377—3382.
- (33) Seilkopf, H.: Maritime Meteorologie. In: Handbuch der Fliegerwetterkunde Bd. 2, Berlin 1939. S. 44 u. 107.
- (34) Roll, H. U.: Beaufortäquivalente auf See bei verschiedenen thermischen Schichtungen, angewendet auf die Bestimmung der Windschubspannung an der Meeresoberfläche. Ann. Meteor. 6 (1953/54) S. 193—201.

2.2. Untersuchungen über Impuls- und Wärmeaustausch in der wassernahen Luftschicht über Lake Mendota, Wisconsin/USA

von

Heinz Lettau

Zusammenfassung

Es wird über klein-meteorologische Studien auf dem Mendotasee (40 qkm Oberfläche) berichtet. Einige Ergebnisse von unkonventionellen Meßverfahren werden besonders behandelt, beispielsweise die Bestimmung des vertikalen Dichtegradienten mittels optischer Refraktion, kontinuierliche Sondierungen der vertikalen Temperaturverteilung von 3 m über bis $\frac{1}{2}$ m unter der Wasseroberfläche, Wind- und Temperaturprofile als Funktion des Strömungsweges über Wasser und durch Wind erzeugte Strömungsprofile (Reibungsspiralen) im Wasser. Abschließend werden einige experimentelle Untersuchungen über die Beeinflussung von Schubspannung und Windprofilen mittels künstlicher Rauigkeitselemente auf dem Eis von Lake Mendota diskutiert.

Abstract

The autor reports micrometeorological studies on Lake Mendota (surface: 40 sq km). Some unconventional

measuring methods are dealt with in detail, e. g. determination of the vertical density gradient by means of optical refraction, continuous soundings of the vertical temperature distribution between 3 m above and 0.5 m below the water surface, wind and temperature profiles as a function of the circulation above the water surface, flow profiles (friction spirals) in water produced by wind.

Finally some experiments are discussed concerning the influence on shearing stress and wind profiles of artificial roughness elements, on the ice cover of Lake Mendota.

Die vorgetragenen Ergebnisse sind erschienen als Lettau, H. et al.: Studies of the three-dimensional structure of the planetary boundary layer. Ann. Rep. 1961 u. Final Rep. Dep. Meteor. Univ. Wisconsin, Madison, 1962, Contr. USEPG. DA-36-039-SC-80282.

2.3. Zur Berechnung des latenten und fühlbaren Wärmestroms von der Meeresoberfläche an die Luft

von

Gerhard Manier

Zusammenfassung

Ausgehend von der Temperaturänderung eines Einheitsvolumens einer inkompressiblen Strömung werden die Gleichungen für den Transport von Bewegungsgröße und von fühlbarer und latenter Wärme bestimmt. Mit der Annahme, daß die Temperaturschichtung in den untersten 10 cm vernachlässigbar ist, kann man aus den vorhandenen Messungen der Schubspannung bei adiabatischer Schichtung die Schubspannung bei nichtadiabatischer Schichtung berechnen, wenn man voraussetzt, daß die Windgeschwindigkeit einem Potenzgesetz der Höhe gehorcht und die Schubspannung höhenkonstant ist. Aus diesen Schubspannungswerten kann man den turbulenten Diffusionskoeffizienten für den Transport von Bewegungsgröße bestimmen. Nimmt man weiter an, daß sich die turbulenten Diffusionskoeffizienten für die drei Transporte nicht unterscheiden und daß auch die Temperatur und Feuchte einem Potenzgesetz der Höhe gehorchen, dann kann man aus den Temperatur- und Feuchtemessungen in zwei Höhen und einer Windgeschwindigkeitsmessung den fühlbaren und latenten Wärmestrom bestimmen.

Ein Vergleich mit den J a c o b s schen Formeln für die Verdunstung und den Transport fühlbarer Wärme zeigt, daß die Ergebnisse nur für mittlere Windgeschwindig-

keiten gut übereinstimmen. Für hohe Windstärken liefern die J a c o b s schen Formeln viel zu kleine Werte.

Abstract

From the change of potential temperature of unit volume of an incompressible fluid, the transport equation for sensible and latent heat and for momentum have been determined. Neglecting the influence of temperature stratification on the lowest 10 cm and assuming the wind speed to follow a power law of height and the shearing stress to be independent of height, it is possible to determine the shearing stress for nonadiabatic conditions from the measurements of the shearing stress for adiabatic stratification. From the shearing stress one may determine the eddy diffusivity $K(z)$. Assuming the three coefficients for turbulent diffusion to be identical and the temperature and humidity to follow a power law of height, one can determine the latent and sensible heat transfer from temperature and humidity measurements at two heights and one wind speed measurement. Comparison with Jacob's formulas for the evaporation and sensible heat transfer shows that the results agree only for medium wind speed. For larger wind velocities Jacob's formulas yield much too low values.

Die ausführliche Fassung des Vortrags ist erschienen in: Geofis. pura e appl. 52 (1962) S. 189—213.

2.4. The influence of cloud on hourly short-wave radiation at Ocean Weather-Station "Juliet"

by

F. E. L u m b

Abstract

Empirical relations are found between the hourly short-wave radiation (Q) received on a horizontal surface at ocean weather station "Juliet" ($52^{\circ}30' N$ $20^{\circ} W$) and nine categories of cloud in the form

$$Q = 135 f \cdot s \text{ (mw}\cdot\text{hr/cm}^2\text{)}$$

where $f = a + b \cdot s$ is the fraction of solar radiation transmitted through the atmosphere, s is the mean of the sines of the solar altitude at the beginning and end of the hour, and a , b are constants.

A comparison with a similar analysis of radiation data at ocean weather station "Alfa" indicates that the relationships derived for "Juliet" are valid over a wide band of latitude, and it is shown that they can be used to estimate (within $\pm 10\%$ on most occasions) the total solar radiation received at the sea surface during 5-day periods over the North Atlantic between 45° and $65^{\circ}N$.

The paper will be published in the Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society.

2.5. Ein Beispiel für den Einfluß des Wetters auf die Temperaturschichtung im Meere

von

Gertrud Prahm

(mit 5 Abbildungen im Text)

Zusammenfassung

Das Feuerschiff „S 2“ war von 1949—1953 südöstlich der Doggerbank verankert. Die wöchentlichen hydrographischen Serienmessungen ergaben eine fast einzigartige Möglichkeit, den vertikalen Aufbau der Wassermassen sowie die Veränderungen der hydrographischen Faktoren auf einer weit in die offene Nordsee vorgeschobenen Position über einen längeren Zeitraum zu verfolgen. Behandelt wird insbesondere die Entstehung und Auflösung der sommerlichen Temperatursprungschicht. An Beispielen werden Zusammenhänge zwischen dem Wettergeschehen und der thermischen Schichtung aufgezeigt.

Die Ausbildung der Sprungschicht im Frühjahr bzw. der Abbau im Herbst erfolgt in einzelnen Jahren — je nach der Wetterlage — wesentlich früher oder wesentlich später als es den mittleren Verhältnissen entspricht. Die Temperaturschichtung kann außerdem — selbst mitten im Sommer — zwischenzeitlich völlig verschwinden.

Windschwache Perioden begünstigen den sehr frühzeitigen Aufbau einer Temperaturschichtung im Frühjahr besonders dann, wenn zu dieser Zeit auch die Bewölkung gering ist. Die Ursache für eine intermediäre Auflösung der Sprungschicht während des Sommers und für einen besonders frühen Abbau im Herbst ist mit dem Vorkommen von Starkwindperioden verknüpft; Winde aus dem NW-Quadranten durchmischen die Wassermassen besonders tief. Die Auflösung der sommerlichen Temperaturschichtung bei hohen Windgeschwindigkeiten kann schon lange vor der Zeit erfolgen, in der die herbstliche Abkühlung an der Meeresoberfläche einsetzt und damit die Homothermie durch thermische Konvektion einleitet.

Abstract

From 1949—1953 the lightvessel “S 2” was riding on anchor South East of the Dogger Bank. The regular hydrographic measurements carried out weekly yielded an almost unique possibility to trace the vertical structure of the water masses as well as the changes with time of the hydrographic factors on this position so far advanced into the open North Sea. Special regard was paid to the forming and disappearance of the summerly thermocline. Some examples serve to elucidate the connection between the weather and the thermal layering.

In some years the forming of the thermocline in spring and its disappearance in autumn takes place — according to the respective weather situation — considerably earlier or later than would correspond to the mean conditions. The temperature layering can, moreover, disappear completely for some time in midsummer.

Periods with light winds favour the early forming of a temperature layering in spring especially when there are also only a few clouds at that time. Periods

of strong winds lead to the intermediate disappearance of the thermocline in summer and to the particularly early disappearance in autumn. Winds from the NW quadrant help to mix the water masses to an especially great extent. The disappearance of the summerly temperature layering at high wind velocities can take place long before the autumnal cooling at the surface of the sea and the forming of thermally homogeneous water by thermal convection.

Weite Bereiche des Meeres sind geschichtet. Die vertikalen Dichtedifferenzen zwischen den verschiedenen Wassermassen beruhen auf Unterschieden im Salzgehalt, auf Unterschieden in der Temperatur oder auf beidem. Im Falle einer Salzgehaltsschichtung wird in den meisten Fällen salzreichereres oder salzärmeres Wasser advektiv herangeführt. Eine Temperaturschichtung kann ebenfalls durch Advektion gebildet werden, doch entsteht unter bestimmten klimatischen und hydrographischen Voraussetzungen thermische Schichtung auch ohne seitliche Zufuhr kühleren oder wärmeren Wassers. Nur mit diesen Vorgängen wollen wir uns hier beschäftigen.

Betrachten wir ein praktisch homohalines Gebiet, das gekennzeichnet ist durch große Temperaturschwankungen im Jahresgang. Hier ist thermische Schichtung nur in der wärmeren Jahreszeit möglich. Wie wird eine solche Schichtung aufgebaut?

Sobald im Frühjahr die Einstrahlung die Ausstrahlung überwiegt, beginnt die Meeresoberfläche sich zu erwärmen. Die zugeführte Wärmestrahlung dringt nicht sehr tief ein, sondern wird bereits in einer dünnen Oberschicht absorbiert. Erst die Turbulenz im Meere sorgt dafür, daß die oben zugeführte Wärme auch tieferen Schichten zugute kommt. Der Transport nach unten wird durch die Reibungsturbulenz von Seegang und Oberflächenströmung erzeugt. Man nennt ihn dynamische Konvektion. Mit ihrer Hilfe baut sich eine homogene warme Deckschicht auf, deren Mächtigkeit von der Stärke der vertikalen Durchmischung abhängt. Der Übergang zur kühleren Unterschicht erfolgt in einer nicht sehr mächtigen Grenzzone mit starkem Temperaturgefälle, der thermischen Sprungschicht. Bei weiterer Wärmezufuhr an der Oberfläche nimmt der Temperaturunterschied zwischen oben und unten zu, die Stabilität der Schichtung wächst. Hiermit wird der vertikale Austausch zwischen der Deckschicht und der Unterschicht — vor allem der Wärmetransport zu den tieferen Wasserschichten — erschwert, möglicherweise sogar unterbunden. Die vertikale Vermischung erlischt an der Sprungschicht, und die Sprungschicht wird zur Sperrschicht.

Von der Oberfläche her durchmischen also Seegang und Oberflächenströmungen die Wassermassen. In Gezeitenmeeren macht sich außerdem eine durch die Bodenreibung hervorgerufene verstärkte Gezeitenstromturbulenz bemerkbar. Sie sorgt für eine vertikale

Durchmischung der Wassermassen vom Boden her. In flacheren Meeresteilen kann sie in einem erheblichen Teil der Wassersäule wirksam sein. Erreicht sie den Einflußbereich der von oben ausgehenden dynamischen Konvektion, so entsteht zwischen der warmen Deckschicht und der kühleren Unterschicht ein besonders scharf ausgebildeter Temperatursprung. Wird jedoch einer dieser turbulenzauslösenden Faktoren so stark, daß die von unten oder von oben ausgehende vertikale Vermischung die gesamte Wassersäule erfaßt, so kann es zur Auflösung der Schichtung kommen, oder aber eine Schichtung wird gar nicht erst aufgebaut. G. Dietrich (7, 8) hat gezeigt, daß Gezeitenstromgeschwindigkeiten von 80 cm/sec und mehr im Englischen Kanal und in der Nordsee den Aufbau einer Schichtung unmöglich machen. Er hat weiter gezeigt am Beispiel der Doggerbank, daß bei schwächeren Gezeitenströmen aber starker Seegangwirkung ebenfalls keine Schichtung entsteht, wenn die Wassertiefe gering ist.

Unsere Kenntnisse vom thermischen Aufbau der Nordsee beruhen im wesentlichen auf hydrographischen Einzelserien, die zu verschiedenen Zeiten durchgeführt worden sind. Sie geben Augenblicksbilder des hydro-

graphischen Zustandes wieder, sagen aber nichts aus über den Ablauf des thermischen Geschehens. Um in diese Vorgänge einen Einblick zu bekommen, um weiter sich darüber klar zu werden, welche Faktoren den thermischen Aufbau maßgeblich beeinflussen, sind fortlaufende, zeitlich möglichst engabständige Beobachtungen der vertikalen Temperaturverteilung und ihrer Veränderungen nötig. Das Material erfüllte diese Bedingungen bisher nicht, doch liegen von einem Nordsee-Feuerschiff Serienmessungen vor, die in 7-tägigem Abstand gewonnen worden sind. Es handelt sich um das Feuerschiff „S 2“, welches südöstlich der Doggerbank ($\varphi = 54^{\circ} 00' 30'' \text{ N}$, $\lambda = 03^{\circ} 32' 00'' \text{ E}$) auf 46 m tiefem Wasser vor Anker lag. Von 1949 bis 1953 wurden dort — neben den meteorologischen Elementen — Temperatur und Salzgehalt von 5 zu 5 m Wassertiefe beobachtet. An Hand dieser Daten wollen wir Auf- und Abbau der thermischen Sprungschicht näher untersuchen (1—6, 10).

Zunächst betrachten wir den thermischen Aufbau im Mittel über alle Beobachtungsjahre (Abb. 1, nach (12)). Wie der Isoplethenverlauf erkennen läßt, ist das Wasser beim Feuerschiff „S 2“ im Winter homotherm, im

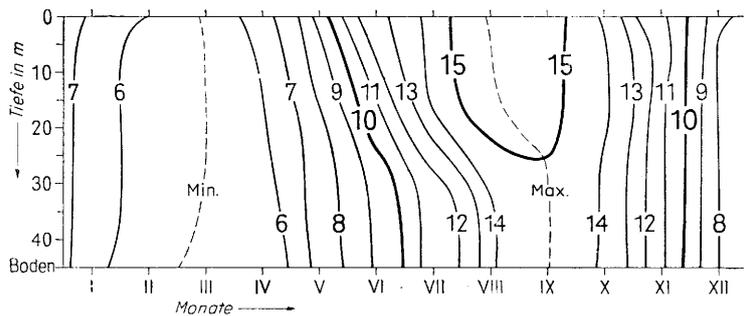


Abb. 1.
Feuerschiff „S 2“ — Mittlerer jährlicher Gang der Temperatur von der Oberfläche bis zum Boden. Isoplethen der Temperatur in $^{\circ}\text{C}$ (Beobachtungszeitraum 1949—1953). Nach (12) S. 234

Sommer thermisch geschichtet. Der Aufbau der sommerlichen Schichtung beginnt im April/Mai. Die wärmere Deckschicht reicht zunächst bis etwa 15 m; sie wandert später in größere Tiefen. Gleichzeitig verstärkt sich die Stabilität der Schichtung. Der Temperaturunterschied zwischen der Ober- und Unterschicht ist am größten in den Monaten Juni und Juli. Im August — wenn das Oberflächenwasser seine höchste Temperatur erreicht — hat er merklich abgenommen und die Stabilität der Schichtung ihr Maximum bereits überschritten. Der Wärmeaustausch zwischen der Deckschicht und der kühleren Unterschicht wird damit leichter gemacht: im September erreicht die Temperatur der Unterschicht ihren höchsten Wert. In den oberen Wasserschichten hat zu dieser Zeit bereits thermische Konvektion eingesetzt. Schon im Oktober reicht sie bis zum Boden und schafft damit die Vorbedingungen für die winterliche Homothermie.

Um Aufbau und Abbau der sommerlichen Temperaturschichtung deutlicher zu erfassen, wollen wir jetzt das thermische Geschehen beim Feuerschiff „S 2“ in den einzelnen Jahren betrachten. Abb. 2 zeigt den Verlauf der Isoplethen.

1949 beginnen die Beobachtungen erst Anfang Mai. Eine Sprungschicht ist zu dieser Zeit bereits vorhanden. Im Juli wird die thermische Schichtung vorübergehend aufgelöst, dann neu aufgebaut und bleibt bis weit in den Oktober hinein erhalten.

1950 ist das Wasser von Mitte Mai bis Anfang September thermisch geschichtet. Die herbstliche Auflösung der Schichtung erfolgt sehr rasch: am 1. September

ist noch Schichtung vorhanden; die Serie am 9. September zeigt bereits Homothermie.

1951 entwickelt sich eine intensive Temperaturschichtung erst Ende Mai/Anfang Juni. Der Abbau erfolgt bereits Mitte August, jedoch bildet sich Anfang Oktober vorübergehend noch einmal eine Sprungschicht aus.

1952 ist besonders dadurch gekennzeichnet, daß sich schon sehr früh — nämlich Mitte April — eine thermische Schichtung zeigt.

1953 löst sich die Sprungschicht zweimal zwischenzeitlich auf: zuerst Anfang Mai und dann von Ende Juli bis Mitte August. Eine intensive Temperaturschichtung ist in diesem Sommer nur für relativ kurze Zeit vorhanden.

Wir fassen zusammen: Bei „S 2“ ist das Wasser in jedem Sommer thermisch geschichtet, Beginn und Ende der Temperaturschichtung aber schwanken in weiten Grenzen. Die Schichtung kann im April aufgebaut werden, sie kann aber auch erst Anfang Juni entstehen. Ihre endgültige Auflösung kann in der ersten Augusthälfte erfolgen, sie kann aber auch erst in der zweiten Oktoberhälfte stattfinden. Ein zwischenzeitliches Verschwinden der sommerlichen Temperaturschichtung ist sowohl in den Anfangsstadien ihrer Bildung als auch zur Zeit ihrer größten Stabilität möglich.

Welches sind nun die Ursachen für die in den einzelnen Jahren so unterschiedliche Entwicklung des thermischen Geschehens? Zieht man nur die Sonnenstrahlung in Betracht, so müßte eine thermische Schichtung aufgebaut werden, sobald die Einstrahlung die Aus-

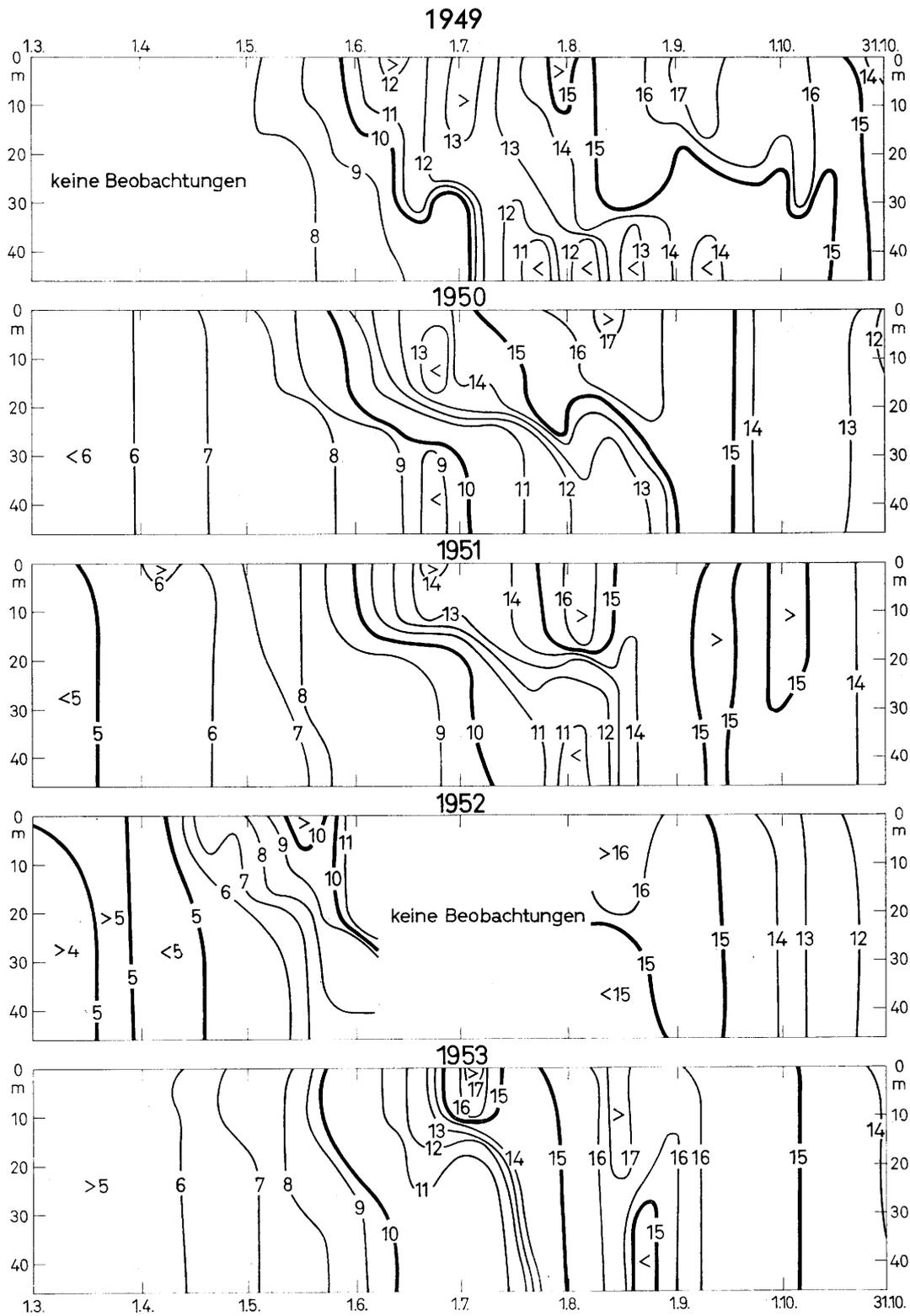


Abb. 2
Isoplethen der Temperatur (°C) beim Feuerschiff „S 2“

strahlung überwiegt, und die Sprungschicht müßte abgebaut werden, sobald die Ausstrahlung größer ist als die Einstrahlung. Mit anderen Worten: wir hätten von April bis Oktober geschichtetes Wasser zu erwarten. Daß die Schichtung in Wirklichkeit jedoch einmal im April, ein anderes Mal im Mai einsetzt, daß sie in dem einen Jahr im Oktober, in einem anderen Jahr endgültig schon im August verschwindet, ja, daß die Sprungschicht sogar zwischenzeitlich aufgelöst werden kann, muß hydrographische oder meteorologische Ursachen haben.

Die maximalen Gezeitenstromgeschwindigkeiten bei „S 2“ liegen bei nur 30 bis 40 cm/sec. Die Turbulenz dieser Strömungen reicht nicht aus, um den Aufbau einer stabilen Schichtung zu verhindern. Advektive Vorgänge können — zumindest im Frühjahr — ausgeschlossen werden. Die Wassertemperaturen sind in dieser Zeit regional weitgehend ausgeglichen. Bleibt also nur das Wettergeschehen! Die Bewölkung verändert Einstrahlung wie Ausstrahlung. Der Wind greift einmal auf dem Wege über die Verdunstung in den Wärmehaushalt der Meeresoberfläche ein, zum anderen

durchmischt er auf dem Umweg über den Seegang die Wassermassen und bestimmt hiermit die Eindringtiefe der von oben zugestrahlten Wärme.

Wie wirken sich die verschiedenen meteorologischen Faktoren im einzelnen aus? — Betrachten wir zunächst die besonders frühe Sprungschichtbildung im Jahre 1952. In Abb. 3 sind über der Abszisse als Zeitachse in der Ordinate aufgetragen die Tagesmittel

- a) der Lufttemperatur ($^{\circ}\text{C}$) und der Wassertemperatur an der Oberfläche ($^{\circ}\text{C}$),
- b) der Bewölkung (Achtel),
- c) der Windstärke (Beaufort),
- d) der Windrichtung (36teilige Skala).

Weiter ist eingezeichnet die Wassertemperatur ($^{\circ}\text{C}$) in den einzelnen Meßtiefen z. Z. der hydrographischen Serien (8 Uhr). Bei der Darstellung der Windstärke ist

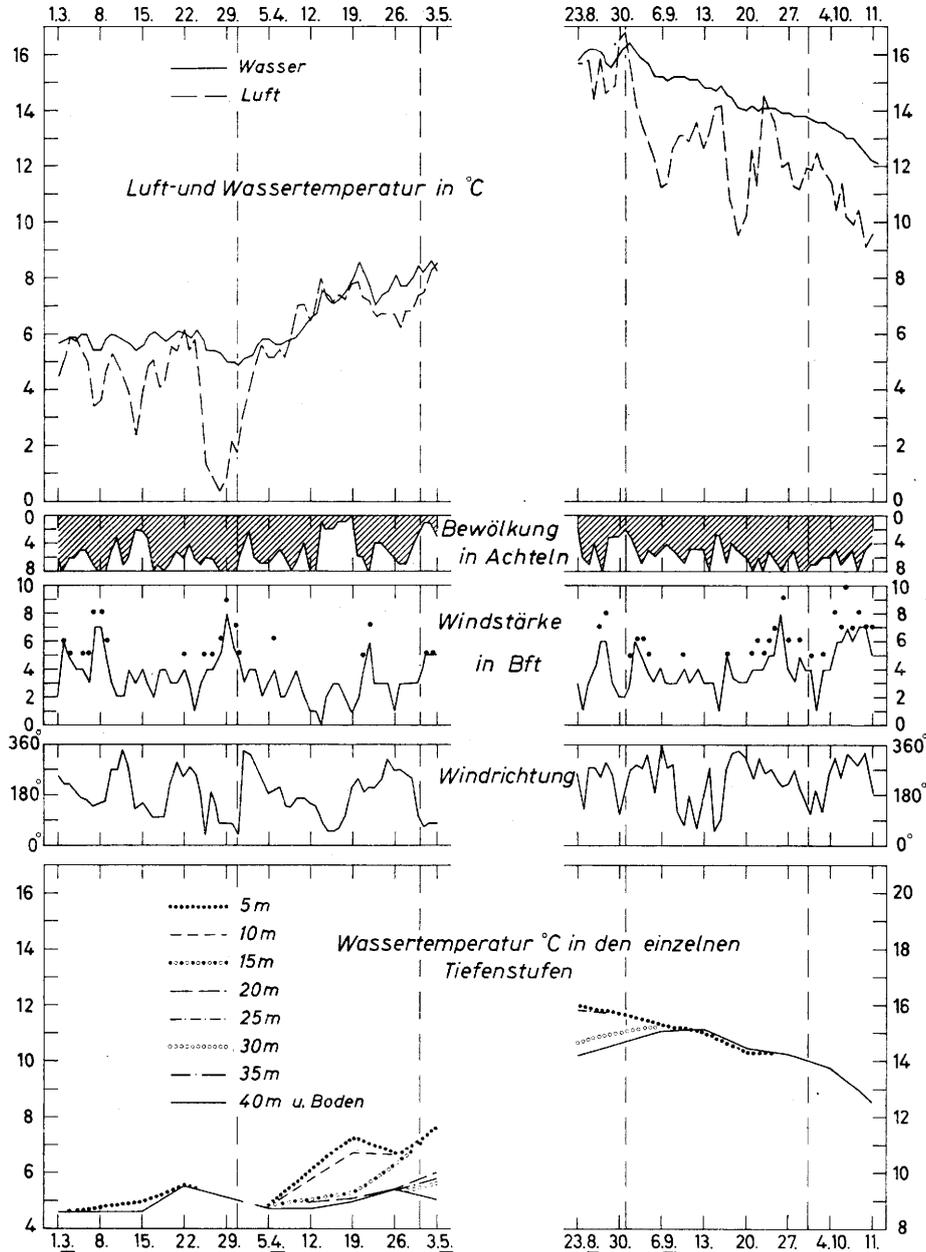


Abb. 3
Luft- und Wassertemperatur, Bewölkung und Wind beim
Feuerschiff „S 2“, 1952

durch eine Punktsignatur zusätzlich das Tagesmaximum markiert, sobald es 4 Beaufort übersteigt.

Im zweiten Drittel des März ist das Wetter relativ schwachwindig. Einige Tage mit geringer Bewölkung führen um die Mitte des Monats zu einer Erwärmung des Oberflächenwassers. Die Anfänge einer thermischen Schichtung sind zu erkennen. Mit dem Einsetzen stärkerer westlicher Winde um den 21. März verschwindet die Schichtung infolge kräftiger turbulenter Durchmischung der oberen Wassermassen. An der Oberfläche sinkt die Temperatur etwas ab, in der Tiefe steigt sie

geringfügig an. Ein Kaltlufteinbruch über der Nordsee am Monatsende läßt die Oberflächentemperatur stärker absinken und führt schließlich zu einer Abkühlung der gesamten Wassersäule.

Anfang April erwärmen sich die oberen Wasserschichten rasch. Zwischen 10 und 15 m Tiefe bildet sich ein intensiver Temperatursprung aus, der durch die hydrographische Serie vom 12. April erstmalig erfaßt wird. Während dieser Zeit liegt die Nordsee im Einflußbereich hohen Druckes (11). Die Bewölkung ist gering, der Wind über längere Zeit verhältnismäßig

schwach. — Im letzten Drittel des April ziehen atlantische Störungen heran. Bei „S 2“ herrscht am 21. und 22. April SW-Wind Stärke 5—6, in der Spitze 7 Beaufort. — Welche Veränderungen ruft dieser Wind im thermischen Aufbau hervor? Das Wasser in 15 m Tiefe wird um fast 1° C wärmer, das Wasser oberhalb 5 m Tiefe

um 0,6° C kälter. Die Zone mit dem stärksten Temperaturgefälle liegt jetzt zwischen 15 und 20 m Tiefe. Die Auswirkung dieser Starkwindlage besteht also im wesentlichen in einer tieferreichenden Durchmischung: infolge der Einwirbelung kühleren Wassers aus dem 15-m-Niveau sinkt die Temperatur in den oberen 5 m et-

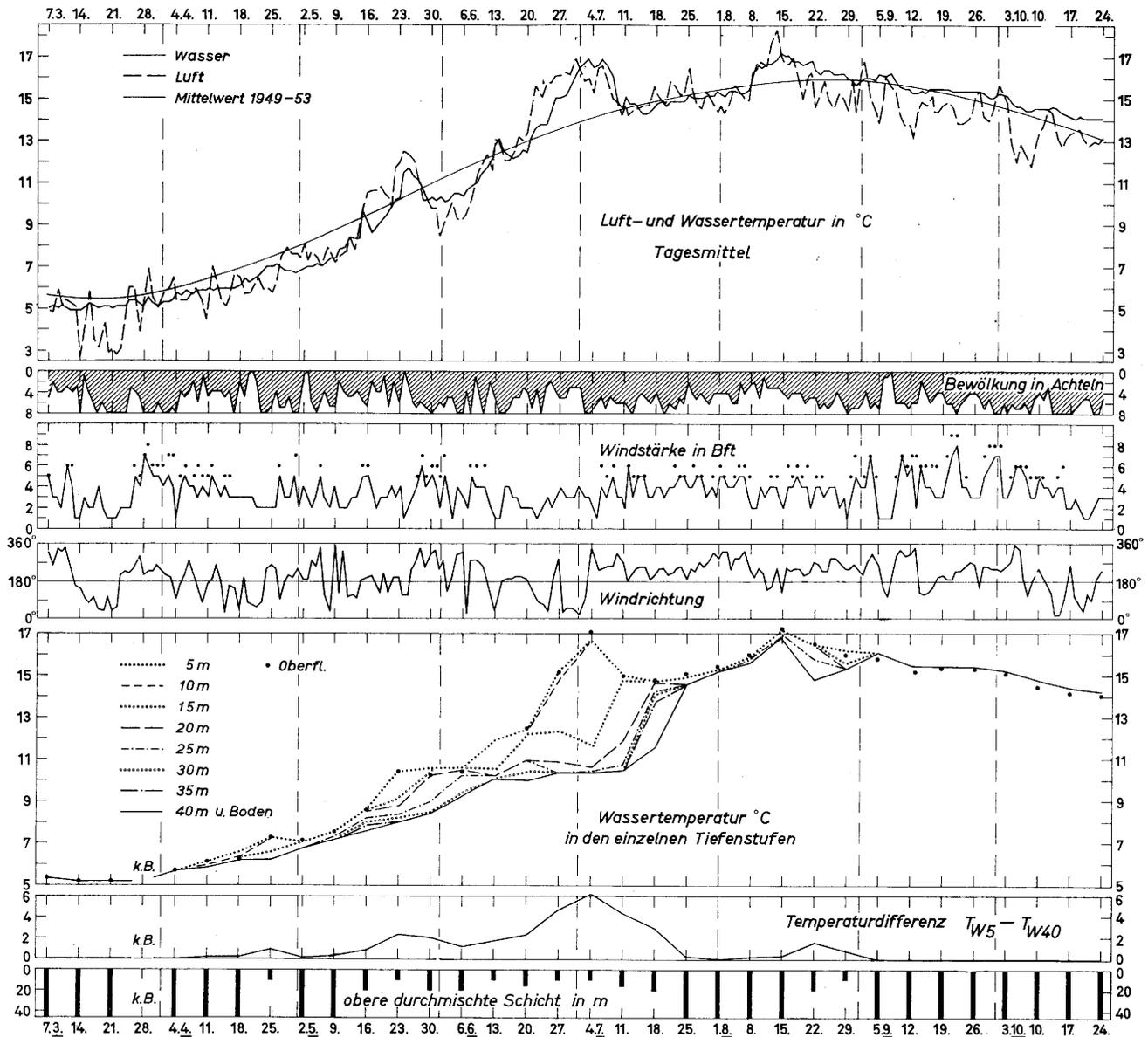


Abb. 4
Luft- und Wassertemperatur, Bewölkung und Wind beim
Feuerschiff „S 2“, 1953

was ab und durch Einwirbelung wärmeren Oberflächenwassers steigt sie im 15-m-Tiefenbereich an; die Sprungschicht verlagert sich in größere Tiefen. — Ab 23. April flaut der Wind ab und die Wassertemperatur steigt wieder weiter an.

Ganz anders die Entwicklung 1953. In Abb. 4 sind in Ergänzung zu Abb. 3 zusätzlich aufgetragen:

- Die Temperaturdifferenz (°C) zwischen 5 und 40 m Wassertiefe. Sie gibt ein Maß für die Intensität des Temperatursprunges.
- Die Dicke der oberen durchmischten Schicht (m).

Eine Starkwindperiode Ende März/Anfang April läßt keine Temperaturschichtung aufkommen. Die durchmischende Wirkung des Windes reicht bis zum Boden; die Temperatur steigt in der gesamten Wassersäule langsam an. — Um den 20. April kommt die Nordsee in

den Einflußbereich eines Hochdruckgebietes (1, 2). Einige Tage bleibt die Bewölkung gering und der Wind schwach. Eine thermische Schichtung baut sich auf. Die hydrographische Serie vom 25. April erfaßt sie. — Aber schon am 27. April wehen bei „S 2“ wieder Winde von mehr als 4 Beaufort. Zwei Tage später kommen südwestliche, danach nordwestliche Winde Stärke 6 bis 7 auf. Die während der Hochdruckwetterlage aufgebaute thermische Schichtung ist noch nicht besonders stabil; sie wird aufgelöst und die ganze Wassersäule wiederum durchmischt. — Mitte bis Ende Mai erst bildet sich eine neue thermische Schichtung aus. Der Temperatur-sprung ist zunächst nicht sehr groß. Ab Mitte Juni wird jedoch — bei ständig kleinen Windgeschwindigkeiten — die Schichtung stabiler und stabiler. Anfang Juli beträgt der Temperatursprung 6,3° C. Wärme kann jetzt nicht mehr in die tieferen Wasserschichten vordringen:

unterhalb 20 m Wassertiefe bleibt die Temperatur konstant. Die Sprungschicht ist zur Sperrschicht geworden!

Nun zur Auflösung der Sprungschicht im Herbst. Sie erfolgt im Jahre 1952 (Abb. 3) recht früh. Im August ist der Himmel meist stärker bewölkt und es weht ein kräftiger Wind, in der zweiten Hälfte vorherrschend aus W bis NW. Die Temperatur der oberen Wasserschichten liegt nur eben über 16° C und damit unter dem Mittelwert der Jahre 1948—1953. Ein nicht sehr intensiver Temperatursprung ist zwischen 25 und 30 m vorhanden. — Am 27. und 28. August zieht ein von Irland kommendes Sturmtief über die Nordsee (11). Es bringt NW-Winde Stärke 7 bis 8. Eine tiefgreifende

vertikale Durchmischung setzt ein: in den oberen 25 m sinken die Wassertemperaturen, darunter steigen sie an. Eine Wetterberuhigung um den 30. August kann sich nicht sehr stark auswirken, denn schon in den ersten Septembertagen treten wieder stärkere nordwestliche Winde auf: ein neuer Kaltlufteinbruch ist erfolgt. Bei der Serienmessung am 6. September ist keine thermische Schichtung mehr vorhanden. — Im Verlauf des September und bis in den Oktober hinein herrschen starke Bewölkung und lebhaftere Winde aus dem NW-Quadranten vor. Eine Temperatursprungschicht bildet sich in diesem Jahr nicht wieder aus. Die Temperatur sinkt in der ganzen Wassersäule stetig weiter ab.

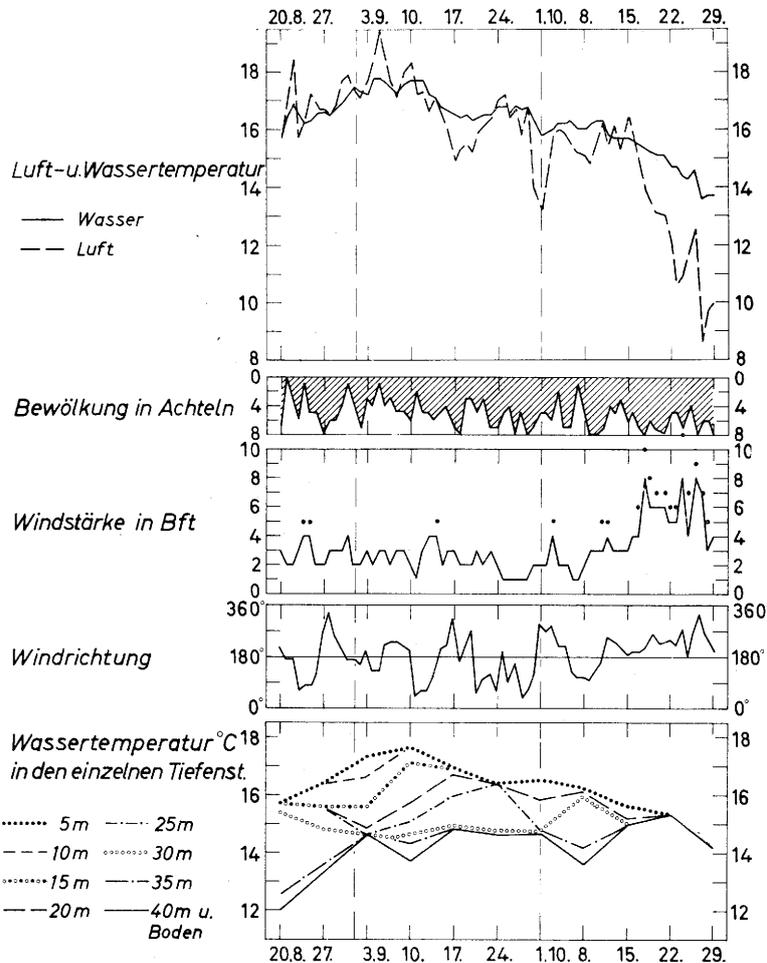


Abb. 5
Luft- und Wassertemperatur, Bewölkung und Wind beim
Feuerschiff „S 2“, 1949

Außergewöhnlich spät aufgelöst wird die thermische Schichtung im Jahre 1949 (Abb. 5). Welche Vorgänge führen dazu? Im August und September liegt die Nordsee im wesentlichen im Bereich hohen Druckes (9). Die oberen Wasserschichten erwärmen sich noch stark gegenüber den unteren. Das Temperaturmaximum an der Oberfläche tritt zwischen dem 3. und 10. September ein; es liegt um fast 2° C höher als der Mittelwert der Jahre 1948—1953. Bis in die erste Hälfte des Oktober hinein hält diese ruhige Wetterlage fast ohne Unterbrechung an. Auch die Schichtung bleibt bestehen, nur wird die Intensität des Temperatursprunges jetzt durch Abkühlung an der Oberfläche und damit einsetzende thermische Konvektion geringer. Dabei wandert die Temperatursprungschicht langsam in die Tiefe. Noch am 15. Oktober ist eine Schichtung vorhanden. Wir sehen hieraus, daß der Abbau einer Sprungschicht unter solchen Wetterbedingungen nur sehr langsam vor sich geht. —

Dieses Bild eines ganz allmählich erfolgenden Temperatursprungs zwischen den oberen und unteren Wasserschichten ändert sich jedoch schlagartig, sobald stärkerer Wind einsetzt. In der zweiten Oktoberhälfte gerät die Nordsee unter den Einfluß atlantischer Störungen. Sie bringen stürmische NW-Winde Stärke 7—8. Bei der hydrographischen Serie am 22. Oktober ist die thermische Schichtung verschwunden.

Diese Beispiele mögen genügen. Sie zeigen, wie ich hoffe, ziemlich augenfällig, in wie starkem Maße Aufbau und Abbau der thermischen Schichtung durch die jeweiligen Großwetterlagen bestimmt wird. Der Beginn der Sprungschichtbildung ist an windschwache Zeiten geknüpft; geringe Bewölkung ist für sie günstig. Ein rascher Abbau der thermischen Schichtung erfordert hohe Windgeschwindigkeiten. Das gilt für die Auflösung im Herbst ebenso wie für die Fälle intermediärer Sprungschichtauflösung in den Sommermonaten (13).

Winde aus dem NW-Quadranten scheinen eine besonders tiefreichende durchwirbelnde Wirkung zu haben, vielleicht weil ihre Böigkeit stark ist. — Wie schnell eine thermische Schichtung wirklich aufgelöst werden kann, läßt sich aus den zeitlich doch noch recht weitabständigen hydrographischen Serien nicht ableiten. Ganz sicher hängt das — außer von dem Wind — von der Stabilität der Schichtung ab.

Literatur

- (1) Deutsches Meteorologisches Jahrbuch (Britische Zone) 1950 und 1951, Teil IV. Hamburg 1953.
- (2) Wetterkarte des Seewetteramtes. Jg. 1, Hamburg 1953.
- (3) Deutsches Meteorologisches Jahrbuch (Britische Zone) 1952, Teil IV. Hamburg 1954.
- (4) Meteorologische Beobachtungen von deutschen Feuerschiffen der Nord- und Ostsee 1953. Einzelveröff. Dt. Wetterd. Seewetteramt Nr. 13 (1957).
- (5) Beobachtungen auf den deutschen Feuerschiffen der Nord- und Ostsee. Meereskd. Beob. u. Ergebn. Nr. 1, 2, 3. Hamburg 1953.
- (6) Beobachtungen auf den deutschen Feuerschiffen der Nord- und Ostsee. Meereskd. Beob. u. Ergebn. Nr. 4, 5, 6. Hamburg 1954.
- (7) Dietrich, G.: Die anomale Jahresschwankung des Wärmeinhalts im Englischen Kanal, ihre Ursachen und Auswirkungen. Dt. hydrogr. Z. 3 (1950) S. 184—201.
- (8) Dietrich, G.: Die natürlichen Regionen von Nord- und Ostsee auf hydrographischer Grundlage. Kieler Meeresforsch. 7 (1950) Nr. 2, S. 35—69.
- (9) Wetterkarte für Hamburg und Umgebung. Jg. 2, Hamburg 1949.
- (10) Deutsches Meteorologisches Jahrbuch 1949, Teil IV. Beobachtungen von deutschen Feuerschiffen der Nord- und Ostsee. Hamburg 1951.
- (11) Wetterkarte für Hamburg und Umgebung. Jg. 5, Hamburg 1952.
- (12) Prahm, G.: Die Beobachtungen auf dem Feuerschiff „S 2“. Ein Beitrag zur Hydrographie des Grenzbereichs zwischen Deutscher Bucht und südwestlicher Nordsee. Dt. hydrogr. Z. 14 (1961) S. 217—239.
- (13) Prahm, G.: Einige Bemerkungen über die intermediäre Auflösung der sommerlichen Temperatursprungschicht im Grenzgebiet zwischen Deutscher Bucht und südwestlicher Nordsee. In Vorbereitung.

2.6. Neuere Untersuchungen mit Treibkörpern zur Bestimmung des Windeinflusses auf Oberflächenströmungen im Meer

von

Gerhard Tomczak

Zusammenfassung

Es wurde über Versuche des Deutschen Hydrographischen Instituts (D.H.I.) mit Treibkörpern in Form von Plastik-Briefumschlägen berichtet. Die Treibkörper geben über die Strömungen der obersten, etwa 2 mm dicken Schicht im Meere Auskunft.

Von 2000 auf verschiedenen Positionen in der Nordsee ausgeworfenen Umschlägen wurden 948 an den Küsten der Anliegerstaaten aufgefunden und an das D.H.I. zurückgeschickt. Mittels einer elektronischen Rechenanlage wurden für jeden dieser 948 Umschläge 16 Triftwege berechnet, bei denen der Einfluß des Windes verschieden groß angenommen wurde. Die Nordsee wurde in 11 Gebiete eingeteilt, für die aus den Wetterkarten ein mittlerer Windvektor von 6 zu 6 Stunden ermittelt wurde. Der Einfluß des Windes wurde in der Form eines linearen „Windfaktors“ angenommen, der die Triftgeschwindigkeit der obersten Wasserschicht als Prozentsatz der Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe über dem Meer angibt. Im Ansatz wurde zwischen Windrichtung und Richtung des Triftstromes ein Ablenkungswinkel nicht angenommen, dagegen wurde der Einfluß einer entgegen dem Uhrzeigersinn entlang den Küsten der Nordsee verlaufenden beständigen Strömung berücksichtigt. Die beste Darstellung der Fundorte durch die aus den Windangaben berechneten Triftwege ergab sich für den Windfaktor 4,2%. Dieser Wert deckt sich mit Messungen bei der Trift eines Ölfleckes, der beim Ablassen von 8000 t Rohöl während der Bergungsaktion für einen gestrandeten Tanker in der Elbmündung entstanden war. Gegenüber dem bisher gewöhnlich angenommenen Wert von 1,5% ist er unerwartet hoch. Ein Vergleich mit den Angaben früherer Autoren (Ekman, Thorade, Rossby, Montgomery, Stommel, Hughes und van Dorn) zeigt jedoch, daß der Windfaktor umso größer wird, je dünner die betrachtete Schicht ist (1,5% bei Schichtdicken von etwa 8 m, bis 4,2% bei einer Schichtdicke von 2 mm). Die Versuche, für die insgesamt 5000 Treibkörper zur Verfügung standen, sind noch nicht abgeschlossen.

Eine Veröffentlichung der endgültigen Ergebnisse ist vorgesehen.

Abstract

The experiments of the "Deutsches Hydrographisches Institut" (D.H.I.) with envelopes made of plastics and used as drift cards are described in this paper. These drift cards give a picture of the currents in the 2 mm thick surface layer of the sea.

Out of the 2000 envelopes released into the North Sea at different places, 948 copies were discovered at the coasts of the adjacent states and returned to the D.H.I. In an electric computer 16 drift ways were computed for each of these 948 envelopes, assuming different influences of the wind. The North Sea was divided into 11 parts for which a mean wind vector of 6 to 6 hours was derived from the meteorological maps. The influence of the wind was assumed as linear "wind factor" indicating the drift velocity of the surface layer as percentage of the wind velocity at a height of 10 m above the sea. A deflection angle between the direction of the wind and that of the drift stream was not assumed in the beginning, but the influence of a continuous anticlockwise current along the coasts of the North Sea was taken into consideration. The best representation of the places of discovery by means of the drift ways computed from the wind data resulted for the wind factor 4.2%. This value corresponds to the measurements taken from the drift of an oil patch which had formed during the salvage of a tanker stranded in the mouth of the river Elbe when 8000 t of crude oil were released into the North Sea. It is an unexpectedly high value compared with the usual one of 1.5%. But a comparison with the data of Ekman, Thorade, Rossby, Montgomery, Stommel, Hughes, and van Dorn will show that the wind factor will increase when the thickness of the layer under observation is decreasing (1.5% at ca. 8 m thick layers, up to 4.2% at 2 mm thick layers). The experiments for which 5000 drift cards have been used are not yet completed.

A publication of the final results is planned.

2.7. Die wechselseitigen Einflüsse zwischen den Kontinenten, den Ozeanen und der Atmosphäre

von

Richard Scherhag

(mit 17 Abbildungen und 1 Tabelle im Text)

Zusammenfassung

Die vom Untergrund auf die Atmosphäre ausgehenden Einflüsse wirken sich selbst noch auf die Hochstratosphäre aus. Sie bewirken dort u. a. die Bildung des winterlichen Aläutenhochs, das durch die Advektion der in der unteren Stratosphäre über den Trögen durch Subsidenz entstandenen Warmluft induziert wird (Beispiel: Die Entstehung des Aläutenhochs vom 1.—9. Januar 1962) und das seinerseits wieder auf die Boden-druckverteilung rückwirken kann (Alaska-Hoch vom 9. Januar 1962). Sofern die atlantische Frontalzone ebenso markant ausgeprägt ist wie die pazifische, kommt es auch über dem atlantisch-europäischen Bereich zur Bildung eines Stratosphärenhochs, wobei in der unteren Stratosphäre die subtropischen Hochkeile höhere Temperaturen aufweisen können als die Tiefdrucktröge. Auf diese Weise entwickelte sich das europäische Stratosphärenhoch vom 14.—25. Januar 1962. Am 12. Februar dieses Jahres entstand auf die gleiche Art über Ostasien ein besonders starkes Stratosphärenhoch, das seinen Höhepunkt über den Aläuten am 17. Februar erreichte, wobei der Polarwirbel ganz auf die europäische Seite verschoben wurde und die auf seiner Südseite entstandene europäische Stratosphärenfrontalzone bei fast vollständig fehlender Stratosphärenkompensation die kinetische Energie im Bereich des Hamburger Katastrophentiefs noch weiter steigerte.

In der nordhemisphärischen Troposphäre führt die Land-Meer-Verteilung zur Ausbildung von zwei Tiefdrucktrögen über den Ost- und den entsprechenden Hochdruckkeilen über den Westrändern der Kontinente. Daß über der Nordhemisphäre die Gebiete der Abweichung der Höhe der 500-mbar-Fläche vom Breitenkreismittel mit den Abweichungen der Wassertemperatur vom Breitenkreismittel in Lage und Form fast identisch sind, wird als Beweis dafür angesehen, daß es weniger die Gebirge sind, die die nordhemisphärische „Zweier-Welle“ erzeugen, sondern daß die in unterschiedlichem Maße vom Untergrund und insbesondere von der Meeresoberfläche in die Atmosphäre gelangende Wärme in erster Linie die Anordnung der hochatmosphärischen Tröge und Keile bestimmt. Wie eng im übrigen die Koppelung zwischen der Wassertemperatur und dem Luftdruck an der Meeresoberfläche ist, wenn die horizontale Komponente der ablenkenden Kraft der Erdrotation keine Rolle spielt, zeigt die enge Beziehung zwischen der mittleren Wasserwärme und dem mittleren Luftdruck längs des Äquators ebenso deutlich wie der völlig parallele Jahresgang von Luftdruck und Meerestemperatur über dem Golf von Guinea. Über der gesamten Nordhalbkugel ergibt sich im Jahreslauf der gleiche enge Zusammenhang, wenn die Abweichungen vom Breitenkreismittel der Boden-druckänderung und der mittleren Temperaturänderung

der gesamten Schicht zwischen 1000 und 50 mbar verglichen werden. Die unreduzierte Druckänderung vom Januar zum Juli zeigt im übrigen mit besonderer Deutlichkeit die Wirkung des Hochlands von Tibet auf die Monsunzirkulation, wobei der Begriff des Monsuns nicht formalistisch auf alle jährlichen Windwechsel angewandt, sondern weiterhin im klassischen Sinne auf jene Phänomene beschränkt werden sollte, die mit der verschiedenartigen Temperaturschwankung von Land und Wasser im Jahresablauf zusammenhängen. Diese können ihrerseits auch wieder auf die Wassertemperaturen rückwirken. Aus der mittleren Strömungsverteilung im 850-mbar-Niveau über Ostasien geht im übrigen hervor, daß auch dort im Sommer der Wasserdampftransport vom Meer zum Land hin erfolgt. Über dem Gebiet der Nordfriesischen Inseln bewirkt die sommerliche monsunale Nordwestströmung noch eine über die durch die Land-Seewindzirkulation und den Lee-Effekt der norwegischen Gebirge verursachte Aufheiterungsneigung hinausgehende zusätzliche Wetterbegünstigung als Folge der unterschiedlichen Reibungsverhältnisse über Meer und Land unter Mitwirkung der Coriolis-Kraft.

Diese sich vor allem auf Sylt auswirkende Wetterbegünstigung ließ dort auch im Jahre 1962 die ungewöhnlich niedrigen Werte der Wassertemperatur nicht allzu nachteilig zur Wirkung kommen. Im Vergleich zum Hochsommer des Jahres 1939, der weiten Teilen der Nordsee die bisher höchste Wassertemperatur bescherte, waren im Sommer 1962 alle europäischen Seegebiete bis zu 6° kälter. Diese Temperaturabweichung entspricht der Phase einer wesentlich gesteigerten atmosphärischen Zirkulation, wobei sich in der Arktis im letzten Jahrzehnt ein deutlicher Trend zur Abkühlung bemerkbar macht. Um die von den Ozeanen auf die Atmosphäre ausgehenden Einflüsse im täglichen Dienst besser berücksichtigen zu können, wäre es an der Zeit, mit einer ozeanischen Synoptik zu beginnen.

Abstract

The influences initiated along the surface of the earth even extend as high as into the upper stratosphere. There they lead to the establishment of the so-called Aläutian-High during the cold season, which is originated by the advection of comparatively warm air formed by descending motions above the tropospheric troughs. (Example: the establishment of the Aläutian-High 1—9 January 1962). On the other hand, such an upper stratospheric high is related or even sponsors surface highs (Alascan High of 9 January, 1962). In such cases distinguished by Atlantic frontal zones of the same strengthness stratospheric highs will also develop over the Atlantic-European area, and in such events it may happen that, in the lower stratosphere, the pressure wedges extending to the north are pronounced by higher temperatures than the associated

stratospheric troughs. In this way an European stratospheric high developed in the period 14–25 January, 1962. In the same manner an especially strong stratospheric high formed over eastern Asia on 12 February, 1962 reaching its climax over the Alëutian Islands on 17 February. Simultaneously the polar vortex was completely displaced to the European sector of the Arctic region so that, on its southern border, the stratospheric frontal-zone extending across Europe and distinguished by a very weak reversal of the ordinary south-northerly temperature decrease took its part in strengthening the kinetic energy of the famous storm low originating the severe inundation in Hamburg in the night 16/17 February, 1962.

In the upper troposphere of the northern hemisphere the distribution of land and sea covered areas leads to the formation of two pronounced troughs above the eastern borders of the continents and to two associated wedges along its western coasts. The fact that the deviations of the 500 mb contour values from the latitudinal yearly means are very similar to the deviations of the mean water temperatures from the latitudinal yearly means is taken as a proof that it is, instead of the mountain barriers, primarily heat exchange between the atmosphere and the seas which leads to the establishment of the northern hemisphere "wave number two".

Furthermore, the whole strengthness of the relation between sea temperature and sea pressure becomes apparent in the equatorial region in that mean surface pressure values along the equator are as closely related to the mean sea temperatures as is the yearly variation of both these elements in the Gulf of Guinea. With respect to the whole northern hemisphere, the same relation becomes apparent by comparing the deviation of the yearly change of the surface pressures and of the mean temperature of the layer 1000–50 mb from the latitudinal means. The actual pressure changes occurring from January to July at the surface of the earth, on the other hand, especially show the role the plateau of Tibet plays for the monsoonal circulation, a concept which should not be adopted in a pure formalistic manner for any yearly wind reversals but, in the classical sense, should remain defined to those phenomena originated by the differential heating of land and sea regions, which simultaneously will also influence the sea temperatures. The mean contour pattern of the 850 mb surface above eastern Asia also proves that the moisture transport is directed from sea to land there too. Especially over the region around the isle of Sylt the monsoonal northwesterly winds in summertime over land deflected more to the left by the increasing friction result in improving the weather conditions beyond the frame set by the sea breezes and the lee-effect of the Norwegian mountains.

Due to these conditions favouring the summer climate of Sylt, the unusually low water temperatures of the summer 1962 did not become as disadvantageous there as expected. Compared with the summer season of the year 1939, when sea temperatures over wide areas of the North-Sea reached their highest values, all European sea regions were colder to an amount of 6° C. This temperature drop corresponds to the phase of a super-normal atmospheric circulation, which is associated, during the last 10 years, with a cooling trend in the Arctic. In order to become able to consider the influences working from the ocean upon the atmosphere it would be necessary and possible to begin with synoptics of the oceans.

1. Einflüsse auf die Hochatmosphäre

Während auf der wenig gegliederten Südhemisphäre die zonale Zirkulationsform weitgehend dominiert, reicht auf der Nordhalbkugel der Einfluß der großen

Kontinente während eines großen Teils des Jahres bis weit in die Stratosphäre, wahrscheinlich sogar in die Mesosphäre hinauf. Es müssen lediglich die Sommer-Monate von Juni bis August davon ausgenommen werden, in denen die Winde der Hoch- und Mittel-Stratosphäre ausschließlich durch die strahlungsbedingten Wärmeverhältnisse der Ozonschicht regiert werden. In der Hochstratosphäre ist es das inzwischen schon zu einem festen Begriff gewordene winterliche Alëutenhoch, das durch geographische Einflüsse initiiert wird und daher weitgehend ortsgebunden ist.

Das Alëutenhoch tritt nahezu in jedem Wintermonat in Erscheinung. Als typisches Beispiel ist in Abb. 1 die Mittelkarte der 10-mbar-Fläche für Januar 1958 (1) reproduziert, die auf Grund täglicher Analysen berechnet worden ist. Sie zeigt die für die winterliche Nordhemisphäre typische Asymmetrie der hochstratosphärischen Strömungsverhältnisse. Genau über der Stelle, über der sich in der Troposphäre das Alëutentief befindet, liegt in der Hochstratosphäre das Alëutenhoch. Zugleich ist das Zentrum des stratosphärischen Polartiefs völlig zum europäischen Sektor der Arktis verschoben und die subtropische Hochdruckbrücke in diesem Niveau über Ostasien und Kalifornien am schwächsten entwickelt.

Für diese merkwürdige Asymmetrie des Hochatmosphären-druckfeldes, die mit den eindeutig höheren Druckwerten über dem Pazifik im Vergleich zum atlantisch-europäischen Bereich so ausgeprägt ist, daß bei der Fourier-Analyse das 1. Glied völlig dominiert und man diese Zirkulationsform auch, amerikanischen Gepflogenheiten folgend, als „Wellenzahl 1“ bezeichnen kann, ist die im Vergleich wesentlich stärkere Ausprägung der ostasiatischen gegenüber der ostamerikanischen Frontalzone verantwortlich. Das Studium der synoptischen Fälle, in denen sich ein Alëutenhoch entwickelt, hat nämlich ergeben, daß dessen Aufbau, der in zwei Phasen vor sich geht, letzten Endes jeweils eine Folgeerscheinung einer großen troposphärischen Zyklone-gense ist, worauf übrigens als erster K. Wege (2) hingewiesen hat. In der ersten Phase wird die in dem Tropopausentrichter herabgesogene und dabei dynamisch erwärmte Stratosphärenluft strömungsabwärts („downstream“) verfrachtet, und diese Warmluftadvektion führt in den noch höheren Schichten in ganz analoger Weise, wie dies in der Troposphäre beobachtet wird, zu einer Hebung der Druckflächen. Es entsteht ein hochstratosphärisches Hoch mit einer stark konfluenten Strömung auf seiner Westseite. In der zweiten Phase führt die mit diesem hohen Konfluenzgebiet gekoppelte Konvergenz in analoger Weise, wie das in der Troposphäre beobachtet wird, zu einer absteigenden Bewegung in der oberen Stratosphäre, so daß die höchsten Temperaturen im Zentrum des Hochstratosphären-hochs gemessen werden.

In Abb. 2 ist die erste Phase dieses Prozesses für das 300-, 100- und 10-mbar-Niveau schematisch dargestellt: a) soll den ungestörten Zustand mit süd-nördlichem Temperaturgefälle in der Tropo- und inversen Gradienten in der Stratosphäre repräsentieren. Im Stadium b) hat sich ein ausgeprägter troposphärischer Trog entwickelt, der bei stratosphärischer Temperaturkompensation im Niveau der 100-mbar-Fläche bereits teilweise, aber keineswegs vollständig kompensiert ist. Die in der unteren Stratosphäre dynamisch erzeugte relativ warme Luft wird durch die Strömung immer weiter ost- oder nordostwärts transportiert. Dies bedingt im Stadium c) schließlich eine derartige Hebung der hochstratosphärischen Druckflächen, daß sich dort eine antizyklonale Horizontal-Zirkulation einstellt. In der zweiten Phase (Abb. 3) führt die im entstandenen Konfluenzbereich der in der oberen Stratosphäre (z. B. 5 mbar) am stärksten ausgeprägten Konvergenz (a) zu

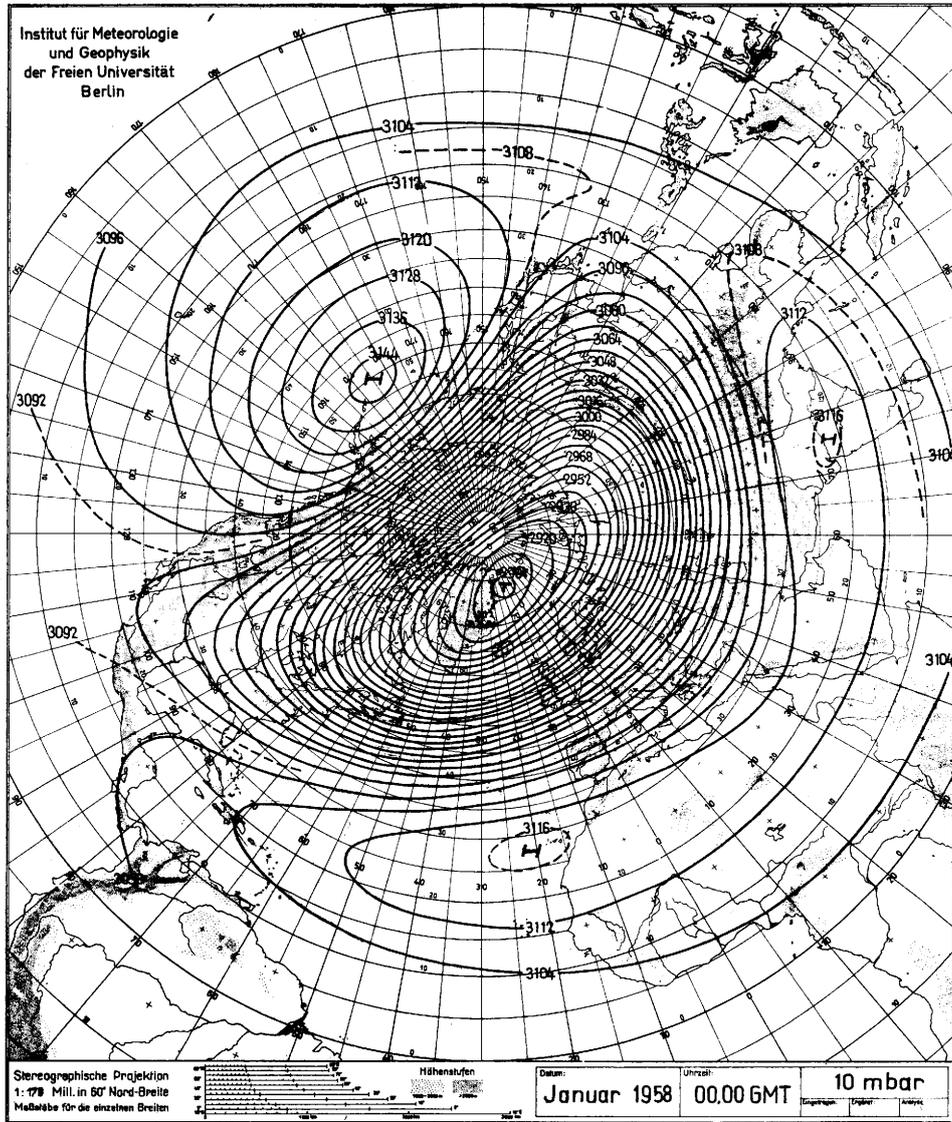


Abb. 1
Mittlere Höhe der 10-mbar-Fläche im Januar 1958
(nach Warnecke (1))

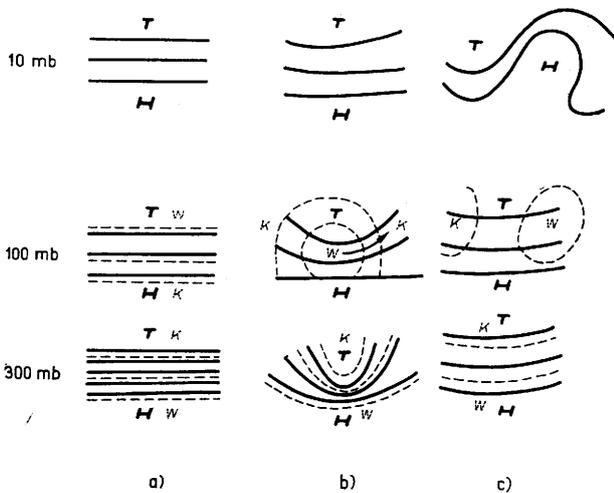


Abb. 2
Schematische Darstellung der ersten Phase der Hochstratosphären-Antizyklognese

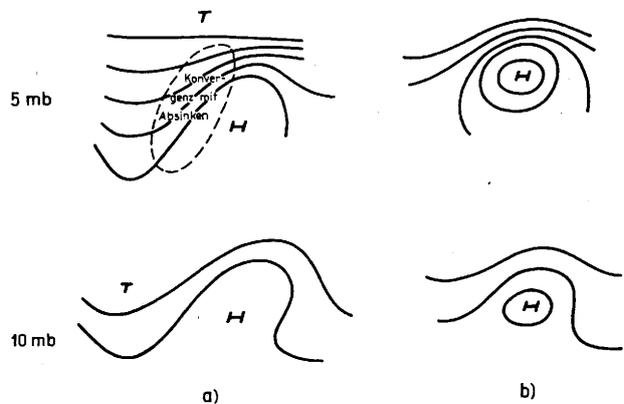


Abb. 3
Schematische Darstellung der zweiten Phase der Hochstratosphären-Antizyklognese

einer absteigenden Bewegung. So wird es schließlich in ganz analoger Weise, wie es in der Troposphäre beobachtet wird, im Zentrum eines solchen Stratosphären-

hochs am wärmsten, wobei die Stärke der antizyklonalen Rotation oberhalb der 10-mbar-Fläche gegenüber den tieferen Schichten noch weiter zunimmt (b).

Im Niveau der 100-mbar-Fläche zeigt sich in den kürzlich von S. M u e n c h (26) veröffentlichten Mittelkarten ebenso wie bei K. W e g e (2) in allen Wintermonaten ein deutlich ausgeprägtes abgeschlossenes Wärmezentrum, das in Übereinstimmung mit der hier entwickelten Theorie etwas nordostwärts vom ostasiatischen Trog liegt. Als Beispiel der synoptischen Entstehung eines Aläutenhochs sei auf die Wetterentwicklung vom 1. bis 9. Januar 1962 hingewiesen, wie sie aus den vom Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin veröffentlichten Höhenkarten des 10-mbar-Niveaus (27) hervorgeht. Am Jahresanfang lag der Polarwirbel noch konzentrisch über dem Nordpol, und über der Aläutenregion wehten in dieser Höhe bei Temperaturen zwischen -54 und -70° sehr starke Westwinde. Bis zum 9. Januar hatte sich das am Neujahrstage nur schwach ausgeprägte, bei Japan gelegene Hochstratosphärenhoch unter erheblicher Verstärkung bis zum Aläutengebiet verlagert, wo die 10-mbar-Temperatur gleichzeitig bis auf -31° angestiegen ist. Im 100-mbar-Niveau (17) lagen die Temperaturwerte am 1. Januar verhältnismäßig niedrig und überschritten über Japan kaum -50° , stiegen dort aber am 3. Januar mit der in den Japanischen Wetterkarten (3) dargestellten Entwicklung eines großen Sturmtiefs rasch an. Am 4. Januar hatte die wärmste Luft im 100-mbar-Niveau die Aläuten erreicht, und in Übereinstimmung mit der von K. L a b i t z k e - B e h r (4) angegebenen Regel war die untere Stratosphäre an der Stelle, wo im 10-mbar-Niveau der Hochkern liegt, mit -43° am wärmsten. Zur gleichen Zeit erreichten die Temperaturen im westlich vom Hochzentrum gelegenen Konfluenzgebiet mit -31° die höchsten Werte. Daß sich zur gleichen Zeit, in der sich das Hochstratosphärenhoch entwickelte, am Boden ein ebenso ungewöhnliches und am 9. Januar nahezu ganz Nordamerika beherrschendes Bodenhoch mit einem Kerndruck von 1060 mbar beim Großen Sklavensee entwickelte, spricht ebenfalls dafür, daß zwischen den Vorgängen in der Hochstratosphäre und am Boden noch ein enger kausaler Zusammenhang besteht.

Auch über dem atlantisch-europäischen Raum können gelegentlich solche Hochstratosphärenhochs entstehen. Als Beispiel sei gleichfalls auf eine Entwicklung der Stratosphärenwetterlage im Januar des Jahres 1962 hingewiesen, da hierbei die beiden Stadien des 2-Phasen-Modells besonders gut erkennbar waren. Am 8. Januar dieses Jahres wurden mit der Ausbildung eines großen Höhentrog über dem Süden der Vereinigten Staaten durch Kompensationswirkung plötzlich im 100-mbar-Niveau (17) Temperaturwerte um -47° beobachtet. Einen Tag später wurde erstmals über Charleston eine Stratosphärenwärmung von -50 auf -42° im 11-mbar-Niveau festgestellt, und am 10. Januar war diese warme Luft mit -38° über dem Wetterschiff „D“ angelangt. Während der folgenden Tage wurde die 2. Phase entscheidend. Es trat im Niveau der 100-mbar-Fläche zwar wieder Abkühlung ein, aber in Höhen von 30 000 m erfolgte im Konfluenzgebiet vor einem mit seinem Zentrum südlich der Azoren gelegenen Hoch ein weiteres mit Temperaturerhöhung verbundenes Absinken. Diese hochstratosphärische Konfluenz nahm am 15. Januar mit der jetzt gleichzeitig begonnenen Verstärkung und Nordwärtsverlagerung des 10-mbar-Hochs noch weiter zu. Als nun schließlich am 18. Januar ein neuer Tropopausentrichter über Labrador einen weiteren stratosphärischen Warmluftswall erzeugte und sich zugleich die Konfluenz am Nordwestrand des hochstratosphärischen Hochs noch verstärkte, erreichte dieses am 26. Januar über Westeuropa den Höhepunkt seiner Entwicklung, wobei nun auch die untere Stratosphäre in seinem ganzen Bereich ungewöhnlich hohe Temperaturwerte aufwies.

Während der folgenden zwei Wochen verlagerte sich das hochstratosphärische Aläutenhoch immer weiter ostwärts nach Kanada, und der Polarwirbel wurde zugleich ganz zum europäischen Sektor geschoben, wo sein Zentrum am 12. Februar, dem Tage des ersten europäischen Orkanwirbels, nahe beim Nordkap lag. Dabei war dort nicht nur die Troposphäre, sondern auch die Stratosphäre extrem kalt. Am 17. Februar, als der zweite europäische Orkanwirbel die Hamburger Flutkatastrophe hervorrief, war die Druckverteilung in der Stratosphäre noch ungewöhnlicher. Im 10-mbar-Niveau (Abb. 4) erreichte das Aläutenhoch an diesem Tage die größte Intensität des ganzen Winters mit einer maximalen Höhe von 3176 gpdam im Zentrum, die erst am 2. Mai im Sommerhoch über dem Nordpol wieder erreicht wurde. Zugleich umfaßte der kalte Polarwirbel ganz Europa, wobei die oberhalb des Orkantiefs von der um 300 km nach Nordosten abgetriebenen Berliner Radiosonde gemessene, ungewöhnliche Temperatur von -28° im 11-mbar-Niveau auf örtlich starke absteigende Bewegungen hindeutet. Im 100-mbar-Niveau (Abb. 5), bis zu dem herab sich das Aläutenhoch noch durch eine geschlossene Zirkulation bemerkbar machte, war über Europa kaum etwas von einer stratosphärischen Kompensation zu merken und daher der Druckgradient fast ebenso stark wie im Tropopausenniveau, was sicherlich zu der besonders großen Energie dieses Orkanwirbels beigetragen hat.

2. Die Beeinflussung der Troposphäre

In der Troposphäre und in der unteren Stratosphäre wirkt sich der Untergrund im wesentlichen durch die Ausbildung von zwei großen Trögen an den Ost- und von zwei Hochkeilen an den Westseiten der Kontinente aus. Um dies zu verdeutlichen, sind in Abb. 6a die Abweichungen der mittleren Höhe der 500-mbar-Fläche vom Breitenkreismittel, die mit den Winter-Abweichungen nahezu identisch sind, nach den von I. H a u p t - J a c o b s (5) berechneten Werten dargestellt. Das Gebiet größter negativer Abweichungen über dem nordöstlichen Japan wird durch das Zusammenwirken des sibirischen Kältezentrum und der pazifischen Zyklonen erzeugt, und sein Zentrum befindet sich deshalb ebenso halbwegs zwischen dem Kältezentrum über Jakutien und dem Schwerpunkt des Aläuentiefs wie das negative Anomaliegebiet über Labrador zwischen dem Kältepol über dem Kanadischen Archipel und dem Islandtief. Während die Druckerhöhung über dem Nordwesten Nordamerikas, mit ihrem Zentrum im Winter über dem warmen Meeresgebiet des Golfs von Alaska und im Sommer über dem strahlungserwärmten Felsengebirge gelegen, nur mäßig ausgeprägt ist, fällt das große positive Abweichungsgebiet mit seinem Kern über Südkandinavien am meisten in die Augen. Es erstreckt sich, ziemlich genau dem Lauf des Golfstromes bzw. des Atlantischen Stromes folgend, von der Golfküste bis zur Nordsee und darüber hinaus weit nach Sibirien hinein.

Die Tatsache der engen Koppelung zwischen dem Luftdruck in der gesamten Troposphäre und den Meeresströmen deutet bereits darauf hin, wie eng die Beziehungen zwischen der Verteilung der Wassertemperatur und dem Zustand der Atmosphäre sind. Diese Relation wird geradezu frappierend deutlich, wenn man die Abweichungen der 500-mbar-Topographie vom Breitenkreismittel (Abb. 6a) mit den von G. D i e t r i c h (6) berechneten und in Abb. 6b auf gleiche Projektion umgezeichneten Karten der Abweichung der Oberflächentemperatur der Ozeane vom Breitenkreismittel vergleicht, wobei der einzige Konstruktions-Unterschied zwischen den beiden Karten darin besteht, daß den Dietrichschen Abweichungen die Mittelwerte beider Halbkugeln zugrunde liegen, während sich die

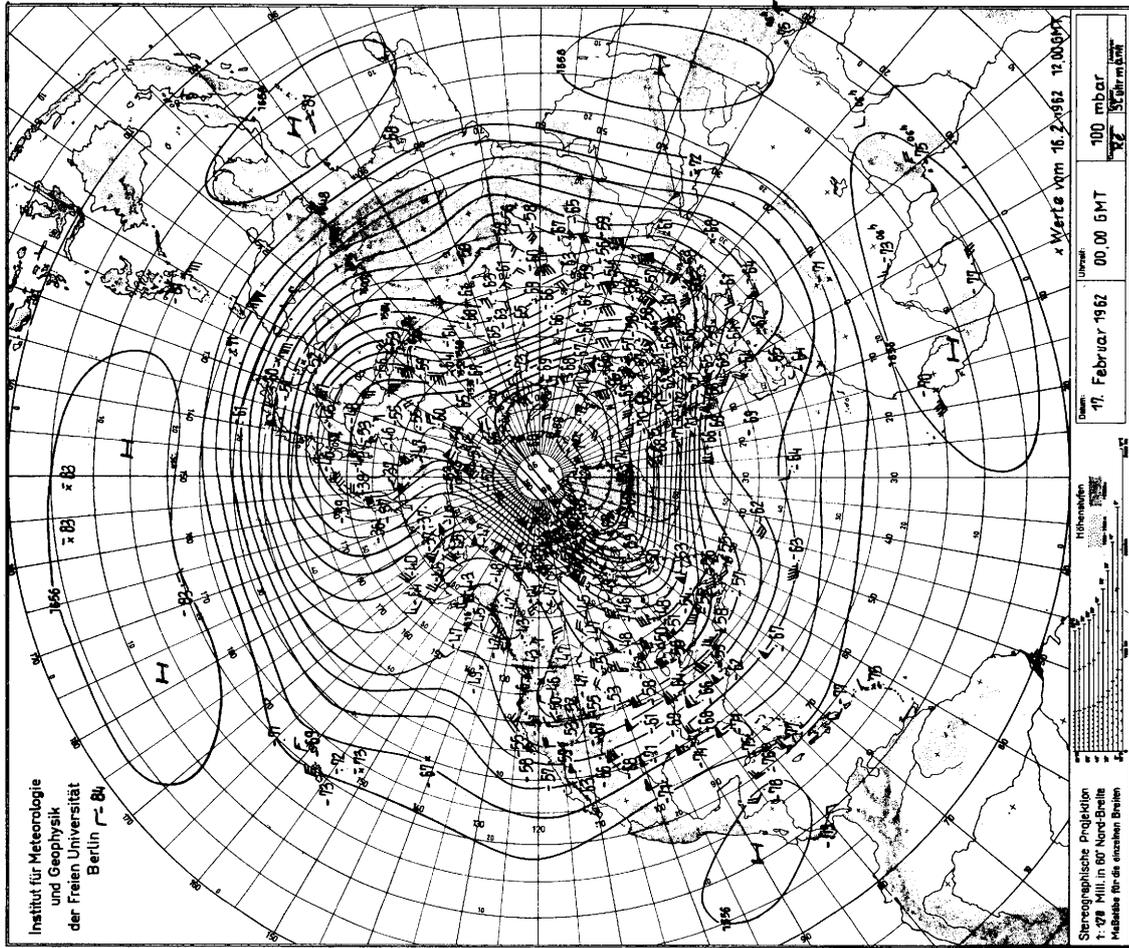


Abb. 5

Höhenwetterkarte der 100-mbar-Fläche vom 17. Februar 1962, 00 GMT (nach (17))

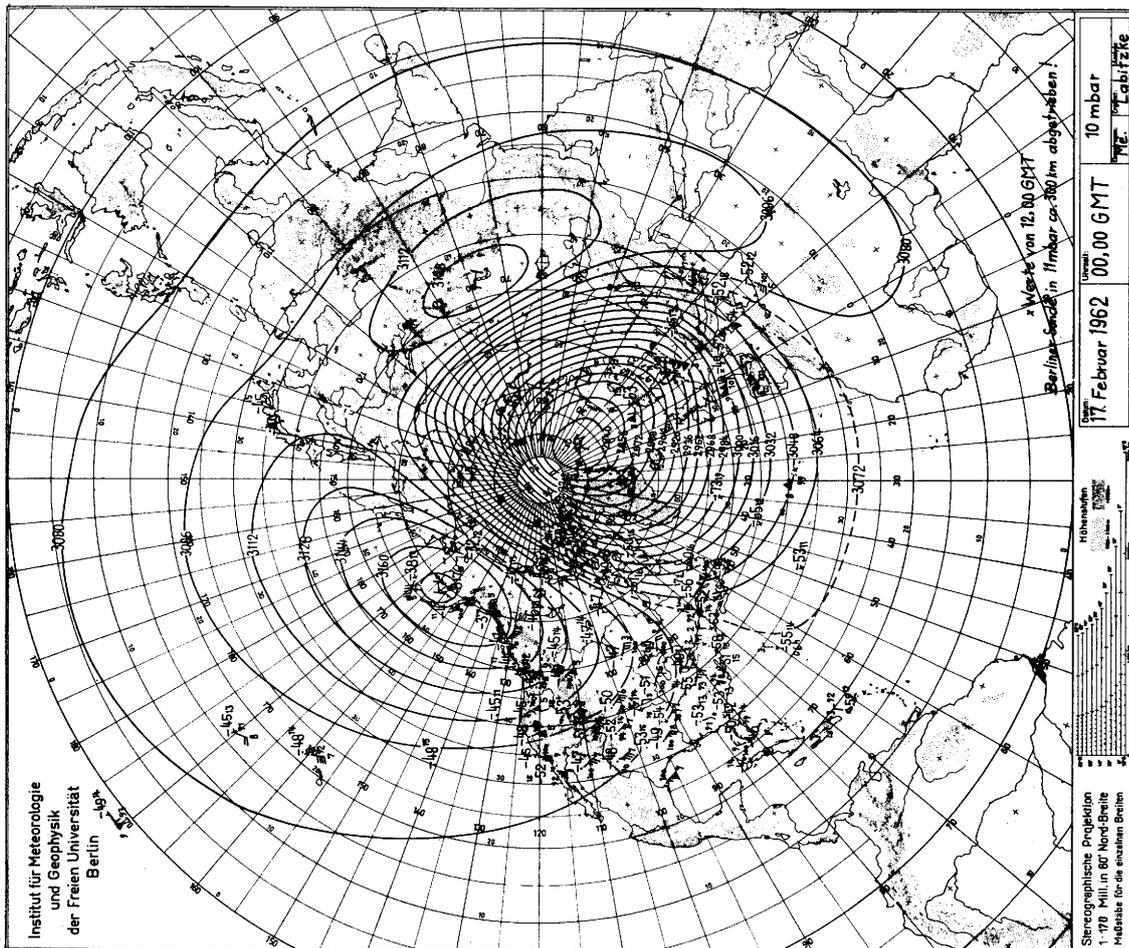


Abb. 4

Höhenwetterkarte der 10-mbar-Fläche vom 17. Februar 1962, 00 GMT (nach (27))

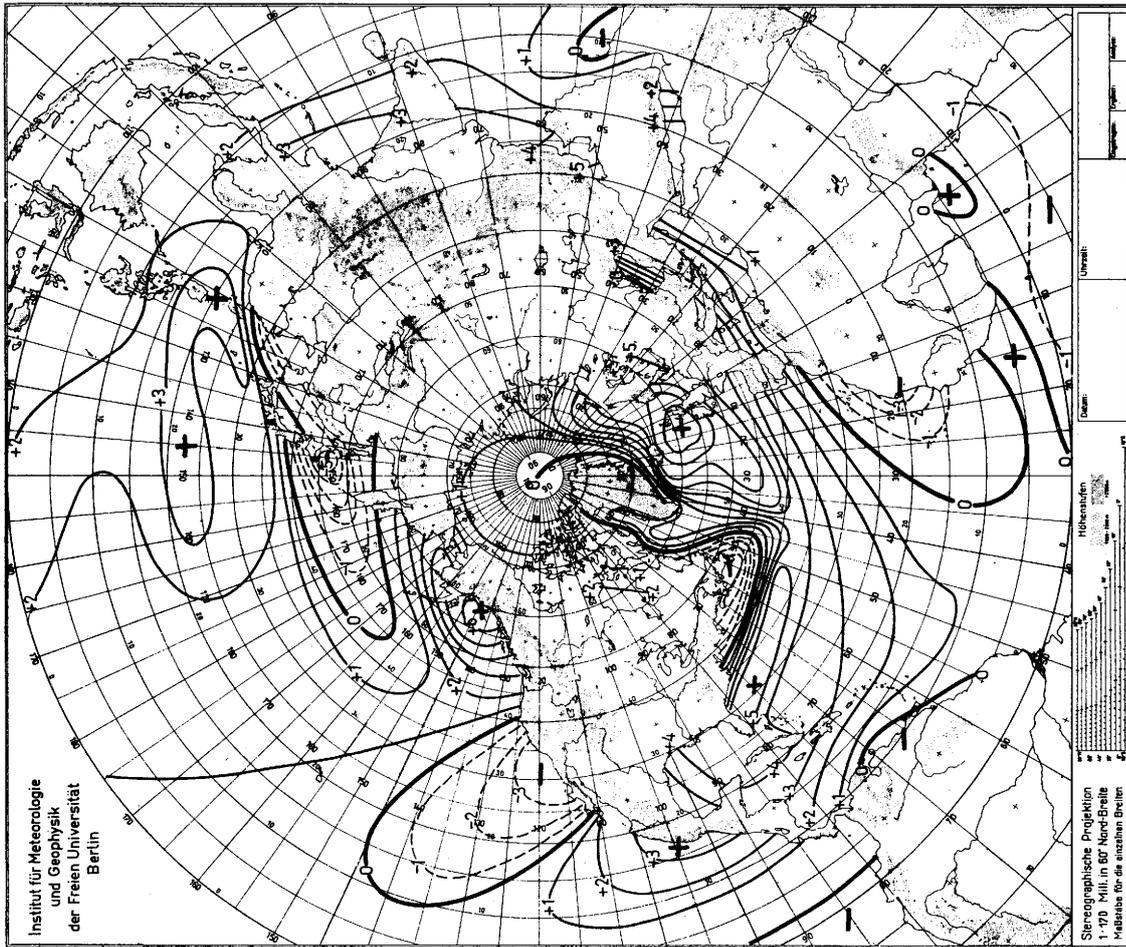


Abb. 6b
Abweichung der mittleren Wassertemperatur
vom Breitenkreismittel (nach Dietrich (6))

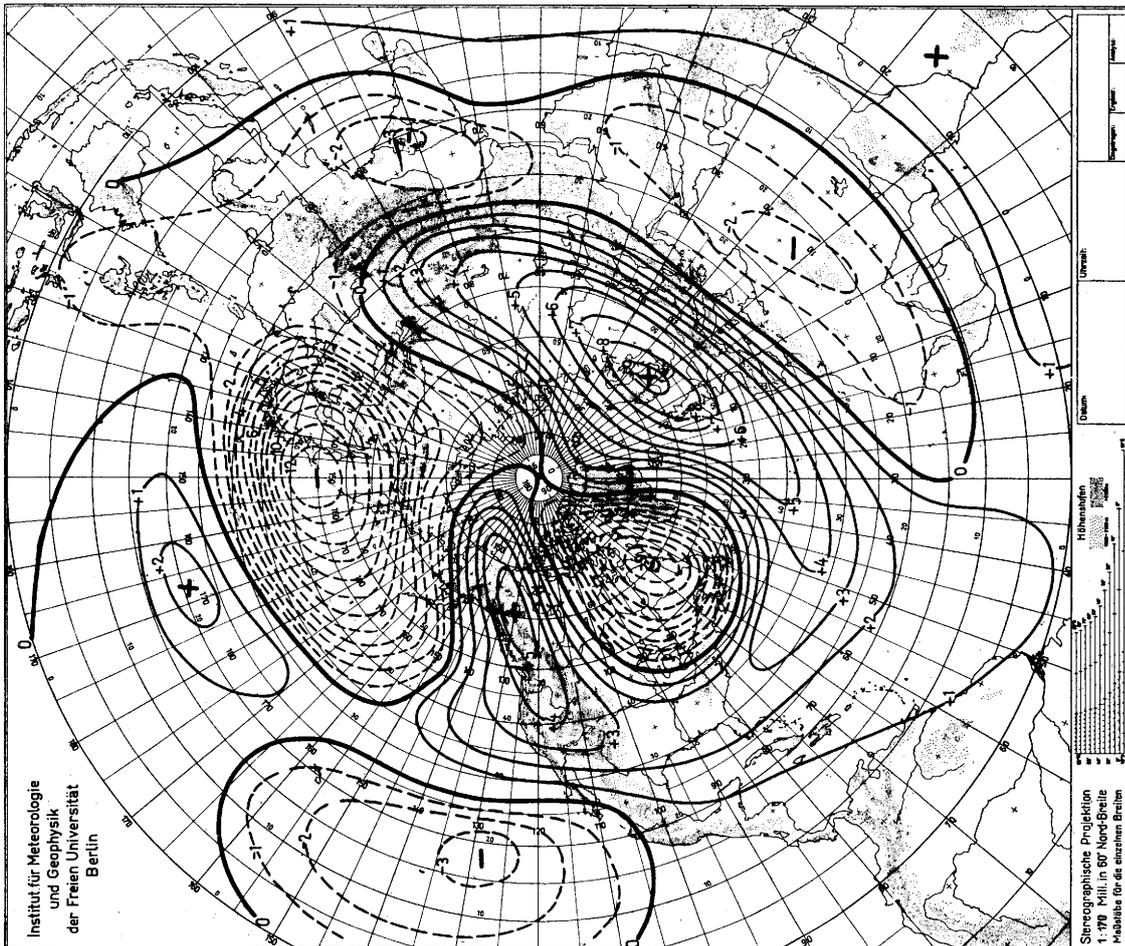


Abb. 6a
Abweichung der mittleren Höhe der 500-mbar-Fläche
vom Breitenkreismittel (nach Jacob (5))

Mittelwerte von Jacobs (5) nur auf die Nordhemisphäre beziehen. Von der Äquatorialzone abgesehen, für die noch keine zuverlässigen aerologischen Daten vorliegen, fallen sämtliche großen Anomaliegebiete weitgehend zusammen.

Die größte positive Abweichung der Wassertemperatur befindet sich zwischen Schottland und Island, und etwa 1000 km weiter ostwärts liegt die höchste positive Anomalie des 500-mbar-Niveaus. Ganz ähnlich ist die Verschiebung zwischen dem positiven Abweichungszentrum über dem Golf von Alaska und dem benachbarten Drucküberschußgebiet über Britisch-Columbia. Ebenso eng benachbart mit den zugehörigen negativen Druckanomalien liegen die Zentren der Kaltwasseranomalien über dem Ochotskischen Meer und bei Neufundland. Aber nicht nur diese hervorstechenden Abweichungen, sondern auch alle anderen Anomaliegebiete stimmen in ihrer Lage weitgehend überein: zu der Warmwasserzone über dem Pazifik nordöstlich der Philippinen gehört das Drucküberschußgebiet im Bereich der Midway-Inseln, und die Kaltwassergebiete vor den Küsten Westafrikas und Kaliforniens hängen ebenfalls beide mit Zonen geringer Höhe der 500-mbar-Fläche zusammen.

Diese enge Koppelung zwischen der Meerestemperatur und dem Luftdruck in der Höhe ist ein eindeutiger Beweis dafür, daß — worauf besonders H.-K. Meyer (7) hingewiesen hat — die von den Ozeanen der Atmosphäre zugeführte Wärmeenergie eine ganz bedeutende Rolle für den Wärmehaushalt spielt. Ein solcher Wärmetransport ist aber nur dann sehr wirksam, wenn die Atmosphäre labil geschichtet ist, erfolgt also in erster Linie im Winterhalbjahr überall dort, wo kalte Polarluft auf ein warmes Meer übertritt. Das zeigt sich auch darin, daß die nach Jacobs (5) gezeichnete Abweichungskarte der 500-mbar-Topographie vom Breitenkreismittel im Januar fast identisch ist mit der Jahresabweichung — wobei die Zentren stärksten Drucküberschusses direkt über dem Golf von Alaska und über der Nordsee liegen —, während im Juli sowohl über dem Nordatlantik als auch über dem Nordpazifik lediglich eine weiträumigere negative Anomalie der 500-mbar-Höhen ausgeprägt ist und sich auch der Drucküberschuß über den erhitzten Kontinenten in mäßigen Grenzen hält, über Nordindien sogar erst oberhalb 400 mbar beginnt. In Extremfällen, in denen schon tägliche Erwärmungen der Troposphäre von mehr als 10° C bis mindestens 6000 m Höhe beobachtet worden sind, gelangen mehr als 1500 cal·cm⁻² im Laufe eines Tages in die Atmosphäre, wozu noch die latente Wärme des aufgenommenen Wasserdampfgehaltes mit über 500 cal·cm⁻² beiträgt. Das ist mehr als das Fünffache der Energie, die die Atmosphäre unter besonders günstigen Umständen durch Strahlung aufnehmen kann, wobei die 24stündige Erwärmung kaum 2° C überschreitet. Die enge Beziehung zwischen dem physikalischen Zustand der Meeresoberfläche und dem Verhalten der Atmosphäre beweist nach meiner Ansicht, daß es in erster Linie die Wechselwirkung zwischen den Ozeanen und der Atmosphäre ist, die die Besonderheiten der mäandrierenden Zonal-Zirkulation bestimmt. Daß demgegenüber der direkte dynamische Effekt der Gebirge weit zurücktritt, geht schon daraus hervor, daß an allen Gebirgen die Luftdruckverhältnisse gerade in den unteren, durch Stau und Föhn ausgezeichneten Schichten stark deformiert werden, während in den oberen Luftschichten kaum Isobarenausbuchtungen zu erkennen sind. Als ein neues, besonders instruktives Beispiel sei auf den stärksten Föhnsturm der letzten Jahre vom 7./8. November 1962 hingewiesen. In jener Nacht erreichte der Luftdruckunterschied im Meeresniveau sehr große Werte, während im 500-mbar-Niveau auch nicht die geringste Ablenkung des Windfeldes direkt nachweisbar war.

Deshalb scheinen mir auch solche Formulierungen, wie sie Flohn (8) einmal aufgestellt hat, daß z. B. das milde Klima Nordeuropas durch das Felsengebirge hervorgerufen werden soll, doch den Tatsachen nicht gerecht zu werden. Auch ohne das Felsengebirge würde sich an der Ostküste von Nordamerika sicher ebenso ein kalter Tiefdrucktrog entwickeln, wie es auch innerhalb der Westwindzone über dem nordsibirischen Tiefland viel kälter ist als über Nordwesteuropa; daß seine Intensität dann allerdings schwächer wäre, käme auch sicherlich mehr auf das Konto des dann gerade unten ungehindert in den amerikanischen Kontinent möglichen Zustroms pazifischer Luft als auf den direkten Gebirgseinfluß auf die obere Westwindströmung. Daß, worauf Flohn (8) hinwies, im Sommer auf dem durch Süd-Labrador laufenden 50. Breitengrad die Trogachse nicht draußen auf dem Atlantischen Ozean, sondern unmittelbar über der Küste verläuft, muß als Konsequenz der Tatsache angesehen werden, daß der Labradorstrom stets unmittelbar vor der Küste am stärksten ausgeprägt und das Wasser daher dort am kältesten ist und daß außerdem die Hudsonbay während der warmen Jahreszeit ein so beachtliches Kältereservoir darstellt, daß Labrador arktisches Klima aufweist. Auf dem 40. Breitengrad verschiebt sich demgemäß auch nach den Angaben von Jacobs (l. c. S. II/72 u. II/78) die Trogachse von 80° West im Januar nach etwa 63° West im Juli, also um volle 17 Längengrade vom winterlich kalten Kontinent auf den sommerlich kühlen Ozean.

3. Äquatoriale Meerestemperatur und Luftdruckwerte

Nachdem sich eine so enge Beziehung zwischen der Oberflächentemperatur des Meeres und dem Höhen- druck herausgestellt hat, muß erwartet werden, daß in der Äquatorialregion, wo die horizontale Komponente der ablenkenden Kraft der Erdrotation keine Rolle spielt, auch die Bodendruckwerte mit der Wasserwärme gekoppelt sind. Wie eng diese Relation tatsächlich ist, geht aus den Abbildungen 7 und 8 hervor. In Abb. 7 sind die Mittelwerte des Luftdrucks am Äquator für alle Schnittpunkte mit den durch 20 teilbaren Längengraden zusammen mit den dort gleichzeitig herrschenden mittleren Wassertemperaturen dargestellt, die wieder dem schon erwähnten Buche von G. Dietrich (6) entnommen und hier der einfacheren Vergleichbarkeit wegen invers gezeichnet wurden. Die ausgezogene Kurve gibt die aus dem Atlas der US-Navy (9) durch Mittelung der einzelnen Monatswerte berechneten durchschnittlichen Jahres-Luftdruckwerte für alle äquatorialen Seegebiete an, und zum Vergleich sind in annähernd dem gleichen Maßstab (gestrichelt) die von I. Jacobs (5) 1958 angegebenen und mit der neueren Berechnung hervorragend übereinstimmenden Schnittpunktswerte der Höhe der äquatorialen 1000-mbar-Fläche mit aufgeführt. Mit diesen Kurven verläuft die der invers aufgetragenen Wassertemperaturen weitgehend parallel, d. h. Wassertemperatur und Luftdruck sind gegenläufig, und zwar über allen Ozeanen. Auf 160°E, wo der Ozean im Mittel am wärmsten ist und die Wassertemperatur beinahe 29° erreicht, ist auch der Luftdruck am tiefsten, und auf 100° Westlänge, wo das äquatoriale Wasser in den Ausläufern des Peru-Stromes am kältesten und kaum wärmer als 23° ist, ist der Luftdruck gegenüber dem Tiefstwert um rund 3 mbar höher. Auf dem Atlantischen und Indischen Ozean ist diese Beziehung ebenso deutlich ausgeprägt, und es sei besonders darauf hingewiesen, daß das über dem äquatorialen Indischen Ozean während des größten Teiles des Jahres herrschende west-östliche Druckgefälle für die dort, im Gegensatz zu den anderen Meeren, vorherrschenden westlichen Winde verantwortlich ist.

Daß im Jahreslauf in der Äquatorialzone ähnlich enge Beziehungen zwischen der Wasserwärme und dem

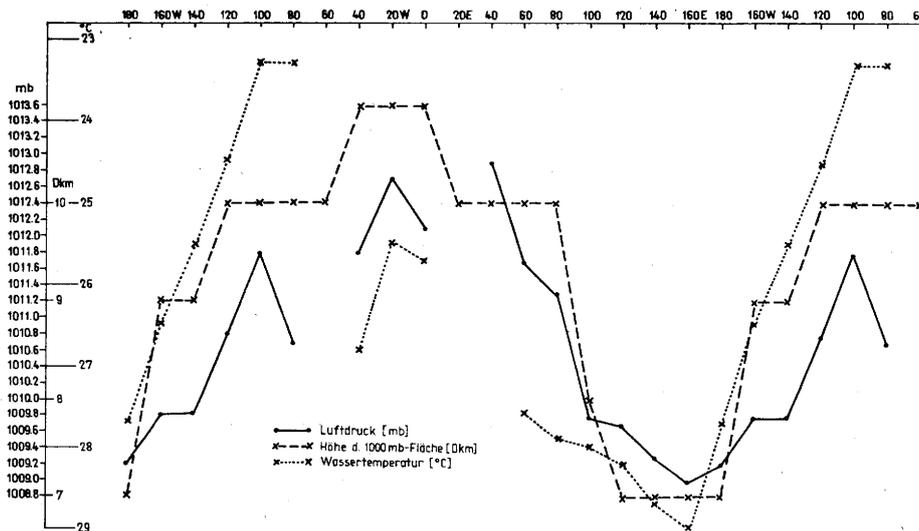


Abb. 7
Jahresmittel des Luftdrucks und der Wassertemperatur
am Äquator

Luftdruck bestehen, soll Abb. 8 beweisen. In ihr sind die ebenfalls dem Navy-Atlas entnommenen mittleren monatlichen Werte der (invers gezeichneten) Wassertemperatur und des Luftdrucks für den im Golf von Guinea gelegenen Koordinatenschnittpunkt $\varphi = \lambda = 0^\circ$ eingezeichnet, wobei sich ebenfalls ein exakt gegenläufiger Gang zeigt. Im August, wenn mit dem Benguela-

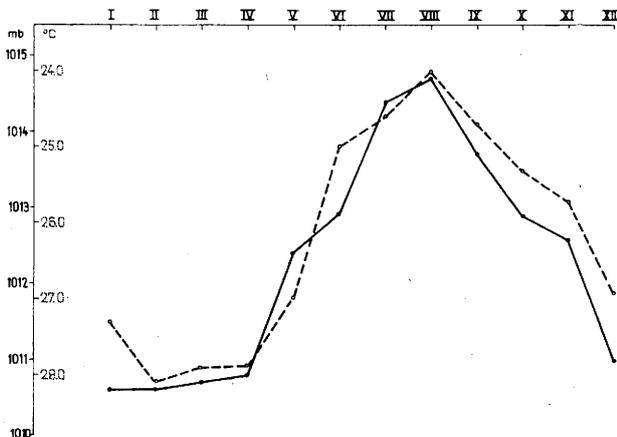


Abb. 8
Jährlicher Gang des Luftdrucks (ausgezogen) und der Wassertemperatur (gestrichelt) im Golf von Guinea

Strom das kälteste Wasser bis zum Äquator verfrachtet wird, ist der Luftdruck über dem gesamten Guinea-Golf am höchsten, im Nord-Winter hingegen, wenn das Wasser am wärmsten ist, am niedrigsten. Diese enge Koppelung zwischen beiden Elementen kann zu sehr interessanten Selbstverstärkungen führen, indem kälteres Wasser höheren Druck begünstigt und der höhere Druck z. B. wieder den Wind und die Oberflächenströmung im Südostpassat verstärkt. Im übrigen liegt die Ursache für alle solche thermisch-isobarischen Beziehungen selbstverständlich in dem Kreislauf zwischen warmen und kalten Gebieten begründet, der sich in der Äquatorialzone, ungestört durch die horizontale Komponente der ablenkenden Kraft, entwickeln kann und in der Vertikalen mit hohem Druck über und tiefem unter dem warmen bzw. entgegengesetzten Druckverhältnissen im kalten Bereich eines solchen Solenoid-Feldes verbunden sein muß.

4. Die monsonalen Effekte

Ebenso wie zwischen verschiedenen warmen Meeresgebieten so müssen sich selbstverständlich auch zwischen

allen unterschiedlich erwärmten Land- und Meeresflächen ähnliche Zirkulationen entwickeln. Auf diese Tatsache brauchte gar nicht hingewiesen zu werden, wenn nicht in letzter Zeit der Monsunbegriff selbst Gegenstand von Diskussionen geworden wäre. Der rein formalistischen Interpretation, unter Monsun einen jahreszeitlichen Windwechsel zu verstehen und so z. B. von einem stratosphärischen Monsun mit Westwinden im Winter und Ostwinden im Sommer zu sprechen, soll hier nachdrücklich entgegengetreten und unter einem monsonalen Windsystem nur eine solche Strömung verstanden werden, die ihre Richtung im Laufe des Jahres wegen der verschiedenartigen Erwärmung von Wasser und Land ändert, wobei nur beim echten Monsun, z. B. in Süd- und Südostasien, eine völlige Drehung des Windes in die entgegengesetzte Richtung erfolgt.

Daß auch diese monsonalen Druck- und Windänderungen unmittelbar mit den unterschiedlichen Temperaturschwankungen von Kontinent und Ozean zusammenhängen, hat K. Wege (2) gezeigt, dessen Karten auch an anderer Stelle (10) reproduziert worden sind. K. Wege hat die Abweichungen der vom Januar zum Juli erfolgenden Änderungen der relativen Topographie der gesamten Schicht von 1000 bis 50 mbar vom Breitenkreismittel in Beziehung gesetzt zu den auf die gleiche Weise berechneten Abweichungen von den mittleren Druckänderungen für die einzelnen Parallelkreise. In dieser Darstellung zeigt sich, daß über Zentralsibirien, wo sich die Atmosphäre zum Sommer hin relativ zum Breitenkreismittel am meisten erwärmt, der Bodendruck am stärksten fällt und daß dieser vom Januar zum Juli nur über dem nördlichen Pazifischen und Atlantischen Ozean steigt, wo die Erwärmung am geringsten ist. In der kürzlich veröffentlichten Karte der unreduzierten Druckänderungen (10, 11) zeigt sich besonders deutlich die von Flohn (12) hervorgehobene Wirkung des Hochlandes von Tibet, über dem der Luftdruck vom Januar zum Juli um mehr als 10 mbar steigt. Dieser Druckanstieg kommt dadurch zustande, daß die über den umgebenden Tiefländern erhitze Luft in der Höhe nicht nur nach dem Indischen Ozean, sondern teilweise auch aufwärts in die Bergländer strömt. Über allen unmittelbar angrenzenden Tälern fällt der Luftdruck deshalb besonders stark, am meisten über dem Chinesischen Tiefland, wo der Druckfall mehr als 25 mbar beträgt. Über Nordamerika erreicht der sommerliche Druckfall nur im Tal des Sacramento 10 mbar; da aber der Luftdruck zugleich über dem Golf von Alaska um mehr als 10 mbar steigt, verschärfen sich

die Luftdruckgegensätze in der heißen Zeit über Kalifornien außerordentlich, und der Druckgradient ist dort wesentlich größer (28) als es in den meisten klimatologischen Karten dargestellt ist, weil in den üblichen klimatologischen Reduktionsverfahren die nächtliche Bodeninversion nicht eliminiert wird und daher z. B. für Boise in Idaho in den Clino-Werten (29) ein Juli-Mittel des Luftdrucks von 1012,8 mbar angegeben wird, während dieser nach den Radiosondenaufstiegen nur 1005,5 mbar (30) beträgt.

Nachdem seit einiger Zeit auch die Herkunft der die ostasiatischen Monsunregen speisenden Wasserdampfmengen deshalb Gegenstand von Diskussionen geworden ist, weil z. B. über Japan im Sommer in der freien Atmosphäre vorherrschend westliche Winde wehen, also der Wasserdampftransport nach Flohn (13) vom asiatischen Festland zur See erfolgt, soll der gegenteilige synoptische Befund, nämlich daß die stärksten Regenfälle durch Aufgleitvorgänge pazifischer Tropikluft im Nordostquadrant nordostwärts wandernder Zyklogen niedergehen, noch durch den Hinweis auf eine Mittelkarte untermauert werden. In Abb. 9 sind nach den in den Japanischen Wetterkarten (3) enthaltenen Angaben die Mittelwerte des Windes, der Temperatur und der Relativen Feuchte im 850-mbar-Niveau für den Juli des Jahres 1960 in der üblichen Symbolik eingetragen und die Linien gleicher absoluter Topographie dieser Druckfläche gezeichnet worden. Dabei muß noch beachtet werden, daß der Haupt-Wasserdampftransport bereits unterhalb dieses Niveaus stattfindet. Aus dieser Karte geht hervor, daß die an der Obergrenze der Bodenreibungsschicht über Japan beobachteten westlichen Winde nicht vom asiatischen Festland herkommen, son-

dern daß die Strömung unmittelbar westlich der Japanischen Inseln in die Südostrichtung umbiegt. Da in den tieferen Schichten die Luftströmung zum tiefen Druck hin die Isobaren kreuzt, ergibt sich, daß der Wasserdampftransport im Mittel tatsächlich aus dem Passatgebiet des Pazifischen Ozeans nach China hin, also vom Meer zum Land, erfolgt.

5. Die Auswirkung des Reibungsunterschiedes zwischen Land und Meer auf das Wetter

Daß bei auflandigem Wind durch den Rauheitsprung an der Küste und die dadurch bedingte Abnahme der Windgeschwindigkeit die Küstenkonvergenz erzeugt wird, die landeinwärts zu besonders schlechtem Wetter Anlaß gibt, ist seit langem bekannt. Es ist das Verdienst H. Flohn's (14), die deutschen Leser auf eine wichtige, an der Universität von Wisconsin erschienene Arbeit von J. F. Lahey (31) aufmerksam gemacht zu haben, in der nachgewiesen wird, daß auflandige Winde unter bestimmten Umständen nicht zu einer Konvergenz, sondern sogar zu einer Strömungsdivergenz führen können. Darauf führen z. B. B. Lahey und Flohn die Ausbildung der Trockenzone vor der südamerikanischen Nordküste zwischen der Paria-Halbinsel und der Magdalena-Mündung zurück, wo der Passat auf See etwa parallel zur Küste weht. Es kann vermutet werden, daß dieser Effekt während der Zeit des europäischen Sommermonsuns, der an der deutschen Nordseeküste aus Nordwest weht, zu der teilweise auch durch Leewirkung der skandinavischen Gebirge verursachten Wetterbegünstigung der Nordfriesischen Inseln beiträgt. Wie aus der in Abb. 10 dargestellten Skizze hervorgeht, wird nämlich bei einer

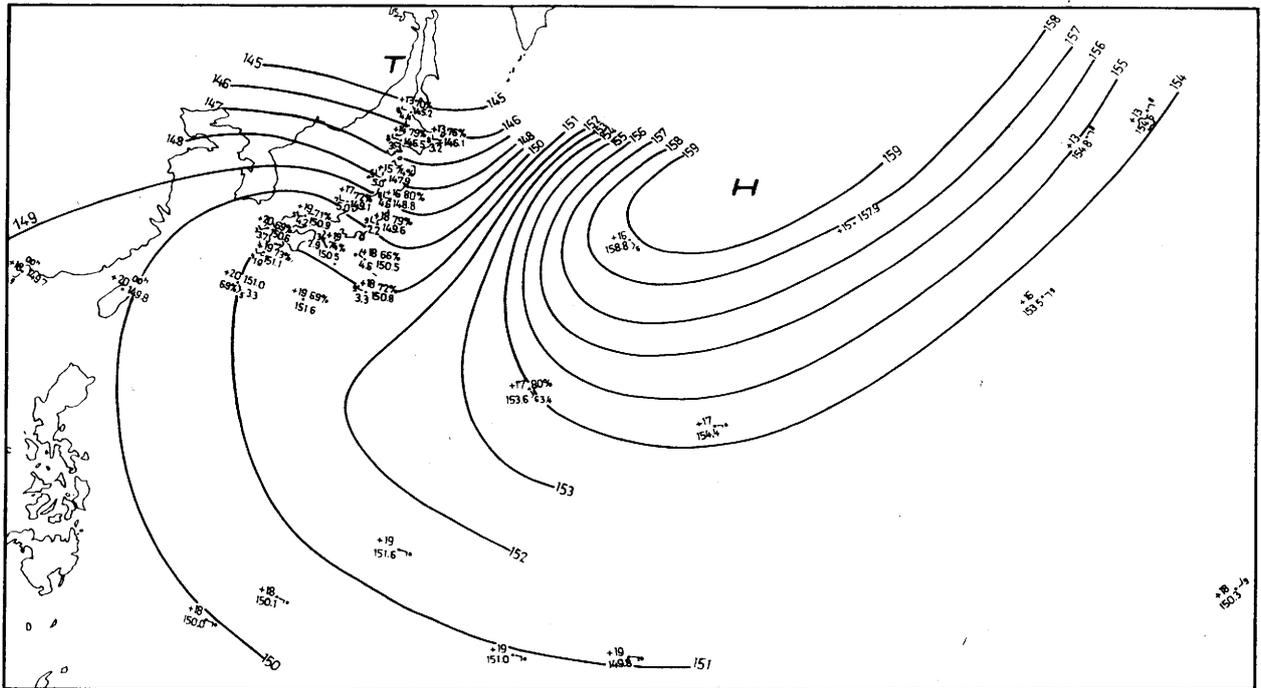


Abb. 9
Mittlere Höhe der 850-mbar-Fläche im Juli 1960

nicht zu steil, also z. B. aus NNW die Küstenlinie K-K treffenden Strömung die beim Übertritt auf das Land durch Geschwindigkeitsabnahme bedingte Konvergenz durch eine mit dem gleichzeitigen Richtungssprung von etwa 30° verbundene Divergenz der Stromlinien um etwa die Hälfte überkompensiert. An der ostfriesischen Küste ist das Umgekehrte der Fall, und beide Effekte wirken im gleichen Sinne, was an der Schleswig-Holsteinischen Westküste bei vorherrschenden Südwestwinden, also vor allem im Winter, der Fall ist.

In Abb. 11 ist die von I. Reuter-Bork (25) auf Grund sorgfältiger Studien über die Vergleichbarkeit der Messungen mit dem altertümlichen Sonnenscheinautographen entworfene Karte der während der letzten fünf Jahre in der für den Kurgast wichtigen Zeit (von Mai bis August jeweils von 10 bis 16 Uhr) registrierten Sonnenscheindauer reproduziert. Diese beträgt in List 454, in Norderney hingegen nur 411 Stunden, und neben dem bekannten Sonnengebiet über Fehmarn tritt ein wetterbegünstigter, von Sylt bis nach St. Peter-Ording

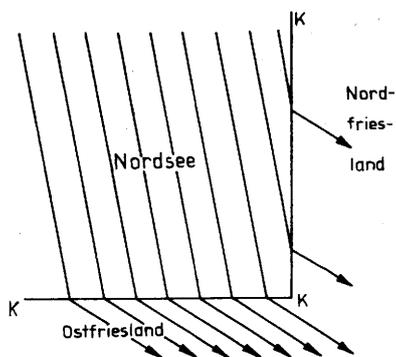


Abb. 10

Skizze zur Darstellung der Küstenkonvergenz an der deutschen Nordseeküste

reichender Streifen sehr deutlich hervor. Hier sei einmal hervorgehoben, wie bedauerlich es ist, daß auch im Zeitalter der Weltraumforschung bis heute noch keine Mittel dafür zur Verfügung standen, die auf der Erde empfangene Strahlungsenergie in einem klimatologischen Netz physikalisch exakt zu messen, anstatt allein die Sonnenscheindauer und diese nur auf Grund der Wirkung mehr oder weniger getrübler Glaskugeln auf die Brennbarkeit von dem Wetter gnadenlos ausgelieferter Pappe unterschiedlicher Empfindlichkeit festzustellen.

6. Schwankungen der Wassertemperatur der nordwest-europäischen Randmeere

Vor allem im Kältejahr 1962 hat sich die Wetterbegünstigung der Insel Sylt außerordentlich vorteilhaft ausgewirkt. In diesem in einigen Teilen Norddeutschlands schlechtestem Sommer seit 1844, in dem die Sonnenscheindauer z. B. in den Monaten Juni bis August in Salzuflen mit 400 Stunden um volle 30% unter dem Normalwert blieb, wurde dieser in List mit 679 Sonnenscheinstunden noch nahezu erreicht und damit sogar die Strahlungsdauer an allen oberbayerischen Orten — obwohl diese so nahe dem verstärkten subtropischen Hochdruckrücken lagen — noch um 50 bis 100 Stunden übertroffen. An dieser Begünstigung Nordfrieslands waren sicherlich die ungewöhnlich niedrigen Wassertemperaturen beteiligt, die den Sommer 1962 in allen nord-europäischen Gewässern auszeichneten (15), wobei z. B. beim Feuerschiff „Elbe 1“ mit 14,3° ein Juli-Mittel festgestellt wurde, wie es nach der Zusammenstellung von

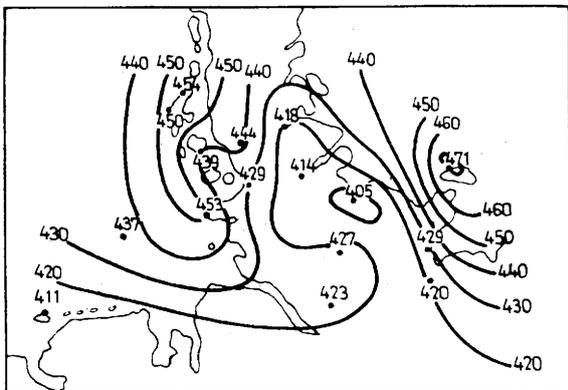


Abb. 11

Mittlere Sonnenscheindauer von 10–16 Uhr im Zeitraum 1957–1961 für die Monate Mai–August (nach I. Reuter-Bork (25))

E. Goedecke (16) weder während des Zeitraumes 1921–1939 noch seit 1953 jemals aufgetreten ist. Diese ungewöhnliche negative Anomalie beschränkte sich keineswegs auf die Nordsee, sondern umfaßte auch die Ostsee und das gesamte europäische Nordmeer, wo das Frühjahr insbesondere im Gebiet der Bäreninsel extrem kalt war und sich wieder enge Zusammenhänge mit

Vorgängen in den höchsten durch Radiosondenaufstiege laufend überwachten Atmosphärenschichten zeigten. Schon von Beginn des Jahres 1962 an war nämlich der stratosphärische Polarwirbel zum europäischen Sektor hin verschoben, und im 100-mbar-Niveau (17) hat sich die in der zweiten Februarhälfte während der Hamburger Sturmflutkatastrophe am stärksten ausgeprägte nordeuropäische negative Anomalie bis in den Herbst hinein gehalten.

Das ganze Ausmaß der gegenwärtigen Depression der Meerestemperatur tritt zutage, wenn man die Wassertemperaturen in der letzten Augustdekade 1962 mit denen während des gleichen Zeitraumes des Rekordwärmesommers 1939 vergleicht. Ein solcher Vergleich wurde dadurch gewonnen, daß alle für 1939 im Täglichen Wetterbericht der Deutschen Seewarte abgedruckten und für das Jahr 1962 in den Karten des Seewetteramtes Hamburg enthaltenen Werte der von Schiffen beobachteten Wassertemperaturen in Arbeitskarten eingetragen wurden. Abb. 12 zeigt die daraus gewonnenen Isothermen für August 1962 mit einem ausgeprägten Kaltwassergebiet über der Nordsee, Abb. 13 die Verhältnisse 1939 und Abb. 14 die graphisch ermittelten Unterschiede zwischen beiden Jahren. Es zeigt sich dabei, in welchem Umfange das Oberflächenwasser Ende August 1962 in allen europäischen Gewässern kälter war als 1939 und daß erst südlich von Island positive Differenzen auftraten. Am größten war der Unterschied über der Ostsee und der östlichen Nordsee, wo er überall mehr als 4°C betrug*).

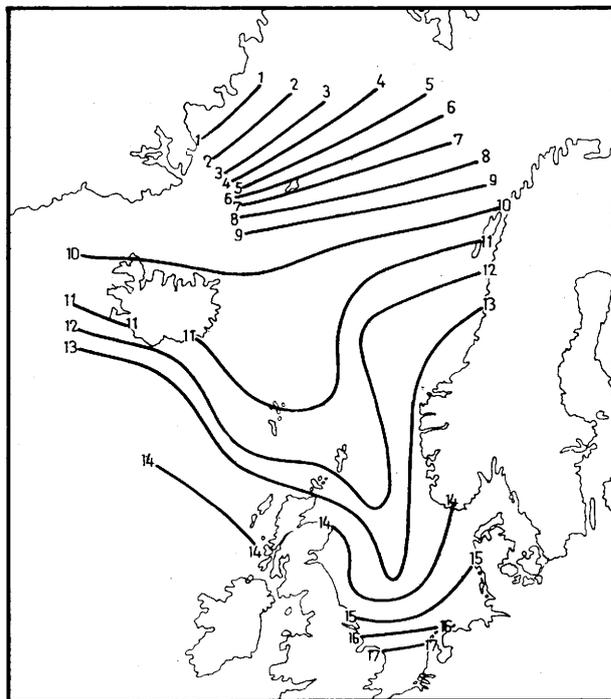


Abb. 12

Verteilung der Wassertemperaturen in der letzten August-Dekade 1962

In diesem Zusammenhang bedarf der Nordsee-Wärmerekord des Jahres 1939 noch einiger Erläuterungen. Nach den Angaben von E. Goedecke (16) wurden am 24. August 1939 gleichzeitig an fünf Nordsee Feuerschiffen absolute Höchstwerte der Wassertemperatur er-

*) Anmerkung bei der Korrektur: Als diese Zeilen (im Herbst 1962) geschrieben wurden, waren die Konsequenzen noch nicht offenbar, die daraus für den „großen“ Winter 1962/63 resultierten. Daß hier bereits auf gleichsinnige, von der Meeresoberfläche bis hoch in die Stratosphäre hinauf reichende und schon viele Monate vor dem Kältewinter persistente Anomalien hingewiesen wurde, unterstreicht die globale Bedeutung solcher Zirkulationsanomalien.

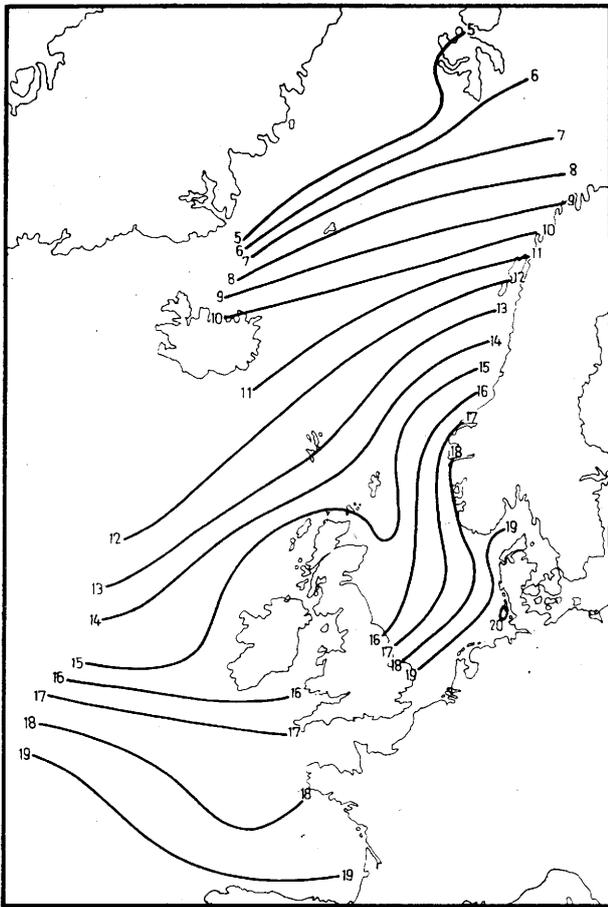


Abb. 13
Verteilung der Wassertemperaturen
vom 21. August — 1. September 1939

reicht, und zwar bei F.S. „Elbe IV“ der absolute Rekord von 22,3°, bei F.S. „Außeneider“ 22,1°, F.S. „Bremen“ 21,9° und F.S. „Elbe II“ 21,5°C. Noch bemerkenswerter ist vielleicht, daß eine Woche später, am 30. August 1939, vom Feuerschiff „Amrumbank“ mit 19,6°C auch die absolut höchste jemals beobachtete Temperatur des Bodengewässers gemessen wurde und daß eine weitere Woche später, am 5. September 1939, vom dänischen Feuerschiff „Horns Rev“ mit 18,6° das absolute Maximum und im gleichen Monat mit 17,3° auch das bis dahin höchste Monatsmittel der Temperatur des Bodengewässers ermittelt wurden.

Einen Monat später begann jedoch nicht nur der kälteste Winter seit 110 Jahren, sondern eine nahezu ununterbrochene, vom Oktober 1939 bis Juli 1942 dauernde Kälteperiode von wahrhaft welthistorischer Bedeutung, in der nach den Baur'schen Tabellen (18) in Mitteleuropa von 34 Monaten nur 8 eine positive Temperaturabweichung aufwiesen. Die mittlere Anomalie der nahezu dreijährigen Periode betrug $-1,3^\circ$, was zuletzt 1783—1787 vorgekommen war, aber bei weitem noch nicht an die Kältekatastrophe genau 200 Jahre vorher heranreichte, als in Berlin (19) von den 30 Monaten April 1739 bis September 1741 nur 6 zu warm waren und die mittlere negative Abweichung jener $2\frac{1}{2}$ Jahre weit mehr als 2°C betragen hatte.

Nur zweimal wurden uns nach dem Krieg nochmals ungewöhnlich hohe Wasser-Temperaturen beschert: 1947 und 1959. Das Jahr 1947 war derart sonnenscheinreich, daß sich die Nordsee trotz des vorangegangenen extrem kalten Winters vielfach über 20° erwärmte und beim Feuerschiff „Horns-Rev“ die mittlere Wasserwärme im August sogar noch etwas höher lag als im gleichen Monat des Jahres 1939. Der Sommer 1959 zeichnete sich vor allem durch einen ungewöhnlich

schönen Spätherbst aus. Es taucht daher die Frage auf, ob mit den dreißiger Jahren auch in der Nordsee die rezente Wärmeperiode ihren Höhepunkt überschritten hat und die Wasser-Temperaturen jetzt tatsächlich wieder niedriger liegen. Um zu diesem Problem ein wenig beizusteuern, sind in der nachfolgenden Tabelle die Abweichungen der Monatsmittel der für das Feuerschiff „Elbe I“ seit 1953 regelmäßig in den Wetterkarten des Seewetteramtes mitgeteilten Wassertemperaturen von den von E. Goedecke in seiner schon mehrfach erwähnten Arbeit (16) angegebenen Durchschnittswerten für die Periode 1921—1939 zusammengestellt, wobei noch bemerkt werden darf, daß sich aus den gleichfalls für das Feuerschiff „Borkumriff“ bearbeiteten Messungen fast genau die gleichen Zahlen ergeben, so daß auf den Abdruck dieser Tabelle hier verzichtet werden kann.

Aus der Tabelle ist zunächst zu ersehen, daß im Gesamtdurchschnitt während der letzten 10 Jahre die Wassertemperatur genau die gleiche war wie während der Periode 1921—1939, daß also gegenüber dem warmen Jahrzehnt 1930—1939 wieder ein leichtes Absinken festzustellen ist. Besonders beachtenswert ist aber die jahreszeitliche Verschiebung, die in letzter Zeit erfolgt ist. Die Sommermonate sind nämlich merklich kälter geworden, wobei die größte Änderung im Juli mit einer Abkühlung von $0,9^\circ$ im Mittel erfolgt ist und der August überhaupt nur ein einziges Mal, nämlich 1959, zu warm war. Der Spätherbst war hingegen sogar nach dem kalten Sommer 1962 noch zu warm und zeigte im Mittel einen beträchtlichen Wärmeüberschuß mit einem Maximalbetrag von $+1,5^\circ$ im November. Hier drückt sich die Tatsache aus, daß die Jahreszeiten in neuerer Zeit mit beträchtlicher Verspätung einzutreten pflegen, was im Kern bedeutet, daß unser Klima zur Zeit in eine neue Phase verstärkter Zirkulation und Zunahme des maritimen Einflusses eingetreten ist. Dabei sei am Rande und wegen der Bedeutung, die die 26monatige Periode des Stratosphärenwindes gewonnen hat (20),

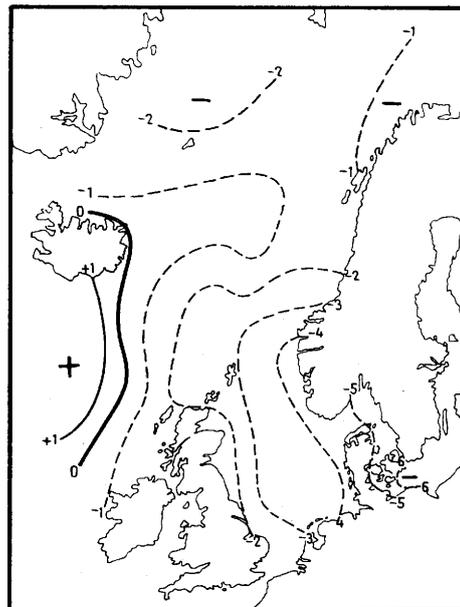


Abb. 14
Differenz der Wassertemperatur in der letzten August-Dekade
1962—1939

die früher schon von Rodewald (21) hervorgehobene Tatsache des Alternierens jährlicher Mittelwerte erwähnt, die hier bei der Wassertemperatur insofern besonders deutlich zutage tritt, als von 1953 bis heute die zweijährige Wechselfolge höherer und niedrigerer Wassertemperatur der Nordsee noch nicht abgerissen ist.

Tab. 1

Die Abweichungen der Monatsmittel der Wassertemperaturen (°C) bei „Elbe I“ seit 1953 vom Durchschnittswert 1921—1939

Monat	1953	1954	1955	1956	1957	1958	1959	1960	1961	1962	Mittl. Abweich.
Jan.	-0.8	+0.3	-0.5	+0.7	+0.7	0.0	+0.7	+0.3	+1.2	+0.2	+0.3
Febr.	-0.8	-2.1	-0.7	-2.4	+1.4	0.0	+0.1	+0.2	+0.5	+0.5	-0.3
März	-0.1	-1.8	-2.1	-2.2	+1.4	-1.2	+0.3	-0.1	+1.9	-0.7	-0.5
April	+0.2	-1.5	-1.3	-1.8	+1.4	-2.1	+0.7	-0.5	+1.2	-0.8	-0.4
Mai	+0.5	-1.7	-1.2	-0.7	-0.3	-1.0	+0.5	-0.6	+0.8	-1.0	-0.5
Juni	-0.4	-1.3	-2.4	-1.1	-0.6	-1.8	+0.4	-0.3	+0.5	-0.9	-0.8
Juli	+0.2	-1.3	-1.1	-1.7	-0.3	-1.0	+0.6	-1.4	-0.3	-2.5	-0.9*
Aug.	0.0	-1.3	-0.1	-2.0	-0.4	-0.6	+1.3	-0.7	-1.1	-2.0	-0.7
Sept.	-0.2	-0.1	+1.2	-0.8	-1.0	+1.2	+1.7	+0.9	+0.5	-1.2	+0.2
Okt.	+1.2	0.0	+1.2	+0.4	-0.3	+1.4	+1.6	+1.3	+2.5	+0.9	+1.0
Nov.	+3.2	+1.0	+0.7	+0.4	+1.2	+2.5	+1.1	+2.0	+1.4	+0.8	+1.5
Dez.	+3.1	+1.5	+0.9	+0.9	+0.7	+2.2	+1.2	+1.4	+0.7	-0.7	+1.4
Jahr	+0.5	-0.7	-0.5	-0.9*	+0.3	-0.1	+0.8	+0.2	+0.8	-0.6	0.0

7. Großräumige Änderungen der Ozeantemperaturen

Die Tatsache, daß die Wassertemperatur der Nordsee im letzten Jahrzehnt wieder etwas gesunken ist, steht mit den von Mitchell (22) gefundenen Ergebnissen im Einklang, daß die rezente Erwärmungsperiode ihren Höhepunkt überschritten hat. Dabei ist besonders bemerkenswert, daß sich bei Mittelung und genauer Arealberechnung, auf die sich die einzelnen Temperaturreihen beziehen, ergeben hat, daß die Erde insgesamt im Jahrfünft 1940—1944 am wärmsten war und daß die Temperaturerhöhung seit dem Zeitraum 1880 bis 1884 im Mittel 0,5° C betrug.

Es ist hier wegen der Kürze der für den Vortrag zur Verfügung stehenden Zeit nicht möglich, über die vielen umfangreichen Arbeiten zu berichten, die in den letzten Jahren über die Beziehungen zwischen der Atmosphäre und den Ozeanen erschienen sind. Da in der gerade kürzlich veröffentlichten Untersuchung von J. Bjerknes (23) über die Klimaschwankungen während der letzten 100 Jahre über dem Atlantik alle wesentlichen Gesichtspunkte zusammengefaßt sind, kann ich mich mit einem Hinweis auf diese Arbeit beschränken. J. Bjerknes weist nach, daß die größten Änderungen des Druckfeldes und der Wassertemperaturen von dem Jahrfünft 1894/98 zum fünfjährigen Zeitraum 1920/1924 eingetreten sind. In der letzteren Periode war das Azorenhoch ebenso wie das Islandtief wesentlich verstärkt, und die Änderungen der Wassertemperatur stimmten im allgemeinen mit der aus den Isallobaren zu erschießenden Warm- und Kaltluftadvektion überein. Am größten war der Temperaturanstieg im Golfstromgebiet südlich von Neufundland. Eine Erniedrigung der Wassertemperatur ist währenddessen im nördlichen Atlantik eingetreten, teilweise hervorgerufen durch stärkere Advektion kälteren Wassers aus dem Labradorgebiet und außerdem verursacht durch stärkere Durchmischung mit kälterem Tiefenwasser. Hierin liegt wiederum eine Neigung zur Selbstverstärkung: Die erhöhte atmosphärische Zirkulation führt zu einem stärkeren horizontalen Gradienten der Wassertemperatur und dieser wieder zu stärkeren Zyklogenese. Da mit einer derart gesteigerten Zirkulation auch die Passatwinde an Stärke zunehmen würden, könnte in den tropischen Ozeanen durch schnellere Verdun-

stung zum Ausgleich eine Abkühlung der Meeresoberfläche erfolgen, aber Bjerknes läßt trotzdem die Frage, wie schließlich wieder eine Umkehr des Prozesses erfolgt, völlig offen.

Nach J. Bjerknes erreichte die Wassertemperatur im Bereich des nördlichen Atlantiks ihre Höchstwerte kurz nach 1890 und 1940, als die allgemeine Zirkulation besonders schwach war, und ihr Minimum nach 1920, als die atmosphärische Zirkulation besonders stark war. Mit diesem Ergebnis stimmt die geschilderte gegenwärtige Erniedrigung der Wassertemperatur überein.

8. Die gegenwärtigen Temperaturverhältnisse in der Arktis

Da sich die vergangene Klimaänderung am stärksten im Gebiet von Spitzbergen ausgewirkt hat, andererseits aber bereits auf die gegenwärtig wieder niedrigeren Temperaturen im hohen Norden hingewiesen wurde, sind die Temperaturreihen mehrerer arktischer Statio-

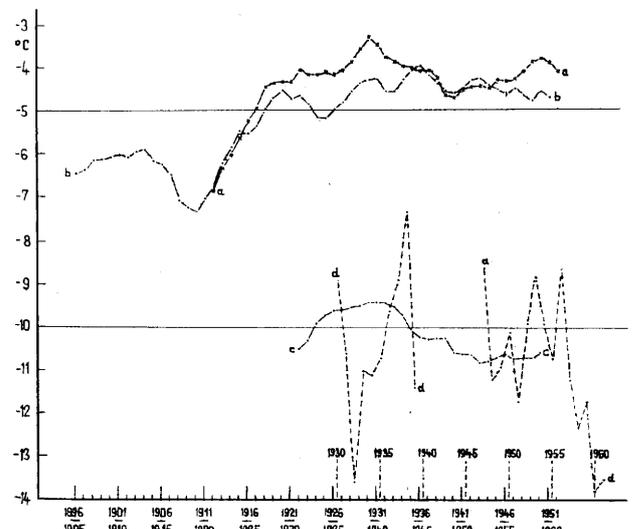


Abb. 15

Übergreifende 10-Jahresmittel der Temperatur von Isfjord, Spitzbergen (a), Malye Karmakuly, UdSSR (b) und Myggbukta, Grönland (c), sowie Verlauf der Jahresmittel der Temperatur von Franz-Joseph-Land (d)

nen von meiner Assistentin Frl. cand. rer. nat. Regina Rothardt bis in die neueste Zeit homogenisiert und vervollständigt worden. In Abb. 15 sind die 10jährig übergreifenden Temperaturmittel für die Stationen Isfjord auf Spitzbergen (a), Malje Karmakuly auf Nowaja Semlja (b), Myggbukta an der grönländischen Ostküste (c) und die vorliegenden Jahreswerte von Franz-Joseph-Land dargestellt. Alle Kurven zeigen einen ähnlichen Gang mit Höchstwerten in den dreißiger Jahren. Seitdem ist der stärkste Rückgang an der grönländischen Ostküste und auf Franz-Joseph-Land aufgetreten. In Spitzbergen war zwar ein nochmaliger Anstieg zu ver-

zeichnen, der aber auch nur vorübergehender Natur gewesen zu sein scheint, wofür besonders die dort beobachtete große Kälte des Jahres 1962 hindeutet.

9. Synoptik der Ozeane

Abschließend sei gestattet, darauf hinzuweisen, daß es inzwischen auch möglich geworden ist, die Wärmeverhältnisse der Ozeane laufend synoptisch zu verfolgen. Abb. 16 zeigt eine von Frl. Rothardt auf Grund der in der Wetterkarte des Seewetteramtes enthaltenen Wassertemperatur analysierte Karte der Isothermen des Oberflächenwassers für den Zeitraum vom

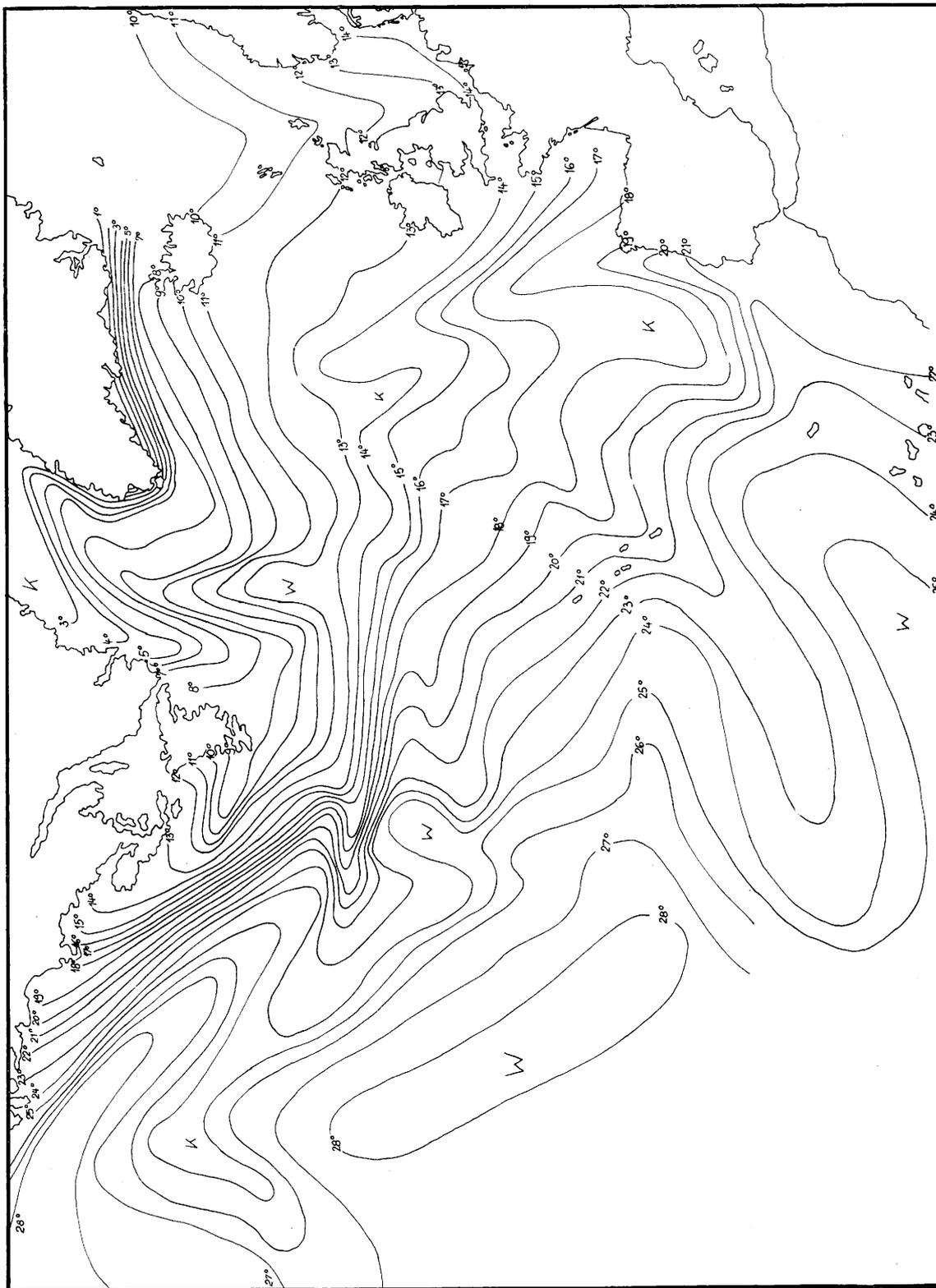


Abb. 16
Nordatlantische Wassertemperaturen vom 9. — 18. Juli 1962 (nach der Wetterkarte des Seewetteramtes)

9.—18. Juli 1962. Durch graphische Subtraktion mit den im US-Navy-Atlas (24) enthaltenen mittleren Juli-Isothermen wurde versucht, die Abweichungen vom normalen Verhalten aufzuzeigen. Zusätzlich wurden die an den atlantischen Wetterschiffen aufgetretenen Abweichungen der Monatsmittel als Fixpunkte in die Karten eingetragen (Abb. 17). Es zeigt sich, daß die Meeresgebiete südlich von Island, wie vordem schon erwähnt, etwas zu warm waren. Besonders große negative Abweichungen traten in einer ausgeprägten Kaltwasserzunge südlich von Neufundland auf. Daß nach den

mehrfachen Erläuterungen dieses Vortrages solche Abweichungen eine erhebliche Rückwirkung auf die Atmosphäre haben, ist wohl als selbstverständlich anzusehen, kann aber nur durch eine Synoptik der Meeresoberfläche, die damit ebenso wichtig ist wie die Synoptik der Hochstratosphäre, in ihren detaillierten Konsequenzen erforscht und bei Vorhersagen der atmosphärischen Zirkulation einkalkuliert werden. (Eine eingehende Literatur-Übersicht über die neuesten, die allgemeine Zirkulation der Ozeane behandelnden Arbeiten ist kürzlich in "The Meteorological Magazine" 91 (1962) S. 223—224 abgedruckt worden.)

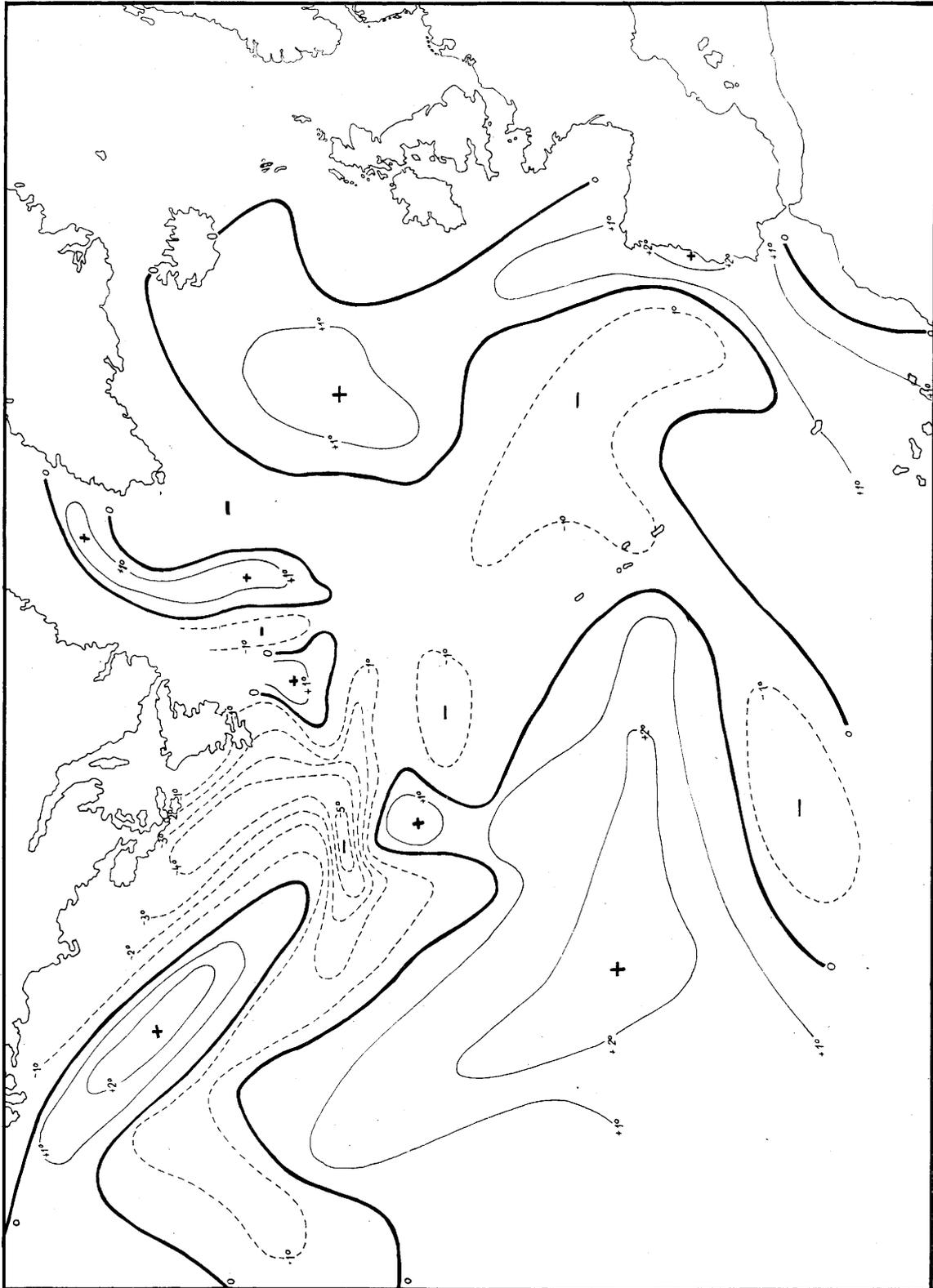


Abb. 17
Abweichungen der nordatlantischen Wassertemperaturen des Zeitraums vom 9. — 18. Juli 1962 vom mehrjährigen Juli-Mittel (nach (24))

Literatur

- (1) Warnecke, G.: Der Ablauf der nordhemisphärischen Stratosphärenzirkulation im Jahre 1958 an Hand monatlicher Mittelkarten der 100-, 50-, 30-, 25- und 10-mbar-Fläche. Abh. Freie Univ. Berlin 28 (1962) Nr. 2.
- (2) Wege, K.: Druck-, Temperatur- und Strömungsverhältnisse in der Stratosphäre über der Nordhalbkugel. Meteor. Abh. Freie Univ. Berlin 5 (1957) Nr. 4.
- (3) Japan Meteorological Office: Daily Weather Maps. Sea level, 850, 700 and 500-mb charts with synoptic data tabulations. Tokyo, Japan.
- (4) Labitzke-Behr, K.: Beiträge zur Synoptik der Hochstratosphäre. Meteor. Abh. Freie Univ. Berlin 28 (1962) Nr. 1.
- (5) Jacobs, I.: 5- bzw. 40jährige Monatsmittel der absoluten Topographien der 1000-, 850-, 500- und 300-mbar-Flächen sowie der relativen Topographien 500/1000 mbar und 300/500 mbar über der Nordhemisphäre und ihre monatlichen Änderungen. Folge 2. Meteor. Abh. Freie Univ. Berlin 4 (1958) Nr. 2.
- (6) Dietrich, G. mit Kalle, K.: Allgemeine Meereskunde. Berlin 1957.
- (7) Meyer, H. K.: Der Einfluß des vertikalen Impulsaustausches auf synoptische Druck- und Temperaturgebilde. Ber. Dt. Wetterd. Nr. 2 (1953).
- (8) Flohn, H.: Zur Didaktik der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Geogr. Rdsch. 12 (1960) S. 194.
- (9) U. S. Navy Marine Climatic Atlas of the World. Vol. 3 Indian Ocean, Vol. 4 South Atlantic Ocean, Vol. 5 South Pacific Ocean.
- (10) Scherhag, R.: Einführung in die Klimatologie. 2. Aufl. Braunschweig 1962.
- (11) Scherhag, R.: Die wahre halbjährige Luftdruckschwankung über der Nordhemisphäre. Berliner Wetterkt. 1961 Beil. Nr. 10.
- (12) Flohn, H.: Bemerkungen zur Klimatologie von Hochasien (Aktuelle Schneegrenze und Sommerklima). Abh. Akad. Wiss. u. Lit. Mainz, math.-naturwiss. Kl. Jg. 1959. S. 1409—1431. — Ders.: Large-scale aspects of the "summer monsoon" in South and East Asia. 75th Anniv. Vol. J. Meteor. Soc. Japan 1957 S. 180—185. — Ders.: Der indische Sommermonsun als Glied der planetarischen Zirkulation der Atmosphäre. Ber. Dt. Wetterd. Nr. 22 (1956) S. 134—139.
- (13) Flohn, H. u. Oeckel, H.: Water vapour flux during the summer rains over Japan and Korea. Geophys. Mag., Tokyo, 27 (1956) S. 527—532.
Flohn, H.: Jahresbericht 1956. Jber. Dt. Wetterd. Nr. 4 (1957) S. 48.
- (14) Flohn, H.: Probleme der geophysikalisch-vergleichenden Klimatologie seit Alexander von Humboldt. Ber. Dt. Wetterd. Nr. 59 (1959) S. 9—31.
- (15) Scherhag, R.: Das kalte Nordseewasser. Berliner Wetterkt. 1962. Beil. Nr. 56.
- (16) Goedecke, E.: Über neue Reihen langjähriger Monats- und Jahresmittel der Wassertemperatur sowie ihrer Extreme in der Deutschen Bucht. Ann. Meteor. 5 (1952) S. 1—14.
- (17) Bork, I., Kriester, B., Labitzke-Behr, K., Petkovsek, Z., Scherhag, R., Sieland, K., Stuhmann, R., Warnecke, G.: Tägliche Höhenkarten der 100-mbar-Fläche für das Jahr 1962. Meteor. Abh. Freie Univ. Berlin 23 (1962).
- (18) Baur, F.: Einführung in die Großwetterkunde. Wiesbaden 1948.
- (19) Hellmann, G.: Das Klima von Berlin. Abh. König. Preuß. Meteor. Inst. 1 (1891) Nr. 4.
- (20) Kriester, B.: Die annähernd zweijährige Periode der stratosphärischen Windzirkulation über den Tropen. Berliner Wetterkt. 1962 Beil. Nr. 64.
Labitzke-Behr, K., Petzold, K., Scherhag, R., Warnecke, G.: Preliminary daily Northern Hemisphere 10-mbar synoptic weather maps of the year 1961, Part 2. Meteor. Abh. Freie Univ. Berlin 20 (1961) Nr. 2.
Ebdon, R. A. and Veryard, R. G.: Fluctuations in equatorial stratospheric winds. Nature, 189 (1961) S. 791—793.
Reed, R. J.: The circulation of the stratosphere. 40th Anniv. Meet. Amer. Meteor. Soc., Boston 1960.
- (21) Rodewald, M.: Die Jahrestendenz 1957. Wetterkt. d. Seewetteramtes 1957 Nr. 197. — Ders.: Vom Spiel der Atmosphäre. Wetterkt. d. Seewetteramtes 1957 Nr. 249/250. — Ders.: Der „Wechselschritt“ der Witterung. Wetterkt. d. Seewetteramtes 1961 Nr. 157.
- (22) Mitchell, J. M.: On the world-wide pattern of secular temperature change. Contr. UNESCO — WMO Conf. on Climatic Change, Rome 1961.
- (23) Bjerknes, J.: Synoptic survey of the interaction of sea and atmospheric in the North Atlantic. Geophys. Publ. 24 (1962) S. 115—145.
- (24) U. S. Navy World Atlas of sea surface temperatures published under the authority of the Secretary of the Navy. Washington 1948.
- (25) Reuter-Bork, I.: Unveröffentlichte Arbeit. Demnächst in Meteor. Abh. Freie Univ. Berlin.
- (26) Stuart Muench, H.: Atlas of monthly mean stratosphere charts 1955—1959. Part 1, January — June. Air Force Surv. Geophys. 1962.
- (27) Labitzke-Behr, K., Petkovsek, Z., Scherhag, R.: Preliminary daily northern hemisphere 10-mbar synoptic weather maps in the year 1962, Part 1 January — March. Meteor. Abh. Freie Univ. Berlin 26 (1962) Nr. 1.
- (28) Scherhag, R.: Die Kaltwasser-Dürren. Berliner Wetterkt. 1961 Beil. Nr. 40.
- (29) World Meteorological Organization: Monthly normals for climat values (1901—1930). Clino No. 42: U.S.A.
- (30) US-Weather Bureau: Upper air climatology of the United States, Part 1. Averages for isobaric surfaces: hight, temperature, humidity and density. Techn. Pap. No. 32, Washington 1957.
- (31) Lahey, J. F.: On the origin of the dry climate in Northern South America and the Southern Caribbean. Sci. Rep. Univ. Wisconsin, Dep. Meteor. No. 10 (1958)

2.8. Zur Entstehungsgeschichte der Sturmflut-Wetterlagen in der Nordsee im Februar 1962

von

Martin Rodewald

Zusammenfassung

Die schweren Nordsee-Stürme vom 12. und 16. Februar 1962, von denen der zweite die nordwestdeutsche Sturmflut-Katastrophe in der Nacht zum 17. Februar auslöste, haben in ihrer Entstehungsgeschichte große Ähnlichkeit. Es liegt hier die Duplizität eines Modellfalles für die frontogenetische und zyklogenetische Wirksamkeit des Vierer-Druckfeldes mit neutralem Punkt vor. Auch die dreitägige Lebensgeschichte des in beiden Fällen bei 52° N, 45° W gelegenen neutralen Punktes ist im Prinzip die gleiche. Ihr entspricht die gleiche Verschärfung der Frontalzone und eine 60-stündige Vertiefung der beiden Zyklonenzentren um mehr als 50 mb. Das führte im Bereich Stockholm zu säkularen Tiefstwerten des Luftdrucks um 948 mb, während etwa gleichzeitig in dem Rekordhoch westlich der Biskaya bis zu 1048 mb gemessen wurden. Dies mächtige Warmluft-Hoch, der wichtigste Partner im nordatlantischen Vierer-Druckfeld, liegt deutlich im Zuge einer langdauernden Entwicklungstendenz des Winters 1961-1962. Ähnliches gilt für das Labrador-Hoch als „kalten Partner“ im Zusammenspiel der Zirkulationsräder. Bei dem dritten, gegen Island vordringenden Sturmtief der zweiten Februar-Dekade 1962 versagte ihr vorheriges Zusammenspiel, so daß es glücklicherweise nicht zu einem Nordsee-Sturm Nr. 3 kam, der die Schadenskerbe der Katastrophenflut vertieft und erweitert hätte.

Abstract

The severe North Sea storms of 12 and 16 February 1962, the second of which caused the Northwest German flood catastrophe during the night 16/17 February, are very similar concerning the preceding meteorological conditions. Here we have the duplicity of a model

sample for the frontogenetic and cyclogenetic effectivity of the fourfold-pressure field (High SE, High NW, Low NE, Low SW) including a neutral point.

Also the three days' life history of the neutral point which in both cases lies near 52° N, 45° W is the same in principle. The "meeting isobars" around this point are cyclonic in the beginning, anticyclonic at the end, but in the very effective stage between they are running more straight from the high Arctic and the deep Tropics, respectively.

There results nearly the same intensification of the frontal zone in both cases, and also a 60 hours' deepening of the two cyclone centres amounting to more than 50 mbs. This led to record low barometric readings around 948 mbs in the Stockholm area, whereas record high readings up to 1048 mbs were obtained in the big high which was situated to the west of the Gulf of Biscay in these days.

This powerful warm high, the most important partner of the North Atlantic fourfold-pressure field, obviously belongs to a longterm tendency of development during the winter 1961-62. Similar can be said of the Labrador High as the "cold partner" in the combination of circulation cells.

Their combination failed with the third cyclone moving to Iceland during the second decade of February 1962, so that, fortunately, no No. 3 of North Sea storms developed which would have been particularly dangerous in view of the many broken dikes.

Der Vortrag ist in erweiterter Form erschienen in: „Die Küste (Archiv für Forschung und Technik an der Nord- und Ostsee)“, herausgegeben vom Küstenausschuß Nord- und Ostsee 10 (1962) H. 2.

2.9. Wasserstandserhöhungen in der Deutschen Bucht infolge von Schwingungen und Schwallerscheinungen, insbesondere bei der Sturmflut vom 16./17. Februar 1962

von

Georg Koopmann

Zusammenfassung

Nach den Erfahrungen im Windstau- und Sturmflutwarndienst des Deutschen Hydrographischen Instituts müssen bei Wasserstands- oder Sturmflutvorausberechnungen, außer einer statistisch ermittelten Beziehung Windfeld-Windstau, der statische Luftdruck, die Böigkeit des Windes sowie die Inhomogenität des Windfeldes berücksichtigt werden. Der noch verbleibende „Reststau“ wird untersucht, soweit er dem Betrage nach größer als 30 cm ist. Es lassen sich nachweisen:

- 1) „Fortschreitende Wellen“, die mit Luftdruckschwankungen in Resonanz stehen,
- 2) „Querschwingungen“ der Nordsee,
- 3) „Schwallerscheinungen“ in der Deutschen Bucht, die mit den an der englischen Küste bekannten „external surges“ in Beziehung gesetzt werden. Es wird dargestellt, wie diese wellenförmigen Wasserstandserhöhungen bei der Vorhersage berücksichtigt werden können.

Zum Schluß wird eine Aufgliederung der bei der Sturmflut vom 16./17. Februar 1962 gemessenen Wasserstandserhöhungen auf die oben dargelegte Weise gegeben.

Abstract

According to the experiences made by the Storm Surge Warning Service of the Deutsches Hydrographisches Institut in predicting water level and storm surges, it is necessary to consider not only the relation wind field — wind effect, calculated by statistical means, but also the squally character of the wind, the static atmospheric pressure, and the inhomogeneity of the wind field. The still remaining “residual wind effect” is analysed, as far as its value exceeds 30 cm.

The following phenomena have been verified.

- 1) “Progressive waves” caused by atmospheric pressure variations (resonance case),
- 2) “Transverse oscillations” of the North Sea,
- 3) “Surges” in the German Bight that may be related to the “external surges”, a well known phenomenon on the British coasts. It is discussed how these wave-shaped elevations of the water level can be considered in predicting storm surges. Finally, the different elevations of the water level, measured during the storm surge of 16th to 17th February 1962, are analysed with the aid of the aforementioned method.

Die ausführliche Fassung des Vortrags ist erschienen in: Dt. hydrogr. Z. 15 (1962) S. 181—198.

2.10. Vollautomatische meteorologische Station für den Leuchtturm „Alte Weser“

von

Siegfried Baumbach

Zusammenfassung

Die automatische Station dient zur Messung von Temperaturen, Feuchte, Druck, Niederschlag, Windrichtung und Windstärke auf See. Auf der Senderseite werden im Zeitmultiplexverfahren die verschiedenartigen Meßfunktionen im Analog-Digital-Umsetzer gleichzeitig linearisiert und normiert und die Meßgrößen entweder als Impulsmengen oder im internationalen Fernschreibcode ausgestrahlt. Empfangsseitig werden automatisch die wahren Meßgrößen ziffernmäßig gedruckt bzw. zur weiteren Datenverarbeitung magnetisch gespeichert oder auf IBM-Karten übertragen.

Abstract

The first all automatic weather station of Deutscher Wetterdienst is planned for the light-house "Alte Weser" (now being under construction) in the German Ocean.

On the transmitter side all sensing elements are arranged together in a Wheatstone bridge and the mea-

sured values are indicated by a self balancing compensator. A photoelectric calibration field coding unit, which is linearizing the different calibration functions and by the same scanning process simultaneously standardizing and quantizing the measured values independently of time, serves as analogous-digital converter. Measured values and accuracy of measurement may be chosen resp. varied within wide limits. The measuring quantities are transmitted either as pulse quantities or coded in binary pulse code.

By a directive-transmitter station the numerical values of air and sea temperature, wind speed, humidity, precipitation, radiation (later on visual range, cloud base etc.) which are true to the measured values, will be transmitted hourly to Bremerhaven. There they will be automatically printed in adding date and clock-time resp. later on sent into the regional teletype network by means of a converter and tape perforator.

Eine ausführliche Darstellung ist für später vorgesehen.

2.11. Über ein Gerät zur Messung des Seeganges in flachen Küstengewässern

von

Gerhard Tomczak

Zusammenfassung

Es wurde über ein Wellenmeßgerät berichtet, das in der Versuchswerkstatt des Deutschen Hydrographischen Instituts entwickelt worden ist und sich in mehrjährigem Betrieb gut bewährt hat. Der Konstruktion, bei der Anregungen des niederländischen Wasserbau-Ingenieurs Wemelsfelder berücksichtigt wurden, lagen 4 Forderungen zugrunde:

- a) unmittelbare Aufzeichnung der Oberflächenbegrenzung,
- b) Unabhängigkeit von Energieversorgung,
- c) lange Registrierdauer,
- d) leichte und übersichtliche Auswertbarkeit.

Die erste Forderung wird durch Verwendung des Prinzips der üblichen Schreibpegel erfüllt; es wird die Bewegung eines Schwimmers auf der Wasseroberfläche auf ein Registrierpapier übertragen, das nach einer vom Seegang abhängigen Programmschaltung mit verschiedenen hohen Geschwindigkeiten läuft. Der Antrieb erfolgt entweder unmittelbar durch den Seegang oder über ein Uhrwerk, das durch die Bewegung des Schwimmers im Seegang aufgezogen wird. Die Energie zum Betrieb des Gerätes wird somit aus dem Seegang entnommen; es ist keine Energieversorgung durch eine Stromquelle nötig. Die Registrierdauer wird deshalb nur durch die Länge des Papiervorrates begrenzt; das Gerät arbeitet bei einer Länge der Registrierrolle von 28 m bis zu 3 Monaten ohne Kontrolle. Durchschnittlich erfolgen täglich etwa 4 ausführliche Registrierungen des Seegangs, aus denen die Wellenperiode und -höhe zu dem betreffenden Zeitpunkt berechnet werden kann.

Die Auswahl der Registrierzeiten ist vom Seegang abhängig; sie wird vom Gerät selbst vorgenommen. Die Auswertung von etwa 1500 Einzel-Registrierungen, die im Verlaufe eines Jahres gewonnen werden können, ergibt einen vollständigen Überblick über die Abhängigkeit der Wellenhöhen und -perioden am Aufstellungsort von Windrichtung und Windstärke. Als Beispiel wurden die Meßergebnisse beim Leuchtturm Mellum-Plate vorgeführt.

Es ist beabsichtigt, in der „Deutschen Hydrographischen Zeitschrift“ das Gerät und die Meßergebnisse ausführlich zu beschreiben.

Abstract

A wavemeter developed in the experimental laboratory of the "Deutsches Hydrographisches Institut" which has shown good results in its several years of operation is described. The construction based among others on the ideas of the Dutch engineer Wemelsfelder had to meet the four demands, as follows:

- a) direct recording of the surface limitation
- b) independence of power supply
- c) long recording periods
- d) easy evaluation and clear presentation of the data.

The first requirement was met by using the principle of the usual recorders. The movement of the float on the surface is copied on a recording paper turning at different distinct speeds depending on the seaway. The drive proceeds either direct from the seaway or via a clockwork wound up by the movement of the float in the sea. The energy to put the instrument into service is therefore derived from the sea and no source of electric current is necessary. The recording period is therefore only limited by the reserve of paper. The instrument can operate 3 months without control with a recording paper roll of 28 m. On an average 4 times a day a detailed record of the seaway is given from which the period and height of the waves at the particular moment can be computed. The selection of the recording times depends on the seaway and is done by the instrument itself. The evaluation of 1,500 individual recordings obtained within the course of one year give a full account on how the heights and periods of the waves depend on the direction and force of the wind at the place of observation. As an example the data of the measurements at the Mellum-Plate lighthouse were demonstrated.

A detailed description of the wavemeter and the measurement data in the "Deutsche Hydrographische Zeitschrift" is planned.

2.12. Neue meteorologische Meßgeräte auf Forschungsschiffen

von

Siegfried Baumbach

Zusammenfassung

- a) Aerodynamisch geformte Thermometerhütte für strahlungsfehlerarme Temperaturmessungen,
- b) Lithium-Chlorid-Taupunktfühler neuer Bauart in Labyrinth-Hütte,
- c) „Tetatic“, ein Brückeninstrument nach dem „Nullverfahren“ mit hoher Empfindlichkeit für bewegliche Stationen (Schiffe, Autos, Flugzeuge). Nullpunktsschwankungen und Einfluß von Beschleunigungen sind ausgeschaltet.

Abstract

By applying modern electronic measuring methods it is possible

- 1) to separate the sensors and indicators (recorders),
- 2) to design the sensors simple, small and requiring little attendance,
- 3) to make them independent of outward influences (i. e. wind, screen climate),
- 4) to perform the indication resp. record with measuring methods which are insensitive to acceleration and constant to zero point.

For measuring temperature an aerodynamically formed metallic ball screen is employed. The thermometer is protected against radiation from sun and sky by two upper cups and against radiation from the ground by

one lower cup. The screen has small dimensions (10 cm ϕ), small heat capacity (~ 10 cal/deg.) and a good rate of ventilation at the resistance thermometer ($\sim 70\%$ of the outer ventilation). For ventilation only one axially symmetrical slit of a certain width is necessary. The thermometer is arranged above the slit, and therefore is protected against direct horizontal insolation. The screen has scarcely a "screen climate" of its own as the Stevenson screen has.

For measuring humidity the dew point device in connection with hygroscopic saliniferous solutions (for instance LiCl + H₂O) is used. Losses on account of radiation heat and artificial ventilation would greatly reduce the measuring accuracy. Therefore the effect of "self convection" was utilised, and the sensor was put into a "labyrinth screen", which is furnished with openings on the ground and in the cover. Air passage is led and reduced in such a way, that an outer wind pressure of various strength will not interfere with the dew point measurements, as comparison measurements with electric psychrometer show. On account of self convection a speed of only a few cm/s is prevailing at the dew cell.

As indicator a device developed from the "Tetalux" is employed. The instrument allows to measure temperatures within $\pm 0,1$ centigrade in a Wheatstone bridge. The reading is completely free from fluctuations of the zero point and acceleration influences in spite of use of a sensitive mirror galvanometer.

3. Themenkreis: Luftchemie und Luftphysik

3.1. Neuere Ergebnisse der Luftchemie und ihre Bedeutung für die Meteorologie

von

Christian E. Junge
(mit 2 Abbildungen im Text)

Zusammenfassung

Aus der Fülle neuer Ergebnisse dieses Teilgebietes der Meteorologie werden im wesentlichen solche behandelt, die globale Bedeutung haben und neue Erkenntnisse über großräumige Zirkulationen vermitteln. Sie lassen sich etwa in folgende Gruppen zusammenfassen:

- 1) Das Problem des stratosphärischen Wasserdampfes
- 2) Großräumiger Austausch und Zirkulation innerhalb der Stratosphäre auf Grund künstlicher und natürlicher radioaktiver Tracer
- 3) Der Austausch Stratosphäre-Troposphäre auf Grund von Ozondaten und radioaktiven Tracern
- 4) Der Großaustausch zwischen der Nord- und Südhemisphäre auf Grund von CO₂-Daten und radioaktiven Tracern.

Abstract

This survey of some of the more spectacular and interesting problems and recent results in air chemistry is concerned with the following items:

- 1) The problem of stratospheric water content
- 2) Large scale exchange and circulation in the stratosphere and mesosphere according to data of high altitude radioactive tracers
- 3) Exchange between stratosphere and troposphere according to data of ozone and radioactive tracers
- 4) Large scale exchange between the northern and southern hemisphere according to data of carbon dioxide and radioactive tracers.

The discussion is based on the most recent investigations in this field and shows to what extent large scale natural and artificial tracer experiments can contribute to the solution of important meteorological problems.

Die Aeronomie befaßt sich bekanntlich mit der chemischen Zusammensetzung der höheren Atmosphäre, d. h. oberhalb ca. 70 km. In Ergänzung dazu kann man die Luftchemie definieren als die Lehre von der chemischen Zusammensetzung der Troposphäre, Stratosphäre und Mesosphäre. Die Luftchemie befaßt sich mit dem Kreislauf der Spurenstoffe in der Atmosphäre, also der Gase, Aerosole und radioaktiven Beimengungen und ist als geschlossenes Teilgebiet einer der jüngsten Zweige der Meteorologie. Trotz seiner Jugend, oder vielleicht gerade deshalb, hat sich dies Teilgebiet im letzten Jahrzehnt recht stürmisch entwickelt und das im August 1962 in Utrecht stattgefundene Internationale Symposium über Spurengase und Radioaktivität hat dies erneut und überzeugend demonstriert.

Es ist im Rahmen dieses Übersichtsreferates nicht möglich, die Fülle der Ergebnisse und Fragen der Luftchemie auch nur oberflächlich zu behandeln. Ich möchte deshalb hier eine Auswahl solcher Probleme bringen, die von mehr fundamentalem und allgemeinem Interesse für die Gesamtmeteorologie sind und daran die Möglichkeiten aufzeigen, die sich hier der weiteren Forschung bieten. Die zur Verfügung stehende Zeit erlaubt allerdings auch hier nur eine großzügige Behandlung, und hinsichtlich der Einzelheiten muß auf die Originalarbeiten verwiesen werden.

Die Ergebnisse der Luftchemie, über die ich hier berichten möchte, lassen sich meist deuten als weltweite Tracer-Experimente, und es ist verständlich, daß ihre richtige Interpretation der Meteorologie die Möglichkeit gibt, wichtige Fragen von einer gänzlich neuen Seite anzugreifen. In vielen Fällen war es überhaupt erst durch diese Ergebnisse der Luftchemie möglich, erste Zahlenwerte für wichtige Parameter unserer Atmosphäre zu erhalten. Die hier diskutierten Fragen lassen sich in folgende Gruppen zusammenfassen:

- 1) Probleme des stratosphärischen Wasserdampfes
- 2) Großräumiger Austausch und Zirkulation in der Stratosphäre und Mesosphäre nach Daten radioaktiver Tracer
- 3) Massenaustausch Stratosphäre - Troposphäre nach Daten des Ozons und radioaktiver Tracer
- 4) Großaustausch zwischen der Nord- und Südhalbkugel nach Daten des Kohlendioxids und radioaktiver Tracer.

Wir wollen diese Punkte der Reihe nach behandeln und beginnen mit dem Problem des stratosphärischen Wasserdampfes. Obwohl der Wasserdampf eines der wichtigsten variablen Beimengungen unserer Atmosphäre ist, liegen bis heute nur wenige Messungen aus der Stratosphäre vor und diese sind außerdem von sehr wechselnder Qualität. In Abb. 1 sind die zuverlässigsten der bisher veröffentlichten Daten zusammengestellt als Mischungsverhältnis g H₂O/kg Luft in Abhängigkeit von der Höhe. Die überwiegende Mehrzahl der Beobachtungen stammt aus mittleren Breiten der Nordhalbkugel. Von besonderer Bedeutung für die untere Stratosphäre sind die Flugzeugmessungen aus Farnborough/England, die allerdings nur bis ca. 16 km reichen. Die ersten dieser mit dem Frostpunktgerät durchgeführten Messungen wurden von Brewer (4) diskutiert. Die Vertikalprofile zeigen fast ausnahmslos eine ausgesprochene Abnahme des Frostpunktes auch oberhalb der Tropopause, bis bei etwa 13–14 km ein Wert von etwa –80°C erreicht wird, der dann zunächst konstant bleibt. Bisher sind etwa 400 Profile dieser Art im Laufe von mehreren Jahren durch verschiedene Beobachter gewonnen worden, und die Ergebnisse schwanken nur wenig um das in Abb. 1 dargestellte mittlere Profil (T u c k e r (36)). Man muß aus diesen Daten den Schluß

ziehen, daß die „trockene Schicht“ in der Stratosphäre in der durch England repräsentierten Breitenzone als äußerst regelmäßiges Phänomen existiert. Diese trockene Schicht wird auch durch andere Meßreihen mehr oder weniger bestätigt, wenn auch die Absolutwerte in diesen Meßreihen erhebliche Abweichungen zeigen, wie aus Abb. 1 ersichtlich.

Genau so überraschend wie die Existenz und Regelmäßigkeit dieser trockenen Schicht ist die sich in den neueren Messungen immer deutlicher abzeichnende Zunahme der Feuchte oberhalb ca. 18 km. Wie Abb. 1 zeigt, stimmen diese Einzelmessungen im Detail keineswegs überein, aber an der Realität des Phänomens kann angesichts der großen Verschiedenartigkeit in der Her-

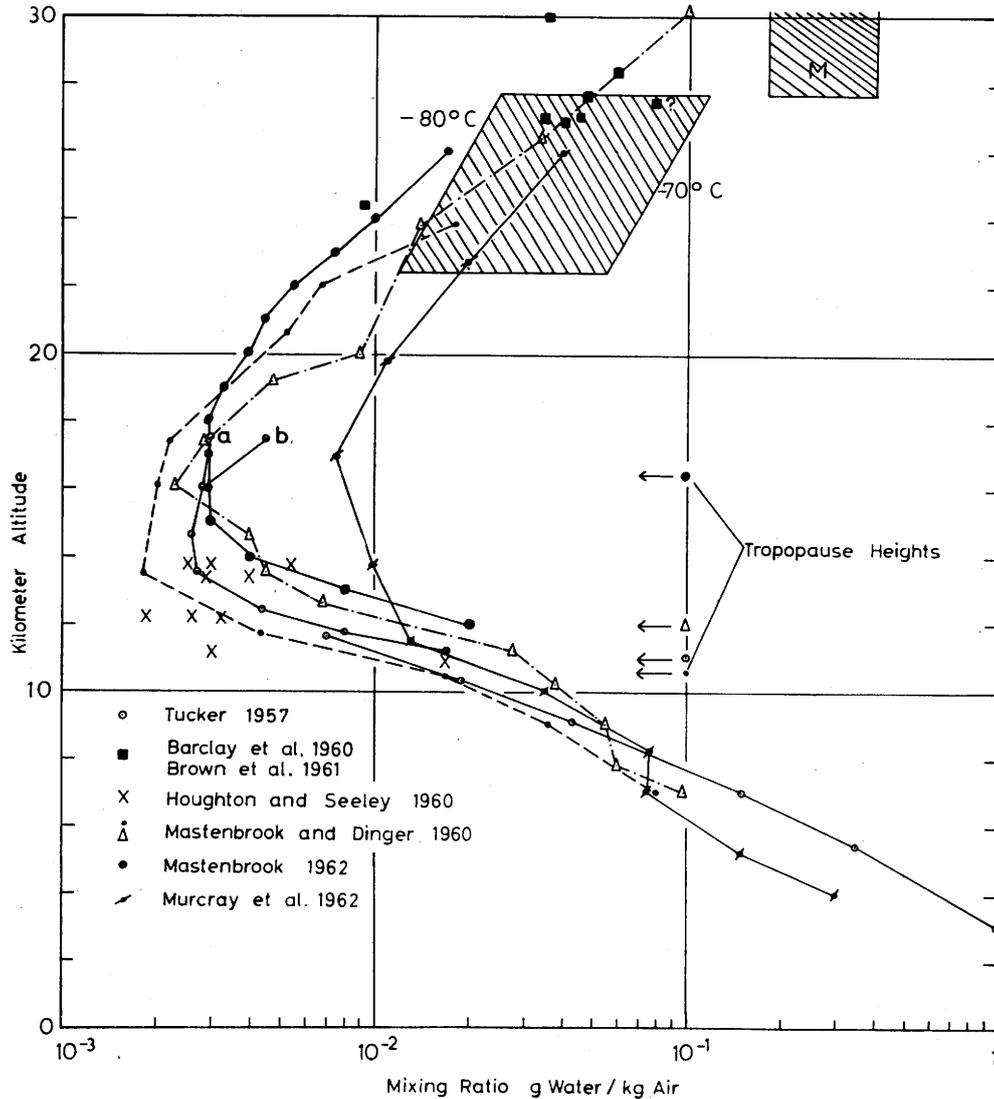


Abb. 1
Das Mischungsverhältnis Wasserdampf-Luft als Funktion der Höhe.

- a) Tucker (36). Messungen mit dem Frostpunktmesser vom Flugzeug aus in Farnborough/England. Die stratosphärischen Werte wurden getrennt gemittelt, bezogen auf die Tropopausenhöhe. Die Gipfelwerte a und b beziehen sich auf etwas unterschiedliche Mittelungsverfahren der wenigen sehr hohen Flüge.
- b) Barclay et al. (1) und Goldsmith und Brown (15). Messungen mit einer Ausfrieremethode an Ballonen.
- c) Houghton und Seeley (18). Spektroskopische Messungen vom Flugzeug aus.

- d) Mastenbrook und Dinger (29). Die zwei zuverlässigsten Sondierungen mit einer Frostpunktradiosonde in USA.
- e) Mastenbrook (28). Die gleiche Methode wie bei d). Kurve zusammengestellt aus mehreren Aufstiegen über Indien, 17° N.
- f) Murcay et al. (31). Die schraffierte Fläche gibt das mittlere Mischungsverhältnis oberhalb 28 km auf Grund von spektroskopischen Messungen über den USA an.
- g) Murcay et al. (32). Messungen mittels eines Ballonspektrographen über den USA.
- h) Die schraffierte Fläche zwischen 23 und 28 km gibt den geschätzten Bereich des Frostpunktes bei Auftreten von Perlmutterwolken über Skandinavien an.

kunft und Methodik der Messungen kaum noch gezweifelt werden. Die Zunahme des Mischungsverhältnisses oberhalb 18 km beträgt etwas mehr als eine Größenordnung, und es sieht so aus, als ob ein Mischungsverhältnis von 0,06 g/kg in 30 km Höhe nicht zu hoch gegriffen ist. Es sei noch darauf hingewiesen, daß das einzige Profil aus tropischen Breiten (17°N) ebenfalls die Zunahme zeigt, wenn auch die trockene Schicht der höheren Lage der Tropopause entsprechend etwas höher liegt. Die trockene Schicht scheint sich also nach höheren Breiten hin etwas zu senken. Neuere Aufstiege von Mastenbrook in den USA zeigen keine Zunahme des Mischungsverhältnisses bis 30 km Höhe (UGGI Symposium Berkely, Aug. 1963).

Diese Ergebnisse der Verteilung des Wasserdampfes in der Stratosphäre stellen die Meteorologie vor die folgenden Fragen:

- a) Wodurch wird die trockene Schicht zwischen 14 und 18 km aufrechterhalten?
- b) Wodurch ist die Zunahme der Feuchte in der oberen Stratosphäre bedingt?

Der Ursprung und die Aufrechterhaltung der trockenen Schicht wurde bekanntlich zuerst von Brewer (4) diskutiert. Die nahe Übereinstimmung des Frostpunktminimums von etwa -80°C über England mit der Tropopausentemperatur in den Tropen führte

ihn zu dem Schluß, daß die Luft der trockenen Schicht irgendwann und irgendwo die tropische Tropopausenregion passiert haben muß, die dabei als natürliche Kältefalle des Wasserdampfes fungierte. Diese Ansicht besteht bis heute unangefochten. Die Frage ist, in welcher Art sich der Luftaustausch mit der tropischen Tropopausenregion vollzieht. Brewer dachte an folgende beiden Möglichkeiten: Entweder es existiert im Niveau der tropischen Tropopause eine konstante Meridionalströmung zu höheren Breiten hin, die intensiv genug ist, um die infolge Mischung von unten nach oben in die trockene Schicht eindringende Feuchtigkeit dauernd „fortzuspülen“. Oder die Luft dringt am Äquator durch die Tropopause in die Stratosphäre ein, um dann nach Norden (und Süden) auszuweichen und in mittleren und hohen Breiten mehr oder weniger gleichmäßig abzusinken. Diese letztgenannte Möglichkeit bildete die Grundlage für das Brewer-Dobson'sche Zirkulationsmodell (9), das auch für andere Fragen oft herangezogen wurde.

Nimmt man für den vertikalen Diffusionskoeffizienten oberhalb der Tropopause den plausiblen Wert von $10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ an, so erhält man nach Brewer für die Meridionalgeschwindigkeit einen Wert von etwa 20 km/Tag. Eine Meridionalzirkulation solcher Stärke ist mit Wind- und anderen Beobachtungen nicht in Einklang zu bringen und muß fallengelassen werden. Die zweite Möglichkeit verlangt bei dem gleichen Diffusionskoeffizienten von $10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ eine Absinkgeschwindigkeit von ca. 20 m/Tag. Dies würde unter anderem bedeuten, daß die Zirkulation Stratosphäre-Troposphäre in ca. 200 Tagen durchlaufen sein müßte. Abgesehen vom Problem des horizontalen Austausches von Drehmoment und der notwendigen Strahlungsabkühlung der absinkenden Luftmassen in der Stratosphäre zur Aufrechterhaltung der Isothermie, ist solche Zirkulation nicht vereinbar mit neueren Ergebnissen der stratosphärischen Verteilung der Spaltprodukte, wie wir weiter unten noch sehen werden. Damit entfällt auch diese Möglichkeit einer Erklärung der trockenen Schicht.

Die Diskussion der Spaltproduktverteilung durch Spar et al. (Feely and Spar (10)) zeigt, daß man die meridionale Ausbreitung in der Stratosphäre durch horizontalen Großaustausch mit einem Diffusionskoeffizienten von etwa $K_H = 10^9 \text{ cm}^2/\text{sec}$ ohne Zuhilfenahme einer Zirkulation recht befriedigend erklären kann.

Der vertikale Diffusionskoeffizient dagegen beträgt nur ca. 10^3 bis $10^4 \text{ cm}^2/\text{sec}$. Es ist möglich, daß bei diesem erheblichen Unterschied der beiden Austauschkoeffizienten der nach oben gerichtete Wasserdampfstrom durch die Tropopause der mittleren Breiten hindurch zum großen Teil kompensiert wird durch den Strom des Wasserdampfes im Niveau der trockenen Schicht von höheren zu tropischen Breiten, der durch den Horizontalaustausch vermittelt wird; oder mit anderen Worten, es ist möglich, daß der erhebliche Unterschied der Austauschkoeffizienten auch ohne geordnete Meridionalzirkulation ausreicht, die trockene Schicht aufrechtzuerhalten. Diese Möglichkeiten sollten numerisch geprüft werden.

Wir kommen nun zu der Frage nach der Ursache der Feuchtezunahme in der oberen Stratosphäre. Folgende Erklärungsmöglichkeiten bieten sich an:

- a) der Wasserdampf ist terrestrischen Ursprungs.
- a) Großräumiger Austausch zwischen der polaren Troposphäre und der hohen Stratosphäre.
- β) Injektion von Eisteilchen in die Stratosphäre durch hochreichende Cumulonimben.
- b) Der Wasserdampf ist extraterrestrischen Ursprungs.

Wenn wir zunächst die Möglichkeit ausschalten, daß hochreichende Cumulonimben direkt Eisteilchen in die Stratosphäre injizieren, die dann verdampfen, dann fallen naturgemäß die tropischen Breiten für einen Feuchtetransport in die Stratosphäre aus. Nach den englischen Flugzeugmessungen muß man aber auch die Tropopausenregion der mittleren Breiten als mögliche Quelle ausschalten. In den ca. 400 Flugzeugaufstiegen von Farnborough, die sich über mehrere Jahre erstrecken, wurde so gut wie keine Ausnahme von der trockenen Stratosphäre gefunden. Infolge der Zonalzirkulation in diesen Breiten muß man gleiches für alle Längengrade annehmen und damit scheiden auch die mittleren Breiten für den Nachschub an Feuchte in die obere Stratosphäre aus. Es bleiben also die polaren Gebiete, wobei die Sommerhalbkugel sich ganz anders verhält als die Winterhalbkugel. Nach Hare (17) z. B. ist die polare Stratosphäre der Sommerhalbkugel außerordentlich ausgeglichen in ihrem meteorologischen Verhalten, ganz im Gegensatz zur Winterhalbkugel, wo regelmäßig großräumige zeitliche und örtliche Temperaturschwankungen auftreten. Diese Schwankungen, Abkühlungen und Erwärmungen, sind zweifellos dynamischen Ursprungs und deuten auf vertikal auf- und abwärts gerichtete Luftbewegungen. Diese Bewegungen beginnen etwa im Oktober/November und steigern sich dann zu den bekannten intensiven Erwärmungen der Stratosphäre im Januar/Februar, wenn die polare Winterzirkulation mit steigender Sonne zusammenbricht. Obwohl die allgemeine thermische Stabilität der Stratosphäre auch hier hochreichende Vertikalbewegungen zunächst nicht sehr wahrscheinlich macht, zeigen die Temperatur- und Ozondaten eindeutig ihre Anwesenheit. Das später erwähnte Rhodium-102-Tracerexperiment liefert überdies den direkten Beweis, daß mit Beginn des Winters solch ein hochreichender Massenaustausch in der polaren Stratosphäre einsetzt, wodurch Rhodium aus großen Höhen in die polare Stratosphäre heruntergebracht wurde. Man muß erwarten, daß diese Vertikalbewegungen die trockene Schicht über den polaren Gebieten zeitweise zerstören. Die mittleren Temperaturen an der polaren Wintertropopause lassen Mischungsverhältnisse von ca. 0,03 g/kg zu, was nach Abb. 1 etwas zu niedrig erscheint, aber vielleicht doch ausreichen dürfte, die Werte in der oberen Stratosphäre zu erklären, wenn diese erst einmal genauer festliegen.

Flüge von Farnborough aus in die polaren Gebiete scheinen die trockene Schicht im Sommer bestätigt zu haben (Goldsmith (16)). Im Winter wurden z. T. höhere Feuchten angetroffen, aber aus technischen Gründen sind diese ersten und sehr wichtigen Messungen auf ein Jahr unterbrochen, so daß diese Frage zunächst leider nicht weiter untersucht werden kann. Dies bringt uns zu der zweiten Möglichkeit, daß Eisteilchen durch hochreichende Quellwolken in die Stratosphäre geschleudert werden und dort verdampfen. Dies könnte in tropischen und gemäßigten Breiten erfolgen. Es liegen heute Radar-Beobachtungen vor, wonach Cumulonimben mehrere Kilometer in die Stratosphäre eindringen können und dabei merkliche Mengen von kondensiertem Wasser mitführen können. Aber dann sollte man annehmen, daß oberhalb der oberen Injektionsgrenze von etwa 20 km keine Zunahme des Mischungsverhältnisses mehr zu finden ist, was offenbar mit den Beobachtungen nicht übereinstimmt (Abb. 1). Es bleibt auch zweifelhaft, ob die durch vereinzelt Quellwolken hinauf verfrachteten Wassermengen ausreichen, um im globalen Haushalt den Wasserdampfstrom von der höheren Stratosphäre nach unten in die trockene Schicht zu kompensieren. Aus den genannten Gründen glauben wir daher, daß diese Möglichkeit als sehr unwahrscheinlich angesehen werden muß.

Dies bringt uns zur Frage des extraterrestrischen Ursprungs des hochstratosphärischen Wassers (Frith

et al. (13)). Es ist heute bekannt, daß von der Sonne ein konstanter Protonenstrom ausgeht und wohl auch z. T. durch das Magnetfeld der Erde eingefangen wird. Diese eingefangenen Protonen könnten in der hohen Atmosphäre neutralisiert und dann durch atomaren Sauerstoff zu Wasser oxydiert werden. In diesem Falle wäre das Wasser auf der Erde zumindest teilweise kosmischen Ursprungs, und es ist wohl ein Zufall, daß der geschätzte abwärts gerichtete Wasserdampfstrom in der Stratosphäre, multipliziert mit dem Alter der Erde, etwa die Menge des Ozeanwassers ergibt. Man kann folgende Bedenken gegen diese Auffassung anführen (Wasson und Junge (38)): Die wenigen, allerdings wohl noch nicht sehr zuverlässigen Satelliten-Messungen des Protonenflusses scheinen Werte zu geben, die um eine Größenordnung kleiner sind als der geschätzte abwärtsgerichtete Strom in der Stratosphäre. Zudem weiß man, daß Wasserstoff laufend aus der Atmosphäre entweicht und die Geochemie der Erdkruste und der Atmosphäre deutet darauf hin, daß der atmosphärische Sauerstoff dadurch entstanden ist, daß Wasserdampf in der hohen Atmosphäre photodissoziiert und der freiwerdende Wasserstoff bis auf eine kleine Gleichgewichtskonzentration entweicht. Aus diesen Gründen bleibt der extraterrestrische Ursprung des Wassers höchst fraglich. Eine entscheidende Klärung dieser wichtigen und interessanten Fragen könnte das schon erwähnte Verfolgen der trockenen Schicht in der winterlichen polaren Stratosphäre bringen. Falls diese Messungen keinen Anhalt dafür bieten sollten, daß genügend Wasserdampf durch die polare winterliche Stratosphäre nach oben transportiert werden kann, d. h. wenn auch hier die trockene Schicht stets vorhanden ist, wäre es schwierig, der stratosphärischen Feuchte weiterhin terrestrischen Ursprung zuzuschreiben. Aber unabhängig davon, wie die Antwort auf diese Frage auch lauten wird, ist es klar, daß der Wasserdampf in der Stratosphäre einen idealen Tracer darstellt, da seine Konzentration in stratosphärischer Luft eine konservative Eigenschaft im Gegensatz zu Ozon darstellt. Man kann erwarten, daß künftige Arbeiten auf diesem Gebiet noch wichtige Beiträge zur Kenntnis der höheren Atmosphäre und unter Umständen zur Kosmochemie der Atmosphäre liefern werden.

Wir wenden uns nun dem zweiten Problem zu, nämlich der Zirkulation und dem Massenaustausch innerhalb der Stratosphäre.

Dies Problem wurde akut, als Spaltprodukte von Bomben in die Stratosphäre injiziert wurden und die Gefahr des weltweiten radioaktiven Ausfalls entstand. Vor dieser Zeit war man entweder auf theoretische Betrachtungen angewiesen oder auf Daten der beiden natürlichen Tracer Ozon und Wasserdampf. Die Interpretation der letzteren ergab das bekannte Zirkulationsmodell nach Brewer und Dobson (9), das wir schon erwähnten. Dies Modell erklärte zwar hinreichend die allerdings sehr spärlichen Beobachtungen dieser beiden Tracer, erregte aber Bedenken hinsichtlich der dynamischen und energetischen Konsequenzen.

Das Beobachtungsmaterial über das Verhalten der Stratosphäre wurde wesentlich bereichert, als man anfangs die radioaktiven Spaltprodukte in der Stratosphäre systematisch zu verfolgen. Dies geschah in den USA in den Jahren 1956 mit hochreichenden Ballonen (Ashcan-Projekt) und 1957 mit U-2-Flugzeugen (HASP-Programm). Trotz des ungeheuren materiellen Aufwandes bleibt naturgemäß auch dieses mehrjährige Beobachtungsmaterial noch ungenügend für eine detaillierte meteorologische Analyse, aber es hat doch ermöglicht, einige wesentliche Züge zu klären. Dabei war die Periode bis zum Sommer 1958 sehr ungünstig, da die Testserien der einzelnen Nationen unregelmäßig und eng aufeinanderfolgten und die Stratosphäre von

einem Gemisch aus Spaltprodukten verschiedenen Alters und verschiedener Herkunft erfüllt war. Erst die Unterbrechung der Atomteste von November 1958 bis Juli 1961 sowie einige US-Teste, bei denen ein spezielles Radioisotop als eindeutiger Tracer erzeugt wurde, schufen Bedingungen, die eine genauere Analyse erlaubten. Bisher ergaben sich die folgenden unbeabsichtigten und beabsichtigten Situationen für großräumige Tracerstudien:

- a) Produktion der speziellen Radioisotope Wolfram-185 und -181 in einzelnen Testen der US-Hardtackserie im Pazifik, Sommer 1958. Die Injektion erfolgte etwa in die untere und mittlere Stratosphäre in 11° Breite. Dies Experiment eignete sich besonders gut zum Studium der Ausbreitung stratosphärischen Materials nach höheren Breiten hin (Feely und Spar (10)).
- b) Das nach Beendigung der Hardtackserie insgesamt in die tropische Stratosphäre eingeschossene Strontium-90 konnte ähnlich wie das Wolfram als Tracer für die Ausbreitung in höhere Breiten benutzt werden. Allerdings war der Einschuss des Strontium-90 zeitlich und räumlich weniger gut definiert als beim Wolfram. Die im Oktober folgende große russische Testserie in polaren Breiten störte wenig, da das dabei in die Stratosphäre injizierte Material im wesentlichen innerhalb eines halben Jahres aus der Stratosphäre ausgeschieden war (Dasa (7)).
- c) Produktion des speziellen Radioisotopes Rhodium-102 während eines Testes in der Hardtackserie. Dieser spezielle Tracer wurde im wesentlichen in Höhen über 100 km eingeschossen und sollte dem Studium der Zirkulation in der hohen Atmosphäre dienen. (Kalkstein (22)).
- d) Bei Ende des Testmatoriums im Juli 1961 war die Aktivität in der Stratosphäre soweit zurückgegangen, daß die mit der russischen Serie im August eingebrachten Spaltprodukte einen guten Tracer darstellten, solange keine weiteren Testserien das Bild störten. Das in die polare Stratosphäre eingebrachte Material erlaubte es in diesem Fall, die Ausbreitung nach niederen Breiten hin zu verfolgen (Friend (12)).

Die unter a) und b) aufgeführten Tracerstudien ergaben im wesentlichen übereinstimmende Resultate (7). Nach erfolgter Injektion war, wie zu erwarten, die überwiegende Menge des Materials in dem Gürtel konzentriert, der der Einschuhöhe (ca. 20—25 km) und -breite (11° N) entsprach. Dann begann eine Verbreiterung der Wolke in horizontaler Richtung nach Norden und etwas weniger ausgeprägt nach Süden und gleichzeitig auch in der Vertikalen. Während der gesamten Dauer der Messungen, d. h. etwa 2 Jahre verblieb das Gebiet höchster Konzentration etwa an der gleichen Stelle. Der horizontale und auch vertikale Ausbreitungsvorgang erfolgte nicht ganz regelmäßig, aber die Ergebnisse lassen sich doch befriedigend quantitativ durch einen einfachen Diffusionsprozeß beschreiben, wobei die Verteilung etwa einer Gauss'schen entspricht und die Diffusionskoeffizienten etwa die Werte $K_H = 10^6 \text{cm}^2/\text{sec}$ in der Horizontalen und $K_V = 10^3 \text{cm}^2/\text{sec}$ in der Vertikalen besitzen. Allerdings scheint K_V nach polaren Breiten hin zuzunehmen und vor allem im Winter Werte von $10^4 \text{cm}^2/\text{sec}$ annehmen zu können. Dies wäre in Übereinstimmung mit der thermischen Stabilität, die am größten ist in der unteren tropischen Stratosphäre und am geringsten in der spätwinterlichen polaren Stratosphäre, wo oberhalb der Tropopause die Temperatur bis ca. 30 km Höhe noch weiter abnimmt.

Das wesentliche Ergebnis ist also, daß die Veränderung der Verteilung von Beimengungen über einen

Zeitraum von ca. 2 Jahren hinweg in erster Linie als ein großräumiger Mischungsvorgang aufgefaßt werden muß, wobei die Unterschiede sich ausgleichen, aber die Lage der Maxima und Minima sich nicht systematisch verschiebt. Falls eine organisierte Zirkulation in der Stratosphäre besteht, etwa im Sinne des Brewer-Dobson-Modells, kann sie nur von sekundärer Bedeutung sein. Aus der Tatsache, daß sich der Schwerpunkt der Verteilung des Wolfram in den 2 Jahren Beobachtungszeit nicht mehr als etwa 2000 km von der Injektionsbreite entfernt hat, geht hervor, daß die geordnete Meridionalströmung im Mittel nicht mehr als 3 km/Tag betragen kann. Dieser Wert ist um eine Größenordnung kleiner als der in der Abschätzung des Brewer-Dobson-Modells geforderte.

Bei der Ausbreitung nach Norden zeigte sich vor allem beim Wolfram-185 ein Absinken des Materials etwa entsprechend der Abnahme in der Tropopausenhöhe. Dies Absinken ist etwas stärker als es der Neigung der isentropen Flächen in diesem Teil der Stratosphäre entsprechen würde, was auf Abkühlung der Luft durch Strahlung hindeutet. Weiterhin ist die Tendenz vorhanden, über der tropischen Tropopause einen von Beimengungen freien Raum auszubilden, ähnlich wie es z. T. beim Ozon beobachtet wurde (Paetzold (33)). Das Absinken auf dem Wege in höhere Breiten und diese Tendenz könnten auf eine geringfügige Zirkulation im Sinne von Brewer-Dobson hindeuten, etwa in der von Goldsmith und Brown (15) vorgeschlagenen Weise, bei der die Zirkulation nur auf die unmittelbare Nähe der Tropopause beschränkt ist. Aber die vorliegenden Daten reichen nicht aus, um diese Frage zu klären.

Der unter Punkt d) aufgeführte Fall hat gezeigt, daß Material in hohen Breiten sich durch Mischung nach Süden ausbreitet, also entgegen einer eventuellen Zirkulation nach Brewer-Dobson. Das russische Spaltproduktmaterial war schon im Oktober 1961 in 20° Nord nachweisbar und im März 1962 in ca. 10° Süd. Das anfängliche sehr rasche Vordringen ist vielleicht auf wandernde Zirkulationen in der Westwindzone zurückzuführen. Analog dem Verhalten bei Wolfram-185 und Strontium im Falle a) und b) stieg das Material gegen den Äquator zu an.

Von ganz besonderer Bedeutung sind die Resultate des unter c) genannten Rhodiumexperimentes in der hohen Atmosphäre (Kalkstein (22), Dasa (7)). Abgesehen von sehr geringen Rhodiumkonzentrationen gleich nach der Detonation, die wohl mit dem eigentlichen Experiment nichts zu tun haben, war bis zum September 1959 von dem Rhodium nichts zu entdecken. Dann stieg sehr plötzlich die Rhodiumkonzentration in ca. 20 km Höhe, in der fast alle Filterproben gesammelt wurden, um einen Faktor von ca. 40 an. Dabei erfolgte dieser Anstieg zuerst in hohen Breiten und breitete sich gegen Süden hin aus, wobei sich der Faktor auf etwa 10 verminderte. In der Südhalbkugel entsprachen diesem einmaligen kräftigen Anstieg zwei kleinere, die entsprechend der Jahreszeit um ca. 6 Monate früher und später erfolgten. Danach blieben die Konzentrationen in beiden Stratosphärenhälften, soweit die Messungen dies belegen, etwa konstant.

Diese Rhodiumergebnisse zeigen, daß in der polaren Stratosphäre hochreichende Mischungsvorgänge auftreten, die in der Lage sind, Bestandteile der Luft aus Höhen von mindestens ca. 60 km in die tiefere Stratosphäre hinein zu verfrachten. Eine Abschätzung der Mengen zeigt, daß die Aufenthaltszeit des Rhodium in großen Höhen etwa 5—20 Jahre betragen dürfte. Diese hochreichenden Austauschvorgänge beginnen bereits im Oktober und sind offenbar auf die höheren Breiten beschränkt, ganz im Sinne der Ergebnisse von Hare (17). Vermutlich handelt es sich dabei um großräumig neben-

einanderliegende Gebiete auf- und absteigender Luftströmungen in Übereinstimmung mit den Temperaturschwankungen der polaren Winterstratosphäre. Ein solcher Austausch sollte dann auch die trockene Schicht zeitweise auflösen und einen Transport des Wasserdampfes in größere Höhen ermöglichen. Ähnlich wie beim horizontalen Transport scheinen auch bei dem vertikalen Transport in der Stratosphäre die Austauschvorgänge zu dominieren und echte Zirkulationen, wenn überhaupt vorhanden, nur von sekundärer Bedeutung zu sein.

Wir kommen nun zum dritten Punkt unserer Betrachtungen, nämlich zum Austausch zwischen Stratosphäre und Troposphäre. Diese Frage gewann in den letzten Jahren erhebliche praktische Bedeutung in Verbindung mit der Aufenthaltszeit radioaktiven Materials in der Stratosphäre. Da die Stratosphäre kein gut durchmischtes Reservoir darstellt, läßt sich der Begriff der Aufenthaltszeit für nicht stationäre Vorgänge nur angenähert festlegen. Auf Grund der gemessenen Abnahme der Gesamtmenge von radioaktiven Spaltprodukten in der Stratosphäre ist man zu Ergebnissen gelangt, die sich etwa durch folgende Zahlen darstellen lassen (7):

	untere Stratosphäre	höhere Stratosphäre
niedere Breiten	1—2 Jahre	ungefähr 5 Jahre
höhere Breiten	0,5—1 Jahr	ungefähr 1—2 Jahre.

Diese Zahlen beziehen sich auf eine fundamentale Eigenschaft unserer Atmosphäre, für die die konservative Meteorologie bisher keine analogen Werte ermitteln konnte. Die angegebenen Zahlen sind allerdings etwa um einen Faktor 1,5 unsicher, schon aus dem Grunde, weil vor allem in der unteren polaren Stratosphäre die Vorgänge starken jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen sind. Es sind diese jahreszeitlichen Schwankungen, die wir hier etwas näher diskutieren wollen, da kürzlich zum ersten Mal quantitative Angaben darüber beigebracht werden konnten.

Den besten Ansatzpunkt für eine Analyse dieser Frage bot das Ozon (Junge (19)). Es ist seit langem bekannt, daß der Gesamtgehalt des Ozons in der Stratosphäre mittlerer und nördlicher Breiten stark mit der Jahreszeit schwankt und ein Maximum etwa im März hat. Profilmessungen haben gezeigt, daß es besonders die Ozonkonzentration der unteren polaren Stratosphäre bis etwa 20 km ist, die diese Schwankung verursacht. Dieses Ozon der unteren Stratosphäre ist bestimmend für den Ozonfluß in die Troposphäre, mit dem Ergebnis, daß auch das troposphärische Ozon einen ähnlichen Jahresgang zeigt. Voraussetzung für diese Analyse war es, repräsentative Ozonwerte für die Troposphäre zu erhalten, d. h. den Einfluß der bodennahen Schichten, in denen das Ozon weitgehend zerstört ist, aus den Meßreihen zu eliminieren. Dies geschieht am einfachsten, indem man möglichst hoch gelegene Stationen wählt und nur die täglichen Maximalwerte benutzt, die meist am frühen Nachmittag auftreten, wenn die vertikale Durchmischung am stärksten ist. Die Zusammenstellung solcher repräsentativer Ozonwerte in Abb. 2 läßt folgendes erkennen: Abb. 2a zeigt, wie drei geographisch gänzlich verschiedene Orte beinahe identische Ozonegänge zeigen. Dies zwingt unmittelbar zu dem Schluß, daß die Lebensdauer des Ozons in der Troposphäre länger sein muß als die mittlere Mischungszeit innerhalb der Troposphäre, die auf etwa einen Monat geschätzt werden kann. Abb. 2b demonstriert, daß sich der Ozonegang jedes Jahr am gleichen Ort mit guter Annäherung wiederholt, Werte von einem Jahr also schon recht repräsentativ sind. Abb. 2c zeigt ferner, daß die Messungen aus Ahmedabad (Mittelindien) nicht mit

denen von Srinager (Nordindien) und der Nordhalbkugel übereinstimmen, sondern wesentlich besser mit der einzigen Meßreihe, die von der Südhalbkugel zur Verfügung steht. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, daß Mittelindien während eines guten Teiles vom Jahr infolge des Monsuns unter dem Regime südhemisphärischer Luftmassen steht. Der Vergleich von Abb. 2a und 2c lehrt, daß anscheinend die beiden Halbkugeln hinsichtlich des jahreszeitlichen Ozonganges scharf voneinander getrennt sind, daß aber innerhalb der Hemisphären die mittlere Ozonverteilung recht einheitlich ist. In Abb. 2d ist u. a. der jahreszeitliche Verlauf des gesamten Ozongehaltes der nördlichen Strato-

sphäre dargestellt und der Vergleich dieser Kurve mit dem Jahresgang in der Troposphäre in Abb. 2a ergibt eine troposphärische Phasenverzögerung von ca. 1 Monat.

Eine einfache quantitative Analyse ergibt nun, daß diese Phasenverzögerung durch die mittlere Lebensdauer des Ozons in der Troposphäre bestimmt ist. Mit zunehmender Lebensdauer würde die Phasenverschiebung bis zu einem Vierteljahr anwachsen können und die Amplitude immer kleiner werden. Die Analyse ergibt folgende wichtige Parameter für das Ozon:

- Mittlere troposphärische Lebenszeit ca. 3 Monate
- mittlere stratosphärische Aufenthaltszeit ca. 3,5 Jahre
- Phasenverzögerung zwischen Injektion und troposphärischem Gang ca. 2 Monate
- Injektionsrate Stratosphäre/Troposphäre

$$I = c_1 (1 + c_2 \sin(2\pi t)) \text{ Tonnen/Jahr.}$$

Die Konstanten sind $c_1 = 4,7 \cdot 10^8$ Tonnen/Jahr und $c_2 = 0,6$. Die Zeit t wird in Jahren angegeben, wobei der Nullpunkt so festzulegen ist (etwa Mitte Dezember), daß das Frühlingsmaximum auf etwa Mitte März fällt. Die so errechneten Werte für Ozon stimmen mit anderen Beobachtungen gut überein, wenn auch betont werden muß, daß es sich bei dieser Analyse nur um eine erste Näherung handeln kann.

Der so festgelegte Injektionsvorgang sollte auch für andere stratosphärische Substanzen Geltung haben. Es lag daher nahe, die Beobachtungen auf alle stratosphärischen Beimengungen auszudehnen, die für eine solche Analyse in Frage kommen, die also im quasistationären Austausch mit der Troposphäre stehen, die eine endliche und bekannte troposphärische Lebenszeit τ haben und von denen natürlich Daten vorliegen. Außer Ozon werden diese Bedingungen erfüllt von

- Strontium-90 wie auch anderen an Aerosolen angelagerten Spaltprodukten, $\tau = \text{ca. 1 Monat}$
- Beryllium-7, erzeugt durch kosmische Strahlung $\tau = \text{ca. 1 Monat}$
- Kohlenstoff-14, als $C^{14}O_2$, erzeugt durch Bomben, $\tau = \text{ca. 4 Jahre}$

Die Verwendung von tritiiertem Wasser mit $\tau = 10$ Tagen wird dadurch erschwert, daß die Troposphäre nicht mehr als genügend durchmischt angesehen werden kann und außerdem Wiederverdampfung eintritt.

Es konnte gezeigt werden (Junge (20)), daß in der Tat Phase und Amplitude der troposphärischen Konzentrationen dieser Substanzen annähernd richtig wiedergegeben werden. Man erhält folgende Daten:

	Phasenverzögerung	c_2
Spaltprodukte	1 Monat	0,8
Be ⁷	1 Monat	0,6
C ¹⁴	ca. 3 Monate	ca. 0,4

Die nur aus den τ -Werten errechneten Phasenverzögerungen stimmen mit den Beobachtungen überein, was allerdings nur an den Differenzen zwischen den einzelnen Substanzen geprüft werden kann. So sollte man erwarten, daß das Maximum der Spaltprodukte etwa 1 Monat früher auftritt als das vom Ozon, was auch durch Abb. 2b am Frühlingsmaximum bestätigt zu sein scheint. Es ist interessant zu sehen, daß die aus den Amplituden- und τ -Werten errechneten c_2 -Werte angenähert übereinstimmen, obwohl die Ausgangswerte nicht sehr sicher sind und sehr unterschiedlich sind. Dies zeigt, daß das verwandte Modell in der Tat die Verhältnisse näherungsweise richtig erfährt.

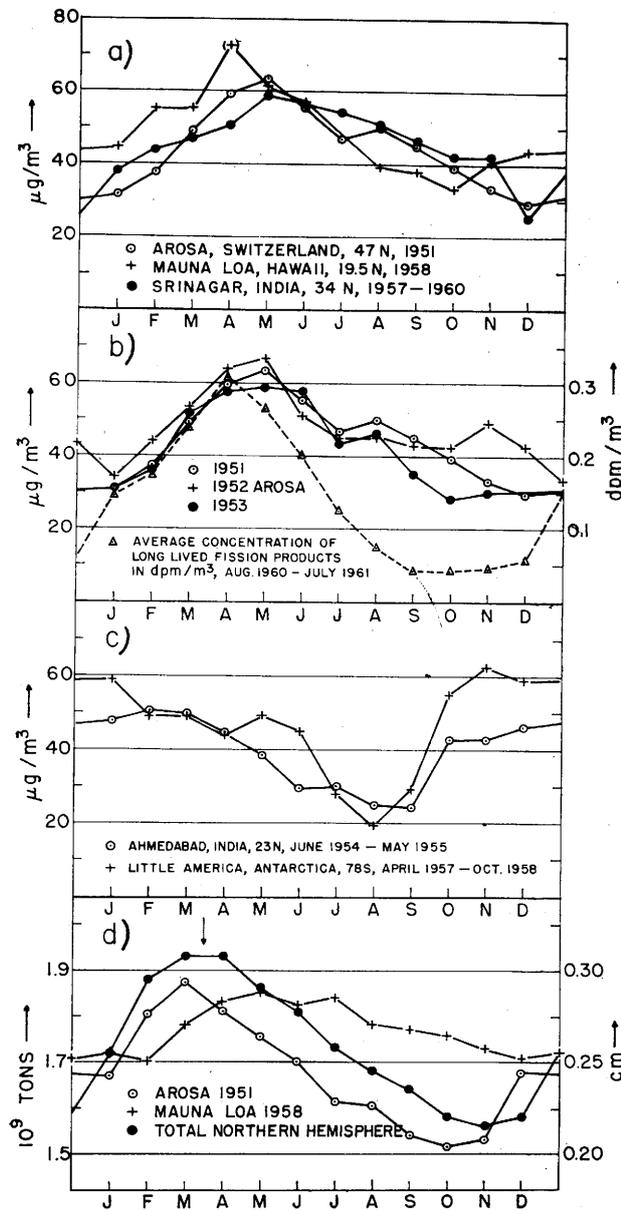


Abb. 2

Jahresgang von monatlichen Mittelwerten der täglichen Maximalkonzentration von Bodenozon.

- a) Werte für Arosa, 1800 m N. N. (Goetz und Volz (14)), Mauna Loa, 3000 m N. N. (Price und Pales (34)) und Srinagar, 1700 m N.N. (Ramanathan (35)). Der Wert im April in Mauna Loa basiert nur auf wenigen Tagen.
- b) Werte für Arosa, 1800 m N. N. in 3 aufeinanderfolgenden Jahren (Volz und Perl (37)). Zum Vergleich die monatlichen Mittelwerte der langlebigen Spaltprodukte für die Nordhalbkugel vom Netzwerk des 80. Längengrades (Lockhart (25)).
- c) Werte für Ahmedabad, 50 m N. N. (Dave (8)) und Little America, Antarktis, 50 m N. N. (Wexler et al. (39)).
- d) Gesamtozon für Arosa (Goetz und Volz (14)), Mauna Loa (Price und Pales (34)) und die integrierte Gesamtmenge der Nordhalbkugel auf Grund verschiedener Quellen.

Die vergleichende Analyse verschiedener Tracer hat es also ermöglicht, für die Injektionsrate in die Troposphäre den Ausdruck

$$I = c_1 (1 + c_2 \sin (2 \pi t))$$

zu erhalten. Hierin hängt c_1 von der Konzentration des betreffenden Spurenstoffes in der Stratosphäre ab, c_2 schwankt um den Mittelwert von 0,6 und t nimmt den Wert $\pi/2$ etwa Mitte März an. Dies bedeutet, daß das Verhältnis der Extremwerte von I

$$I_{\max}/I_{\min} \approx 4,0$$

ist, daß also die Injektionsrate einen erheblichen Jahresgang aufweist. Das meteorologisch interessante Problem liegt nun darin, denjenigen Vorgang ausfindig zu machen, der für diesen Austausch verantwortlich zu machen ist. Dieser Vorgang muß also im März etwa 4mal so intensiv sein wie im September. Bei der Umschau nach solchen Vorgängen scheiden offensichtlich die mit der Zyklonenbildung und ähnlichen Erscheinungen der Troposphäre verbundenen Vorgänge an der Tropopause aus, da diese meist nur im Winter ein flaches Maximum haben. Es ist gut möglich, daß die vertikale Temperaturverteilung in der polaren Stratosphäre wesentlich beteiligt ist. Sie zeigt bekanntlich im Winter eine Abnahme bis etwa 30 km und ermöglicht damit viel eher vertikale Durchmischungen als zu anderen Zeiten und in anderen Teilen der Stratosphäre, wo die Schichtung stabiler ist. Die Anreicherung des Ozons in der unteren polaren Stratosphäre im Spätwinter deutet stark darauf hin, daß es Vorgänge innerhalb der Stratosphäre selbst sind und weniger solche an der Tropopause, die den Vertikalstrom in die Troposphäre regulieren und für die Phase der Injektionsrate verantwortlich sind.

Es bleibt noch die Frage, an welcher Stelle der Troposphäre der Austausch Stratosphäre-Troposphäre im wesentlichen vor sich geht. Folgende Beobachtungen liefern Hinweise: Die troposphärische Konzentration der Spaltprodukte zeigt sehr regelmäßig zwei Maxima, eines in höheren Breiten und eines in etwa 30° Breite (Lockhart et al. (24)). Das Maximum in 30° Breite deutet offensichtlich auf einen Austausch durch den Tropopausensprung hin, während dasjenige in hohen Breiten durch die Vorgänge an der polaren Tropopause bestimmt wird. Es sind Anzeichen dafür vorhanden, daß die jahreszeitlichen Schwankungen der Spaltprodukte im wesentlichen durch den Austausch an der polaren Stratosphäre bestimmt werden (Martell (26), Martell und Devrinsky (27)) und daß in gewissen Perioden die Spaltprodukte in Niederschlägen aus tropischen Luftmassen systematisch eine andere Zusammensetzung zeigen als die aus polaren Luftmassen, was nur durch unabhängige Injektionen in verschiedenen Breiten möglich ist. Broecker et al (5) zeigen, daß die Schwankungen des C-14-Gehaltes im Jahre 1959 auf eine Injektion in hohen Breiten hindeuten. Ozon gibt kaum Anhaltspunkte für diese Frage, da die troposphärischen Variationen so gleichförmig sind. Zusammenfassend läßt sich z. Z. wohl nur sagen, daß ein Austausch anscheinend durch die polare Tropopause, durch den Tropopausensprung in 30° Breite und vermutlich auch noch durch andere Teile der Tropopause hindurch erfolgen kann. Es ist möglich, daß dabei die Rolle der polaren Tropopause überwiegt.

Wir hatten schon bei der Diskussion der Ozondaten (Abb. 2) gesehen, daß die beiden Hemisphären durch den thermischen Äquator relativ scharf getrennt sind. Ähnliches zeigte auch die Verteilung der troposphärischen Spaltprodukte im Jahre 1959 nach Messungen des Netzwerkes entlang dem 80. Breitengrad (Lockhart et al. (24)). Die Injektion von Spaltprodukten aus der Stratosphäre in die Troposphäre beschränkte sich in diesem Jahr fast ausschließlich auf die nördliche

Halbkugel, und man konnte beobachten, daß die Konzentration in der nördlichen Troposphäre am Äquator sehr abrupt auf Null absank. Diese Beobachtungen bestätigen das aus der allgemeinen Zirkulation gewonnene Bild, daß im Gebiet des thermischen Äquators der Meridionalaustausch vermindert ist, wenn auch der Grad dieser Verminderung überrascht.

Auf Grund dieser Beobachtungen scheint es nicht unberechtigt zu sein, die beiden Halbkugeln angenähert als durch den thermischen Äquator getrennte, in sich selbst aber relativ gut durchmischte Reservoirs zu betrachten. Es ist klar, daß solch ein „Kastenmodell“ eine starke Vereinfachung darstellt, genau so wie der Versuch den Austausch von Pol zu Pol durch einen konstanten Austauschkoeffizienten zu beschreiben (Bolin (3)). Aber für den vorliegenden Zweck ist diese Annäherung ausreichend.

Der Austausch zwischen den Hemisphären kann am besten durch natürliche oder künstliche globale Tracerexperimente studiert werden. Die Beimengungen müssen in diesem Fall entweder mit ihrer Quelle oder mit ihrer Senke oder auch mit einem jährlichen Gang auf eine Halbkugel beschränkt sein und überdies müssen natürlich Daten von beiden Seiten des Äquators vorliegen. Bisher sind vier Fälle bekannt geworden, in denen diese Bedingungen mehr oder weniger erfüllt sind:

a) In den vergangenen Jahrzehnten nahm der relative Kohlenstoff-14-Gehalt der Luft als Folge der industriellen Produktion von CO_2 ab (Suess-Effekt). Dies künstliche CO_2 enthält kein C^{14} und seine Quellen sind praktisch alle auf der Nordhalbkugel gelegen. Man sollte daher erwarten, daß der Suess-Effekt auf der Südhalbkugel geringer ist, was auch beobachtet ist. Allerdings erlaubt die Genauigkeit der Daten nur die Schlußfolgerung, daß die Mischungszeit kürzer als 1,8 Jahre ist. (Ferguson (11)). Die Mischungszeit gibt die mittlere Zeit an, die ein Gasmolekül in der einen Hemisphäre verbleibt, bevor es durch Mischung in die andere gelangt.

b) In den Jahren 1954/55 war soviel C^{14} durch Atombombenteste produziert, daß seine Konzentration in der Luft über den natürlichen Spiegel zu steigen begann. Dieser Anstieg war in der nördlichen Troposphäre etwa doppelt so stark wie in der südlichen (Munnich und Vogel (30)). Wenn man annimmt, daß alles künstliche C^{14} nur der nördlichen Halbkugel beigemischt wurde, so ergibt sich eine Mischungszeit von 1—2 Jahren. Das in den Atomtesten produzierte C^{14} wurde weitgehend in die Stratosphäre injiziert und gelangte von dort wieder in die Troposphäre. Da die meisten Tests in diesen Jahren in niederen Breiten gerade nördlich des Äquators durchgeführt wurden, so ist es wahrscheinlich, daß merkliche Anteile des C^{14} auch direkt in die südliche Stratosphäre gelangten. Die berechnete Mischungszeit ist daher ein Minimalwert und bezieht sich im wesentlichen auf die Stratosphäre.

c) Es hat sich herausgestellt, daß das in der Atmosphäre vorhandene Methan Tritium enthält. Der Tritiumgehalt des Methan zeigte in den letzten Jahren in beiden Hemisphären einen beschleunigten Anstieg, der angenähert exponentiell verläuft. Dabei liegen die Werte in der Nordhalbkugel etwa um einen Faktor 2,5 höher als in der Südhalbkugel (Bishop et al. (2)). Messungen aus der Stratosphäre zeigen, daß die Quelle in der nördlichen Troposphäre zu suchen ist, wenn auch die Quelle selbst noch nicht bekannt ist. Das Ablassen von tritiiertem Methan kommt damit einem idealen Tracerexperiment ziemlich nahe und die Daten sind verhältnismäßig zahlreich und zuverlässig. Sie ergeben eine Mischungszeit von 3—4 Jahren (Junge (21)).

d) Großräumige Messungen des CO_2 -Gehaltes der Luft ergaben einen markanten Unterschied im Jahres-

gang zwischen den Hemisphären (Keeling (23)). In der Nordhalbkugel schwankt der Gehalt um etwa 1,5% des Normalwertes mit einem Maximum im Frühjahr und einem Minimum im Herbst. Dieser Jahresgang wird durch die Pflanzendecke der mittleren Breiten verursacht, wo CO₂ während der Wachstumsperiode im Sommer der Luft entnommen wird und im Winter durch Zerfall organischer Substanz zurückgegeben wird. In der Südhalbkugel fehlt der Jahresgang fast vollständig, da hier eine Pflanzendecke in denjenigen Breiten praktisch fehlt, die ausgeprägte Jahreszeiten besitzen. Der beobachtete Unterschied im jährlichen Gang wäre allerdings nicht möglich, wenn der Austausch zwischen den Hemisphären genügend rasch erfolgen würde. Die Daten gestatten, einen unteren Grenzwert der Mischungszeit von etwa 0,9 Jahren anzugeben (Junge).

Man sieht, daß diese Zahlenwerte, nämlich < 1,8, ≥ 1—2, 3—4 und > 0,9 Jahre, zwar nicht übereinstimmen, aber doch auf die gleiche Größenordnung hinweisen. Berücksichtigt man die Zuverlässigkeit der einzelnen Werte, was allerdings stets subjektiv ist, so ist anzunehmen, daß 2 Jahre der Wahrheit nahe kommen dürften. Die Mischung innerhalb einer Halbkugel erfolgte dagegen wesentlich rascher. Legt man einen großräumigen Diffusionskoeffizienten von 10¹⁰cm²/sec zugrunde, wie er sich aus verschiedenen Studien als etwaiger Mittelwert für die nördliche Troposphäre einschließlich der Subtropen ergibt, so erhält man interne Mischungszeiten von etwa einem Monat. Der erhebliche Unterschied gegenüber der hemisphärischen Austauschzeit zeigt, daß im Bereich des thermischen Äquators der meridionale Austausch in der Tat stark unterbunden ist. Das Bild von zwei in sich relativ gut durchmischten aber voneinander mehr oder weniger scharf getrennten Hemisphären scheint deshalb nicht unrealistisch. Es sei noch erwähnt, daß ähnlich wie bei dem Austausch Stratosphäre — Troposphäre auch in diesem Fall die konventionelle Meteorologie bisher keine entsprechenden Werte zum Vergleich anbieten konnte.

Literatur

- (1) Barclay, F. R., Elliot, M. J. W., Goldsmith, P. and Jelly, J. V.: A direct measurement of the humidity in the stratosphere using a cooled-vapour trap. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 86 (1960) S. 259 — 264.
- (2) Bishop, K. F., Delafield, H. J., Eggleton, A. E. J., Peabody, C. O., and Taylor, B. T.: The tritium content of atmospheric methane. *Sympos. on the Detection and Use of Tritium in the Phys. and Biol. Sci.*, Vienna, 1961. Pap. No. TTS/79.
- (3) Bolin, B. and Keeling, C. D.: Large-scale atmospheric mixing as deduced from the seasonal and meridional variations of carbon dioxide. *J. geophys. Res.* 68 (1963) S. 3899 — 3920.
- (4) Brewer, A. W.: Evidence for a world circulation provided by the measurements of helium and water vapor distribution in the stratosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 75 (1949) S. 351 — 363.
- (5) Broecker, W. S., McMurray, W. R., Münnich, K. O., Olsson, I. and Vogel, J. C.: Seasonal variations of bomb C-14 in the troposphere. *Sympos. Utrecht* 1962.
- (6) Brown, F., Goldsmith, P., Green, H. F., Holt, A. and Parham, A. G.: Measurements of the water vapor, tritium and carbon-14 content of the middle stratosphere over southern England. *Tellus, Stockholm*, 13 (1961) S. 407 — 416.
- (7) Dasa: High altitude sampling program, Vol. 3. Defense Atomic Support Agency, Washington D. C. Final Rep. Contr. DA-29-044-xz-609, p. 19.
- (8) Dave, J. V.: Persönliche Mitteilung 1961.
- (9) Dobson, G. M. B.: Origin and distribution of the polyatomic molecules in the atmosphere. *Proc. Roy. Soc. A* 236 (1956) S. 187 — 192.
- (10) Feely, H. W., and Spar, J.: Tungsten-185 from nuclear bomb tests as a tracer for stratospheric meteorology. *Nature* 188 (1960) S. 1062 — 1064.
- (11) Fergusson, G. J.: Reduction of atmospheric radio-carbon concentration by fossil fuel carbon-dioxide and the mean life of carbon dioxide in the atmosphere. *Proc. Roy. Soc. A* 243 (1958) S. 561 — 574.
- (12) Friend, J. P., Feely, H. W. and Krey, P. W.: Transport of artificial radioactivity in the stratosphere. *Sympos. Utrecht* 1962.
- (13) Frith, R., Harrison, E. R. and de Turville, C. M.: Terrestrial accretion from the solar wind. *Nature* 191 (1961) S. 1182.
- (14) Goetz, F. W. P. u. Volz, F.: Arosere Messungen des Ozongehaltes der unteren Troposphäre und sein Jahresgang. *Z. Naturforsch.* 6a (1951) S. 634 — 639.
- (15) Goldsmith, P. and Brown, F.: World wide circulation of air within the stratosphere. *Natur* 191 (1961) S. 1033 — 1037.
- (16) Goldsmith, P.: The humidity of the stratosphere. *Sympos. Utrecht* 1962.
- (17) Hare, F. K.: The disturbed circulation of the arctic stratosphere. *J. Meteor.* 17 (1960) S. 36 — 51.
- (18) Houghton, J. T. and Seeley, J. S.: Spectroscopic observations of the water vapour content of the stratosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 86 (1960) S. 358 — 370.
- (19) Junge, C. E.: Global ozone budget and exchange between stratosphere and troposphere. *Tellus, Stockholm*, 14 (1962) S. 364 — 377.
- (20) Junge, C. E.: Studies of global exchange processes in the atmosphere by natural and artificial tracers. *J. geophys. Res.* 68 (1963) S. 3849 — 3856.
- (21) Junge, C. E.: Note on the exchange rate between the northern and southern atmosphere. *Tellus, Stockholm*, 14 (1962) S. 242 — 246.
- (22) Kalkstein, M. I.: Rhodium-102, high altitude tracer experiment. Wird in Science veröffentlicht.
- (23) Keeling, C. D.: The concentration and isotopic abundances of carbon dioxide in the atmosphere. *Tellus, Stockholm*, 12 (1960) S. 200 — 203.
- (24) Lockhart, L. B., Petterson, R. L. Jr., Saunders, A. W. Jr. and Black, R. W.: Fission product radioactivity in the air along the 80th meridian (west) during 1959. *J. geophys. Res.* 65 (1960) S. 3987 — 3997.
- (25) Lockhart, L. B. Jr.: Fission product radioactivity of the air along the 80th meridian (west) during August 1960. U. S. Atomic Energy Comm., Health and Safety Lab., HASL-105, 1961 p. 119 u. folg. Ber.
- (26) Martell, E. A.: Atmospheric aspects of strontium-90 fallout. *Science* 129 (1959) S. 1197 — 1206.
- (27) Martell, E. A. and Devrinsky, P. J.: Atmospheric transport of artificial radioactivity. *Science* 132 (1960) S. 1523 — 1531.
- (28) Mastenbrook, H. J.: The vertical distribution of water vapor over Hyderabad, India, and comparison with mid-latitude distribution. U. S. Naval Res. Lab. Washington D. C., Rep. 5817 S. 1 — 14.
- (29) Mastenbrook, H. J. and Dinger, J. H.: The measurement of water-vapor distribution the stratosphere. U. S. Naval Res. Lab. Washington D. C., Rep. No. 5551, S. 1 — 36.
- (30) Münnich, K. O. u. Vogel, J. C.: Durch Atomexplosionen erzeugter Radiokohlenstoff in der Atmosphäre. *Naturwiss.* 45 (1958) S. 327 — 329.

- (31) Murcray, D. G., Murcray, F. H. and Williams, W. J.: Water vapor distribution above 90 000 feet. *J. geophys. Res.* 65 (1960) S. 3641 — 3649.
- (32) Murcray, D. G., Murcray, F. H. and Williams, W. J.: Distribution of water vapor in the stratosphere as determined from infrared absorption measurements. *J. geophys. Res.* 67 (1962) S. 759 — 766.
- (33) Paetzold, H. K.: Paper presented at the UGGI Conference, Helsinki, 1960.
- (34) Price, S. and Pales, J. C.: Persönliche Mitteilung 1961.
- (35) Ratmanathan, K. R.: Persönliche Mitteilung 1961.
- (36) Tucker, G. B.: An analysis of humidity measurements in the upper troposphere and lower stratosphere over Southern England. *Meteor. Res. Pap.* London, No. 1052 (1957) S. 1 — 31.
- (37) Volz, F. und Perl, G.: Persönliche Mitteilung 1961.
- (38) Wasson, J. T. and Junge, C. E.: Terrestrial accretion from the solar wind. *Nature* 194 (1962) S. 41 — 42.
- (39) Wexler, H., Moreland, W. and Weyant, W.: A preliminary report on ozone observations at Little America, Antarctica. *Monthly Weather Rev.* 88 (1960) S. 43 — 54.

3.2. The effect of week mesoscale circulations on the distribution of marine salt aerosols*

by

Claes Rooth
Woods Hole Oceanographic Institution
and
The International Meteorological Institute
in Stockholm

(with 2 figures)

Abstract

The relation between relative humidity and equilibrium size of droplets of salt solution brings about a convergence in the relative velocity field in a population of salt particles immersed in air with upwards increasing relative humidity. In the presence of persistent mesoscale motions appreciable concentration effects can occur provided the vertical velocity is comparable to the settling velocity of the aerosol droplets (of the order of one cm/sec). Hence the distribution in space of marine salt aerosols may provide a very sensitive indicator of the presence of such circulations, possibly connected with the occurrence of cloud bands and groups. The effect may also be strong enough to affect the rain release in trade wind cumuli by greatly enhancing the concentration of the larger salt nuclei that enter the clouds. Some data by Woodcock show the expected trends but more observational material is needed to test the applicability of this reasoning to the atmosphere.

Introduction

The discussion of the abundance and distribution of marine salt aerosols has so far in the literature been limited to the relation of average conditions to such factors as wind speed, the main variable in the generating mechanism. Attempts at a discussion of the role of the large salt particles in shower formation have been based on the average data, since one has had little reason to assume that appreciable fluctuations in the atmospheric salt load should occur in the presence of general turbulent mixing.

However, in flying a recently developed aerosol sampling instrument through small cumulus clouds, Woodcock and Spencer (personal communication) have seen indications of unexpectedly large salt concentrations. Due to some technical difficulties connected with the sampling these results are not yet quite certain, but it is nevertheless of interest to investigate theoretically if and how such concentrations could possibly occur. We shall here give a brief account of a process which allows the formation of regions of anomalous salt concentration under cloud groups. These might then serve as source regions for the more vigorous clouds in the groups.

Sedimentation in a convecting medium

Consider for simplicity an aerosol of identical particles settling through a homogeneous but compressible

medium, henceforth called the carrier, which is in steady two-dimensional motion. Let the density ρ of the carrier be a function of the vertical coordinate z . We define a transport function ψ , such that

$$\begin{cases} \rho u = -\frac{\delta \psi}{\delta z} \\ \rho w = \frac{\delta \psi}{\delta x} \end{cases} \quad [1]$$

where u and w are the local velocity components of the carrier motion. If the aerosol particles settle relative to the carrier with a velocity V such that ρV is a constant, then the function φ defined by

$$\varphi = \psi - \rho V x \quad [2]$$

clearly defines the particle motion in the same way that ψ represents the motion of the carrier. If the ψ -field is cellular (contains regions of closed streamlines) then the φ -field will exhibit the same property for sufficiently small values of V . If we now relax the condition on V and allow ρV to be a function of the vertical coordinate z , the following important result is easily deduced.

If a point P exists such that $\frac{\delta \psi}{\delta z} = 0$ and $\frac{\delta \psi}{\delta x} = \rho V$ at P and if further the function $\varphi^* = \psi - x \left(\frac{\delta \psi}{\delta x} \right)_P$ defines a set of closed curves in a neighborhood of P , then the trajectories defined by ρV and ψ form spirals with P as a pole, the direction of motion being in towards or out from P according to whether $\frac{d \rho V}{d z}$ is positive or negative at P .

Hence, in such a system, without the diffusive effects of random motions, extreme particle concentrations could build up in singular regions.

The result above is one aspect of a general relation which is a direct consequence of the condition of mass continuity. Let q denote the mixing ratio of particles and carrier defined in any suitable way and let the symbol D denote Lagrangian differentiation following the particle motion. Subject of course to the restriction that q can be taken as a continuous function except at a restricted number of singular points, the following two forms of the continuity equation make the point.

*) Contribution no. 1321 from the Woods Hole Oceanographic Institution. Work supported under National Science Foundation grant no. 20899 and Office of Naval Research contract Nonr 798(00).

$$\frac{Dq}{Dt} = \frac{q}{\rho} \frac{d\rho V}{dz} \quad [3]$$

and

$$\frac{Dq}{Dz} = \frac{q}{\rho(w-v)} \frac{d\rho v}{dz} \quad [4]$$

We see that in the absence of diffusive effects the only factor that decides the development of the specific density of an aerosol is the divergence of the relative carrier mass flux $-\rho V$. If that flux is divergent, and if at the same time the average carrier motion in some region balances the settling velocity, then a singular region is at hand where particles keep on concentrating until either the motion field changes or diffusion effects set a limit to the concentration.

The latter condition allows the existence of a balanced steady state. By simple dimensional argumentation we deduce that the characteristic scale λ of the equilibrium distribution should be given by

$$\lambda^2 = K\rho \left(\frac{dV\rho}{dz} \right)^{-1} \quad [5]$$

if the (vertical) diffusion process can be represented by a Fickian law with a coefficient K .

Atmospheric applications

For dry aerosol particles which are not small compared to the mean free path of the air molecules, Stokes' law tells us that the settling velocity varies

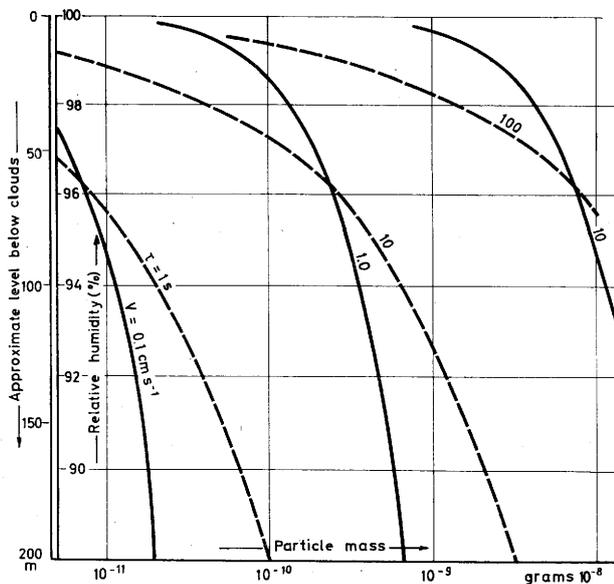


Fig. 1

Settling velocity and condensation relaxation time for sea salt solution droplets in equilibrium in relation to dissolved salt mass and ambient relative humidity.

only moderately with height, hence ρV will be dominated in its variations by the density factor. A slow divergence of the aerosol distribution is deduced for this case. If the particles are small compared to the mean free path, the so called Cunningham correction to Stokes' law yields the result that ρV is proportional to $T^{-1/2}$ where T is the absolute temperature. It follows that in this case decrease of T with increasing elevation is a necessary and sufficient condition for the occurrence of a convergence tendency in the particle population. The settling velocities under tropospheric conditions are so small that the rate of the process becomes practically negligible. Appreciable effects may be expected in the mesosphere, in particular close to the mesopause. A theory for the phenomenon known as the noctilucent clouds has been developed on these grounds and will be presented elsewhere.

We shall here concern ourselves instead with the case of salt aerosols which, in virtue of their hygroscopic character, will fulfil the convergence condition if the relative humidity increases upwards.

Fig. 1 shows the dependence of the settling velocity of droplets of sea salt solution on the variables nucleus mass and ambient relative humidity. The curves are based on Stokes' law and on the data of Arons and Kintzler (1) on the equilibrium vapor pressure of sea salt solutions. The applicability of these equilibrium relations can be judged on the basis of the second set of curves in the figure which indicate the relaxation time for achievement of condensation equilibrium based on a linearization of the growth equation used by Keith and Arons (2). We note that above the mass of 10^{-10} g, i. e. in the largest two mass decades of meteorologically significant nuclei, gradients in V of 10^{-4} sec $^{-1}$ or greater occur with settling velocities of some centimeters per second. Remembering from the discussion above that a vertical velocity of the same order as the aerosol settling velocity is required, in order to achieve appreciable concentration effects, we conclude that an atmospheric motion field with a vertical velocity amplitude of several centimeters per second and characteristic duration at least of some hours would be necessary. Cloud groups in the oceanic trade wind regions seem to fulfil the persistence condition (Malikus, 3), and it is also highly probable that they are associated with mesoscale circulations in the underlying air of the right order of intensity (ibid).

The type of data required to test this hypothesis do not seem to be available in the literature, although indications of anomalous vertical distributions of salt aerosols occur in many cases, of the Project Shower data, Woodcock (5). Mr. Woodcock has, however, put at my disposal the so far unpublished data from two sampling occasions in Hawaii in 1954 where he attempted specifically to compare conditions in clear areas and under cloud lines over the sea. Fig. 2 gives, nucleus size group by size group, the ratio of the particle concentrations found under the cloud groups to the corresponding concentrations in the clear areas for the two occasions.

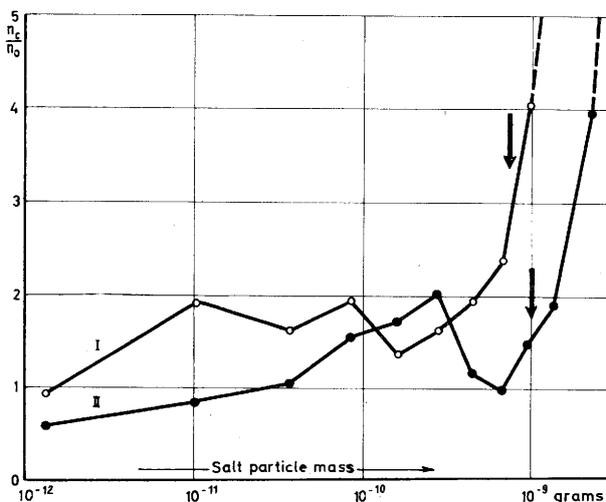


Fig. 2

Relative concentration of sea salt particles under cloud groups and in clear areas as a function of particle mass. Arrows note size for which the equilibrium settling velocity is 1 cm/sec at the relative humidity measured under clouds.

The curves certainly do not refute the notion that a concentration process is operating on the large end of the spectrum in the regions under the cloud groups, but neither do they provide a strong proof at this stage.

Anyhow, the case seems sufficiently promising to warrant an intensive observational effort and all the more so since we have here a potentially very sensitive

tool for studying weak mesoscale circulations as well a hint that the student of the rain formation processes in marine cumuli may have to exercise extreme caution in his judgments about the aerosol distribution in the formative stages of the cloud development.

Thanks are due to Mr. Woodcock of the WHOI for making available the data for fig. 2 and the information mentioned in the introduction. Furthermore, this work is part of an investigation of the problem of shower formation which all grew out of a remark of his that the results reported by Stommel (4) on the retention of buoyant material in convergence cells in the ocean surface layers might have some important implications for the role of the salt nuclei in convective clouds.

References

- (1) Arons, A. B. and Kintzler, C. F.: Vapor pressure of sea-salt solutions. *Trans. Amer. Geophys. Un.* 35 (1954) p. 722—728.
- (2) Keith, C. H. and Arons, A. B.: The growth of sea-salt particles by condensation of atmospheric water vapor. *J. Meteor.* 11 (1954) p. 173—184.
- (3) Malkus, J.: Trade cumulus groups. Some observations suggesting mechanisms of their origin. *Tellus*, Stockholm, 9 (1957) p. 33—44.
- (4) Stommel, H.: Trajectories of small bodies sinking slowly through convection cells. *J. Mar. Res.* 8 (1949) p. 24—29.
- (5) Woodcock, A. H.: Atmospheric sea-salt nuclei data for Project Shower. *Tellus*, Stockholm, 9 (1957) p. 521—524.

3.3. Der biologische Anteil des Aerosols und seine meßtechnische Erfassung

von

Hellmut Reifferscheid

(mit 3 Tabellen im Text)

Zusammenfassung

In einem kurzen Überblick wird auf den biologischen Anteil des Aerosols und seine meßtechnische Erfassung eingegangen. Es werden die Quellen aufgezeigt und quantitative Abschätzungen ihrer Ergiebigkeit relativ zum Gesamtaerosol vorgenommen. Quellfähigkeit und Mischkerncharakter (Junge) lassen den Schluß zu, daß zumindest 50% des natürlichen Aerosols biologischer Herkunft ist.

Abstract

A brief survey on the biological part of the natural aerosol and its measurement is given. Sources and their efficiency relative to the total aerosol are estimated. — Since the aerosol is capable of swelling and composed of mixed particles it can be concluded that at least 50% of the natural aerosol is of biological origin.

Unter dem biologischen Anteil des Aerosols soll im folgenden nicht nur der „lebende“ bzw. der „lebensfähige“ Anteil des natürlichen Gesamtaerosols verstanden werden — also die Kleinlebewesen und Mikroorganismen —, sondern auch die Aschen und Bruchteile von biologischem Material pflanzlicher und tierischer Herkunft.

Aus gut fundierten Messungen des natürlichen Aerosols konnte Junge (1) 1952 den Mischkerncharakter des Aerosols postulieren. Diese Tatsache wurde hergeleitet aus der Beobachtung, daß der überwiegende Anteil des natürlichen Aerosols unter dem Einfluß zunehmender Luftfeuchtigkeit der Umgebungsluft — über 65—70% relativer Feuchte — Volumensteigerungen durch Anlagerung von Wasserdampf erfährt. Als Ursachen hierfür müssen einmal die Kapillarkräfte des Kerns, insbesondere der Kernoberfläche herangezogen werden, zum andern die dampfdruckerniedrigende Wirkung stark gekrümmter Oberflächen — Tropfen, Kugeln — und endlich hygroskopische Kräfte. Anlagerung und Aufnahme des Wasserdampfes bewirken aber noch aus einem weiteren Grunde Volumsteigerungen des Partikels. Nämlich durch die Quellfähigkeit des im Mischkernmaterials befindlichen biologischen Anteils. Dieser ist aufgrund seiner organischen Struktur in der Lage, größere Mengen von Wasserdampf aufzunehmen und dabei aufzuquellen.

Um diese Behauptung zu erhärten, seien nachfolgend die wichtigsten Quellgebiete des atmosphärischen Aerosols aufgezählt. Prinzipiell unterscheiden wir zwischen natürlichen und künstlichen Quellen.

Sie seien nachfolgend aufgezählt:

a) Natürliche Quellgebiete sind:

1. Die großen Steppen und Waldbrände der subtropischen Gebiete (2).

2. Die Trockengebiete der Erde im Zusammenhang mit den dort jahreszeitlich auftretenden Monsun- und Passatwinden, und
3. Wüstenstürme (für Europa besonders der Schirokko der Sahara, in dessen Gefolge in Nord-europa die bekannten Staub- und Regenfälle auftreten).
4. Die großen Meere der Erde unter der Wirkung hoher Windgeschwindigkeiten. (So konnte z. B. von Erikson (3) im Bereiche der „roaring forties“ der Südhalbkugel eine Steigerung des Salzgehaltes der Luft um den Faktor 10 nachgewiesen werden.) — Des weiteren die Brandung an den Steilküsten der großen Ozeane (Feuerland und Westküste Südamerikas). Hier geht die Zerkümmerung von Meerestang und -algen sowie des Planktons vor sich, an die sich seine Überführung und Abtrocknung in die umgebende Atmosphäre anschließt.

b) Künstliche Quellgebiete:

1. Industriebetriebe aller Art,
2. Haushaltungen und Tierställe,
3. Verkehrsmittel.

Unter allen aufgezählten haben für den biologischen Anteil des Aerosols die größte Bedeutung alle natürlichen Quellen und von den künstlichen in erster Linie die Haushaltungen, Versammlungsräume aller Art und die Tierstallungen.

Hinzu treten die ausgedehnten Vegetationsgebiete und Kulturlandschaften, einmal als die großen Reservoirs für alle Arten von Dauerformen der Erdbakterien und Pilze, zum andern als Produzenten von schwebefähigen Samen und Samenträgern (Sporen).

Auf diese unendlich großen Quellgebiete des biologischen Anteils des natürlichen Aerosols hinzuweisen, ist das ernsthafte Anliegen des vorliegenden Referates. Denn die aufgezählten Quellen sind seit Bestehen unserer Erde wirksam, die anthropogenen Rauchgasquellen der Industrie dagegen erst seit einem halben Jahrhundert.

Der Übergang vom Boden in die Grundsicht und später in höhere Atmosphärenschichten ist nur über die Vorgänge der Abtrocknung, des Austausches und der Verfrachtung denkbar. Dabei handelt es sich größenordnungsmäßig um Komplexe, die unserer sinnlichen Wahrnehmung weitgehend entzogen sind: Teilchen, deren Durchmesser zum überwiegenden Teil an der Grenze des Auflösungsvermögens unseres Lichtmikroskopes liegen (also $\leq 10^{-4}$ cm).

Bereits J. S. Owens (4) (5) hat sich in dem von ihm entwickelten Dustcounter der Quellfähigkeit des Aerosols bedient, in dem er die Teilchen vor der Messung durch ein mit feuchtem Löschpapier ausgeschlagenes Rohr führte. Junge (6) hat diese Zusammenhänge

später systematisch untersucht und den „Mischkerncharakter“ unseres Aerosols postuliert und nachgewiesen. Nur aufgrund der Tatsache, daß jedes einzelne Aerosolteilchen aus verschiedenen Substanzen — „Kernen“ — besteht, unter denen zu einem großen Anteil solche von biologischer Herkunft sind, kann das Phä-

nomen der Quellfähigkeit des natürlichen Aerosols erklärt werden. — Die von Volz (7) festgestellten Eigenschaften an eingedampften Niederschlagssubstraten stehen hierzu nicht im Gegensatz. Tab. 1 gibt einen Eindruck von der Anzahl der Keime und Zellen in verschiedenen Quellgebieten.

Tab. 1
Anzahl der Keime und Zellen in verschiedenen Quellgebieten

Art	Menge	Verfasser
Bakterien, Pilze und Sporen	70 000 Keime/g Humus	Gunsalus, S. C., Stanier, R. Y. 1960
Bakterien, Pilze und Sporen	500 000 Keime/g Kompost	dieselben
Tangzellen, Algen (Einzeller)	30- bis 80 000 Zellen/m ³ Luft	A. Goetz, Calif. Inst. of Techn. 1959

Luft- und Meeresbewegung führen im Zusammenwirken mit Abtrocknung auch den biologischen Anteil des Aerosols durch Austausch und Verfrachtung über die bodennahe Luftschicht hinaus in die höchsten Atmosphärenschichten. In diesem Zusammenhang sei an die Untersuchungen von H. Siedentopf (8) und I. Langmuir (9) erinnert, die durch die Erfahrungen der letzten Jahre im Zusammenhang mit dem atomtechnischen Aerosol bestätigt wurden.

Aber auch die Sporen von Erdpilzen und pilzartigen Schmarotzern, z. B. Rostbefall eines Weizenfeldes, können als Wolken mit der Luftströmung über große Entfernungen hinweg verfrachtet werden und dort neue Infektionsherde verursachen (10).

Es ist bekannt, daß sich kleine Teilchen, erst einmal in die Luft gelangt, dort selbst bei geringfügig turbulenter Luftströmung — z. B. durch den Effekt der „eddy diffusion“ an quasi-windstillen Tagen — über lange Zeit hinweg halten können. Um dies zu erhärten, sei im folgenden (Tab. 2) eine Tabelle von P. Hess (11) demonstriert, in der unter Benutzung der Stokes'schen Formel die Sedimentationszeiten von Teilchen mit Durchmessern unter 1 μ aus verschiedenen Höhen bis zum Boden hinunter dargestellt sind.

Tab. 2

Sedimentationszeiten verschieden großer Teilchen aus verschiedenen Höhen bis zum Boden hinunter, berechnet nach der Stokes'schen Formel (nach Hess).

d (μ)	2 km untere Wolken	6 km mittlere Wolken	12 km Tropopause
1000	8 min	24 min	49 min
100	1,75 h	5,25 h	10,5 h
20	1,8 d	5,4 d	10,8 d
2	168 d	504 d	1008 d
1	1,7 a	5,1 a	10,2 a
0,4	8,7 a	26 a	52 a
0,1	67 a	200 a	400 a
0,02	530 a	1590 a	3180 a

Deshalb konnten nach jüngsten amerikanischen Messungen (12) selbst noch in Höhen oberhalb der Tropopause lebensfähige Keime, und zwar meist Pilzsporen, angetroffen werden. Nach Meyer/Seitz haben zwar in trockener Luft schwebende pathogene Keime eine etwa 20- bis 50mal größere Empfindlichkeit gegenüber UV-

Bestrahlung als Keime in feuchter Luft. Doch liegt dieselbe grundsätzlich nach R. Schulze (13) im gleichen Bereich wie auch für alle übrigen Lebewesen unserer Erde, nämlich bei Wellenlängen unter 310 μ .

Wie schon oben ausgeführt, finden sich die wesentlichen Quellen für menschenpathogene Keime in Gebäuden. Es ist deshalb eine feststehende Tatsache, daß ihre Konzentration hier immer um mehrere Faktoren höher ist, als in Außenluft (z. B. Reifferscheid (14)).

Sowohl pathogene als auch harmlose Bakterien werden beim Husten und Niesen mit feinsten Wassertropfchen aus den oberen Luftwegen ausgestoßen. In Zimmerluft trocknen sie schnell ab und bleiben in der Luft schwebefähig. Dabei lagern sie sich meist anderen Schwebeteilchen an. Dies gilt für alle Aerosole mit einem Durchmesser $< 1 \mu$. Die größeren Teilchen lagern sich zwar ab, werden aber immer wieder aufgewirbelt und können dann durch die Atmung in den Bronchialtrakt gelangen. Eine Vorstellung von dem Grad der Zurückhaltung dieser im Bronchialraum vermittelt die bekannte Tabelle von W. Findeisen (15), in der C. Junge (16) als Ergänzung den Quellvorgang aller eingeatmeten Teilchen im Körper berücksichtigt hat (Tab. 3). Diese Berechnungen wurden später von Landahl (17), Dirnagl (18) und Nückerl (19, 20) bestätigt.

Die Zahlen in der Reihe „Wiederaustritt“ der Tab. 3 beziehen sich auf einen Teilchengehalt der eingeatmeten Luft von 100% und geben den jeweils zurückgehaltenen Prozentsatz an. Wir erkennen, daß die sog. „Riesenkerne“ und die größeren der „Großen Kerne“ fast vollständig im Körper zurückgehalten werden, während die Aitkenkerne weitgehend wieder ausgeatmet werden. Grundsätzlich muß festgehalten werden, daß gerade die pathogenen Keime nur unter ganz spezifischen Lebensbedingungen (in Temperatur, Feuchte, pH-Wert, chemisch-physiologischen Milieu u. a. m.) lebensfähig sind und deshalb meist gar nicht in die Atmosphäre gelangen, zumindest dort sehr schnell absterben. Der Quellvorgang im menschlichen Atemtrakt bedingt, daß auch die ursprünglich im Größenbereich der Aitkenkerne befindlichen Keime im Körper zurückgehalten werden. — Auf die Bedeutung des Vorgangs hinsichtlich seiner Auswirkungen bei z. B. Warmlufteinbrüchen im Winter sei hier nur verwiesen.

Zu den im Organismus zurückgehaltenen Erregern gehören nach Hawker und Mitarb. (21) diejenigen des Scharlachs, der Masern und Röteln, der Tuberkulose und der Diphtherie. Vor allem aber fallen in diese Rubrik die Viren, darunter Influenza, der Schnupfenvirus und die Erreger der Viruspneumonie.

Tab. 3

Verbleib von Kernen verschiedener Größe in der Lunge (nach Findeisen)

Bezeichnung	Riesen- und Große Kerne			Aitken-Kerne		
	$r = 2 \times 10^{-5}$ bis 2×10^{-8} cm			$r \leq 2 \times 10^{-5}$ cm		
Radius der Kerne in der eingeatmeten Luft (μ)	5	1,5	0,5	0,15	0,05	0,015
Radius der Kerne in der feuchten Lungenluft (μ) (Junge)	10	3	1	0,3	0,1	0,05
Anteil (‰) am Gesamtbronchialbaum und Lunge						
a) Trachea u. Hauptbronchien	38	7	1	0	0	0
b) Bronchien 1. bis 3. Ordnung	62	56	12	5	7	14
c) Alveolen	0	37	84	29	28	51
Wiederaustritt	0	0	3	66	65	34

Nachweis und Identifizierung

Der zahlenmäßige Nachweis und die Identifizierung der Mikroorganismen ist Aufgabe der Aerobiologie. Die hier benutzten Methoden und Instrumente sind vielfältig, aber im Prinzip ähneln sie den auch sonst in der Aerosolkunde üblichen. Von diesen sind sie nur dadurch unterschieden, daß die differenzierten Ablagerungen der Keime auf Nährböden vorgenommen werden müssen, die anschließend den „eingefangenen“ Organismen Lebens- und Entwicklungsmöglichkeiten bieten.

Robert Koch und Pasteur stellten bekanntlich mit Nährsubstraten gefüllte Petrischalen auf, in die die Keime hineinsedimentieren. Schlüsse auf die Keimdichte bzw. ihre Konzentration in Luft, sind jedoch mit diesen Verfahren nicht möglich.

Hierzu werden vor allem in den englisch sprechenden Ländern entweder die „Airzentrifuge“ von Wells (22), oder sog. „Slitsampler“ nach Bourdillon (23) benutzt. Bei den letzteren wird das angesogene Luftvolumen durch einen „Slit“, d. i. Spalt, auf einen Nährboden geleitet (Konimeterprinzip). Durch Umlenkung des angesaugten Luftstromes über diesem werden die Keime zentrifugal abgelagert. Nach 48stündiger Bebrütung bei Temperaturen von 37°C für die menschenpathogenen Keime bzw. nach einer solchen von 4 bis 5 Tagen bei 22°C für die übrigen Keime wachsen auf den Nährböden die entsprechenden Kolonien. Sie werden anschließend gezählt und analysiert. Dabei entsteht ein Nachteil dadurch, daß bei hohen Teilchenkonzentrationen die Ablagerung der Keime auf dem Nährboden zu dicht erfolgt. Langsam wachsende Keime werden dann von rasch wüchsigeren überwuchert. Hierdurch treten nicht nur Schwierigkeiten in der Analyse auf, sondern es werden von den einen durch Enzyme (Wirkstoffe) Wachstumshemmungen auf die anderen ausgeübt. — Prinzipiell ist hierbei zu bemerken, daß man als Meteorologe die bakteriologischen Arbeiten zweckmäßigerweise von den entsprechenden staatlichen Institutionen (Gesundheits- und Gewerbeaufsichtsämter) oder falls möglich von Universitäts-Hygiene-Instituten vornehmen läßt.

Beim „Biologischen Konimeter“ nach Reifferscheid (24) wird das zu messende Luftvolumen nach dem Beispiel von Owens und Junge durch einen Feuchteschlot angesogen, in dem sich die zu messenden Keime durch den Quellvorgang mit Feuchtigkeit beladen und damit mit höherer Wahrscheinlichkeit zur Ablagerung auf den Nährboden gelangen. Durch eine Rändelschraube im Gerät wird bewirkt, daß sich der Spalt während der Messung kreisförmig über der Petrischale bewegt und eine entsprechende Ablagerung

der Keime bedingt. Durch zweckmäßige Wahl von Durchsauggeschwindigkeit, Luftvolumen und Andauer der Messung kann in Abhängigkeit von der angebotenen Keimdichte eine für die Auswertung geeignete Ablagerung der Keime auf dem Nährboden erreicht werden.

Bei den sog. „Blublers“ (25) wird die keimhaltige Luft durch eine am Boden des mit Nährflüssigkeit gefüllten Gefäßes befindliche Kapillare ausgestoßen. Sie perlt dann durch die Flüssigkeit in kleinsten Blasen, wobei die Keime von ihr aufgenommen werden. Die Nährflüssigkeit wird später ausgetrichen, bebrütet und analysiert.

Bei hohen Keimkonzentrationen in der Luft hilft nur die qualitative und zeitliche Differenzierung weiter, d. h. aber, die einzelnen Luftproben müssen in kurzen, aber repräsentativen Zeitintervallen auf spezifische Nährböden appliziert werden.

So lange man nur eine ganz bestimmte Größenordnung der Keime in Reihenuntersuchungen erfassen will, kann man sich mit gutem Erfolg der Slitsampler oder des biologischen Konimeters bedienen. Anders ist es jedoch, wenn man einen repräsentativen Querschnitt der Mikroorganismenwelt an einem bestimmten Ort bestimmen will. In solchen Fällen bedient man sich mit größerem Vorteil eines „Cascade-Impactors“, wie er von May (26) angegeben worden ist und allgemein zur Gewinnung von Aerosolproben benutzt wird. Für diese spezielle Art von Untersuchungen wurde von Hirst (27) der Apparat mit einer Windfahne versehen, so daß seine Öffnung in die Windrichtung zeigt. Im Gerät wird bekanntlich die angesaugte Luft durch immer kleiner werdende Düsen gesogen, wobei hinter jeder Düse ein Kulturboden präpariert ist. Auf diese Weise kann das Untersuchungsgut z. B. in 4 bis 8 verschiedene Fraktionen getrennt werden. Es erübrigt sich fast, darauf hinzuweisen, daß die (physikalischen) Konstruktionsmerkmale des Gerätes — Durchmesser der Düse, Abstand derselben von den Nährböden etc. — und seine Betriebsbedingungen — Durchsauggeschwindigkeit, Luftfeuchte u. a. m. — von Fall zu Fall variiert werden können.

Ausblick

Seit 1955 werden bekanntlich in einem von dem schwedischen Meteorologen Rossby (28) eingerichteten europäischen Stationsnetz laufend chemische Analysen gesammelter Niederschläge auf eine Vielzahl von Komponenten hin untersucht. Die Ergebnisse werden in Monatsberichten zusammengefaßt und in der schwedischen Zeitschrift „Tellus“ veröffentlicht. Unter anderem werden die Konzentrationswerte für Schwefel und

Eisen angegeben. — Ich wiederhole: Diese Analysen sind chemisch!

1949 hat Pringsheim (29) eisenerzeugende Bakterien gefunden und definiert als „fadenförmige bakterienähnliche Organismen, die charakterisiert sind durch Ablagerungen von Eisenhydroxyd in morphologisch bestimmter Weise“.

Heute sind mindestens drei Gattungen diesen Eisenbakterien anerkannt:

- 1) *Ferro bacillus oxydans*
- 2) *Chlamydobacteriales*
- 3) *Gallionella*.

Alle diese Gattungen sind lebensfähig in Süßwasser, Brunnen, Quellen, Moorbädern, aber auch in Meeres- und Salzwasser. So entstammt das Eisenerz aus Moorland, das für die primitiven Völker von großer Bedeutung war, weitgehend der Aktivität dieser Bakterien.

Man darf annehmen, daß Eisenbakterien normalerweise Eisensalze, Sauerstoff und Kohlendioxyd benö-

tigen. Dabei geht die anorganische Oxydation von Eisensalzen zu Eisen rasch vor sich, zumal in Wasser- und Sumpfböden, die beides enthalten. Hier gedeihen die Eisenbakterien, indem sie als Konkurrenz zu der rein anorganischen Oxydation eine katalytische Oxydation von zwei- zu dreiwertigem Eisen durchführen.

Ebenfalls Sauerstoff und Kohlendioxyd benötigen diejenigen Bakterien, die chemosynthetisch Schwefel oxydieren. Für diese sind dann an Stelle von reduziertem Eisen reduzierte Schwefelverbindungen notwendig.

Es besteht kein Zweifel, daß auch diese biologischen Vorgänge seit Entstehung des Lebens auf unserer Erde ablaufen. Es ist deshalb auch die Vermutung zulässig, daß ein Teil des aerogenen Eisens und Schwefels aus diesen Prozessen stammt. Der Nachweis erscheint allerdings sehr schwierig. — Trotzdem wollen wir in Tübingen mit Unterstützung des dortigen Hygiene-Instituts beginnen, in differential-diagnostischen vergleichenden chemischen und bakteriologischen Untersuchungen diesen Zusammenhängen nachgehen.

Literatur

- (1) Junge, C.: Die Konstitution des atmosphärischen Aerosols. *Ann. Meteor.* 5 (1962) Beih. S. 1—55.
- (2) Conrad, V.: Gasförmige und andere Beimengungen der atmosphärischen Luft. In: Köppen-Geiger: *Handbuch der Klimatologie*, Bd. 1, Teil B. Berlin 1936. S. 47—59.
- (3) Erikson, E.: Air borne salts and the chemical composition of river waters. *Tellus*, Stockholm, 7 (1955) S. 243—250.
- (4) Owens, J. S.: The measurement of atmospheric pollution. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 44 (1918) S. 149—170.
- (5) Owens, J. S.: *J. Indian Hyg.* 4 (1923) S. 522—524.
- (6) Junge, C.: Atmospheric chemistry. In: *Advances in Geophysics*, Vol. 4, New York 1958. S. 1—108.
- (7) Volz, F.: Optik der Tropfen. In: *Handbuch der Geophysik*, Bd. 8. Berlin 1956. Kap. 14.
- (8) Siedentopf, H. u. Reeger, E.: Die Beleuchtung durch die Sonne. *Meteor. Z.* 61 (1944) S. 114—117.
- (9) Langmuir, I.: The production of rain by a chain reaction in cumulus clouds at temperatures above freezing. *J. Meteor.* 5 (1948) S. 175—192.
- (10) Gregory, P. H.: The dispersion of airborne spores. *Trans. Brit. Mycol. Soc.* 28 (1954) S. 27.
- (11) Hess, P.: Untersuchungen über den Ausfall von Aerosolpartikeln durch Niederschläge und Wolkenbildung. *Ber. Dt. Wetterd.* Nr. 51 (1959) S. 67—73.
- (12) Braun, W.: *Bacterial-Genetics*. Philadelphia and London 1953.
- (13) Schulze, R.: Zum Stand der medizin-meteorologischen Forschung. In: *Ergebn. phys.-diät. Therap.* 5 (1955) S. 117—138.
- (14) Reifferscheid, H.: Die Bestimmung des Luftkeimgehaltes als Voraussetzung der Luftentseuchungshygiene. *Z. Aerosol-Forsch. u. -Therap.* 3 (1954) S. 368—371.
- (15) Findeisen, W.: Über das Absetzen kleiner, in der Luft suspendierter Teilchen in der menschlichen Lunge bei der Atmung. *Pflüg. Arch. Physiol.* 236 (1935) S. 367—379.
- (16) Junge, C.: Gesetzmäßigkeiten in der Größenverteilung atmosphärischer Aerosole über dem Kontinent. *Ber. Dt. Wetterd. US-Zone* Nr. 35 (1952) S. 261—277.
- (17) Landahl, H. D.: On the removal of air-borne droplets by the human respiratory tract. *Bull. Math. Biophys.* 12 (1950) S. 43—45.
- (18) Dirnagl, K.: Physik und Technik der Aerosoltherapie. In: H. Nüchel: *Aerosoltherapie*. Stuttgart 1957. S. 9—84.
- (19) Nüchel, H.: Die Schwebestoffe in der Luft und ihre bioklimatische Bedeutung. *Internat. J. Bioclimat. Biometeor.* Vol. 2 P. 1 D (1958) S. 1—6.
- (20) Nüchel, H.: Der menschliche Atemtrakt als Aerosolfilter. *Zbl. Biolog. Aerosolforsch.* 10 (1962) S. 207—235.
- (21) Hawker, L. E., Linton, A. H., Folkes, B. F. and Carlile, M. E.: Einführung in die Biologie der Mikroorganismen. Stuttgart 1962.
- (22) Wells, W. F.: An new instrument for study the behavior of bacteria of the air. *Amer. J. Publ. Health* 23 (1933) S. 58—59.
- (23) Bourdillon, P., Lidwell, O. and Thomas, J. C.: A slit sampler for collection and counting air-borne bacteria. *J. Hyg., London*, 41 (1941) S. 197—201.
- (24) Reifferscheid, H.: Zur Methodik der Keimgehaltsbestimmungen der Luft. *Ber. Dt. Wetterd. US-Zone* Nr. 38 (1952) S. 256—258.
- (25) Albrecht, J.: Zur Abscheidung von Mikroorganismen aus der Luft. *Zbl. Bakt. Abt. 1, Orig.* 164 (1955) S. 300.
- (26) May, R.: The cascade impactor. An instrument for sampling aerosols. *J. sci. Instr.* 22 (1945) S. 187.
- (27) Hirst, J. M.: Changes in atmospheric spore content: Diurnal periodicity and the effects of weather. *Trans. Brit. Mycol. Soc.* 36 (1953) S. 375.
- (28) Rossby, C. G.: On the chemical climate and its variation with the atmospheric circulation pattern. *Tellus*, Stockholm, 7 (1955) S. 118—133.
- (29) Pringsheim, E. G.: Iron bacteria. *Biol. Rev.* 24 (1949) S. 200.

3.4. Aerosolmessungen mittels des diffusen Himmelslichtes von einer Rakete aus

von
Fritz Rössler

Deutsch-Französisches Forschungsinstitut Saint-Louis
(mit 8 Abbildungen im Text)

Zusammenfassung

Im Frühjahr 1961 wurde mit der Rakete Véronique in der Sahara ein Gerät zur Messung des diffusen Himmelslichtes in die Atmosphäre geschossen. Es wird das Gerät beschrieben und es werden die Meßergebnisse mitgeteilt. Das Licht nimmt stetig bis zur Meßgrenze ab. Entgegen anderen Behauptungen der Literatur existiert also keine Schicht konstanter Lichtemission. Eine eingehende Auswertung der Lichtmessungen führt zu dem Schluß, daß in 25 km Höhe eine Schicht erhöhter Staubkonzentration vorliegen muß. Dieser Befund steht in Übereinstimmung mit Ergebnissen von Ch. Junge und Mitarbeitern. Die Staubkonzentration wird angegeben.

Abstract

In spring, 1961, an apparatus for the measurement of the diffuse skylight was shot by the rocket "Véronique" into the atmosphere of the Sahara. The intensity of the light monotonously decreases to the limit of sensibility. Contrary to former statements in the literature there is no region of constant light emission. It is concluded that a region of higher dust concentration exists at an altitude of 25 km. This result agrees with findings of Ch. Junge et al. The value of the dust concentration is given.

Geschichtliches

Die ersten Besprechungen über die Verwendung der Véronique-Rakete für wissenschaftliche Versuche fanden in Saint-Louis (Elsaß) 1953 unter Anwesenheit der Professoren E. Regener und E. Vassy statt. Es wurden Messungen des diffusen Himmelslichtes geplant. Das Gerät war 1956 fertig entwickelt. Am 11. Februar 1961 fanden in Hamaguir (Sahara) Raketenaufstiege statt, die unter der militärischen Leitung von Chefingenieur Marchal und unter der wissenschaftlichen Leitung von Professor E. Vassy (1) standen.

Gerät

Das diffuse Himmelslicht, das wir weiterhin kurz als Streulicht bezeichnen wollen, wurde mittels Multipliers gemessen. Dabei lag der Multiplier nicht ständig an voller Spannung. Diese wurde vielmehr mittels einer Penthode derart geregelt, daß bei geringen Lichtwerten die Spannung hoch, bei großen Lichtwerten die Spannung dagegen niedrig war. Die Versorgungsspannung stellte ein Maß für den Lichtstrom dar. So konnte der Multiplier nie überlastet werden und es resultierte eine logarithmische Kennlinie, wie sie der Dichteabnahme in der Atmosphäre angepaßt ist.

Optisch wurde streng darauf geachtet, jedes falsche Streulicht der direkten Sonne zu vermeiden. Das wurde durch ein Rohr mit 7 Blenden erreicht. Hier werden nur die Ergebnisse des grün gefilterten Meßrohres behandelt werden. Das spektrale Empfindlichkeitsmaximum lag bei $0,55 \mu$.

Schließlich mußten zur Vermeidung elektrischer Überschläge die Hochspannung führenden Teile in Araldit vergossen werden.

Wegen der Eichung sei auf die ausführliche Darstellung (2) verwiesen.

Eingebaut wurde das Gerät in die Spitze der Véronique. Es maß nahezu in Zenitrichtung. Die Meßwerte wurden mittels telemesure als Frequenzänderungen zum Boden gegeben.

Ergebnisse

Die resultierende Intensität des Streulichtes als Funktion der Höhe ist in Abb. 1 dargestellt. Man erkennt einen monotonen Verlauf. Eine Schicht konstanter Lichtintensität existiert also nicht im Gegensatz zu früheren Behauptungen (3). Eine sinnvolle Darstellung ist erst in logarithmischem Maßstab möglich (Abb. 2). Die Einheiten der Abszisse sind in den Abbildungen stets doppelt bezeichnet als Lichteinheiten und als energetische Einheiten.

Diese gemessenen Lichtwerte stellen eine Summation der Beiträge aller Höhenschichten dar. Um zu dem

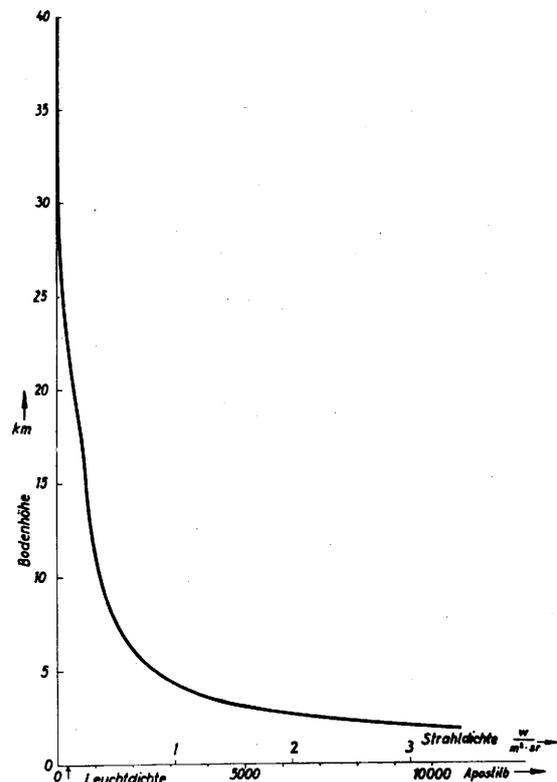


Abb. 1
Intensität des Streulichtes

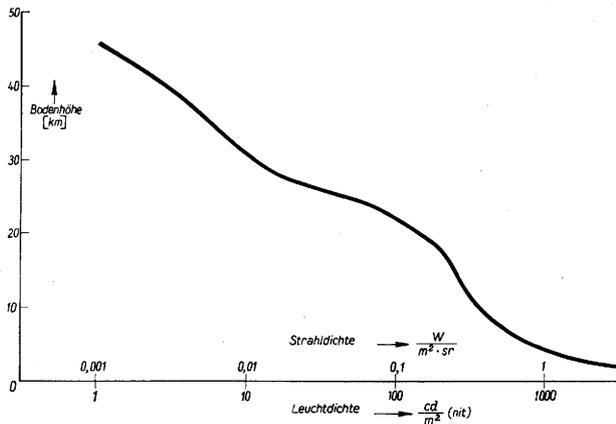


Abb. 2
Intensität des Streulichtes, logarithmische Skala

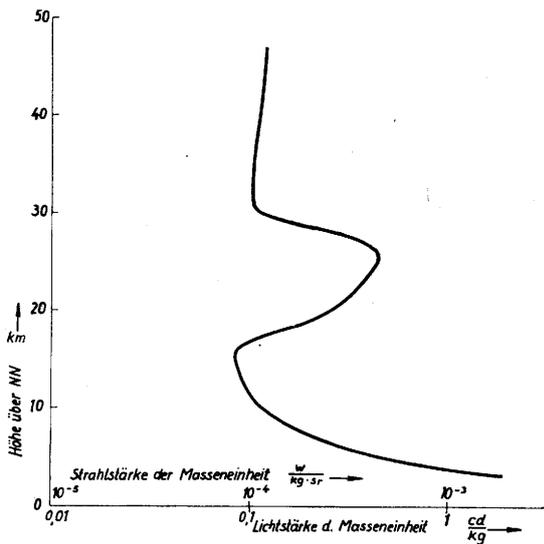


Abb. 3
Strahlstärke der Masseneinheit

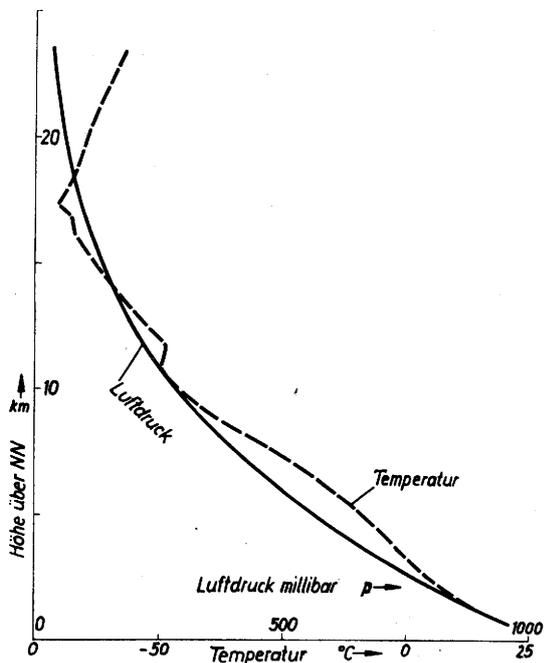


Abb. 4
Radiosonde Colomb Béchar, 11. Febr. 1961, 12 GMT

Anteil jeder einzelnen Höhenschicht zu kommen, muß die Kurve der Abb. 1 differenziert werden. Weiter ist es darstellungsmäßig bequemer, durch die Luftdichte zu dividieren. Die seitliche Auswanderung der Kurve wie in Abb. 2 fällt dann fort. Das Ergebnis ist in Abb. 3 dargestellt. Der Kurvenzug gibt die Lichtstärke der Masseneinheit wieder, wie eine Dimensionsbetrachtung sofort zeigt. Vergleicht man den Verlauf mit demjenigen der Temperatur (Ballonaufstieg) in Abb. 4, so ist deutlich zu erkennen, daß das Minimum der Lichtstrahlung in der Tropopause liegt.

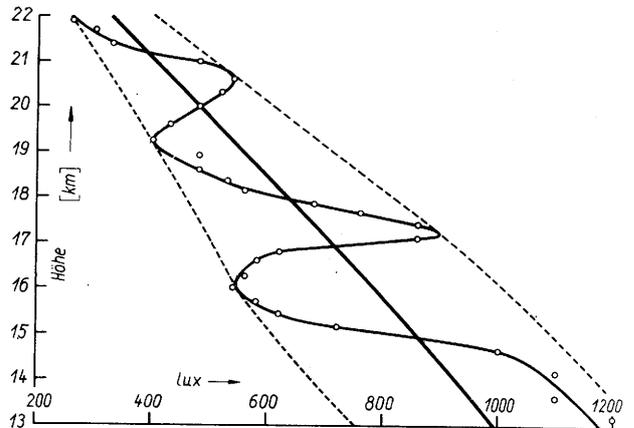


Abb. 5
Einfluß der Rotation auf die Lichtmessung

Streng genommen hat sich jedoch nicht Abb. 1 direkt ergeben, sondern die Meßwerte waren zunächst periodisch verfälscht, wie Abb. 5 es zeigt. Getrennte Messungen der Rotation mittels des Erdmagnetismus durch Israel (4) haben gezeigt, daß die beobachtete Periode mit der Rotationsperiode der Rakete zusammenhängt. Zur weiteren Auswertung wurden die Daten der mittleren Kurve verwandt, die dann als Abb. 1 bzw. 2 bereits wiedergegeben worden sind. Verfährt man in dieser Weise, dann sind die Lichtwerte genauer fixiert und die Differentiation läßt sich einwandfrei durchführen.*)

Deutung

Die Lichtstreuung in der Atmosphäre geschieht einmal durch die Luftmoleküle und zum andern durch die beigemengten Aerosolbestandteile. Beide verhalten sich verschieden. Für die Moleküle gilt wegen ihrer Kleinheit das bekannte Rayleighsche Streuungsgesetz. Für das Aerosol ist das Gesetz dagegen viel komplizierter und von der Größe der Teilchen abhängig. Eine

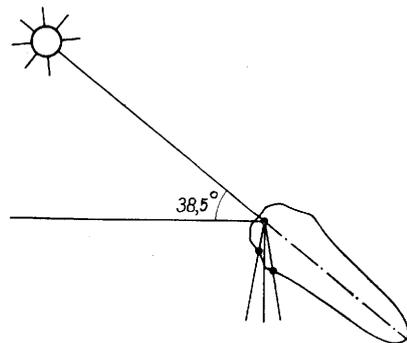


Abb. 6
Streulicht eines Staubeilchens

*) In dem früheren Vortrag in Rauris (5) war die durch Rotation bedingte „Feinstruktur“ noch nicht genügend beachtet worden. Daher sind die dortigen beiden oberen Kurven der Fig. 2 und des Nachtrages durch die der hiesigen Abb. 1 und 2 zu ersetzen.

quantitative Aussage über die Lichtstreuung ist daher erst möglich, wenn das Gesetz der Größenverteilung der Teilchen bekannt ist. Es wurde von Junge (6) angegeben. Bullrich und de Bary (7) haben dann damit die optischen Streueigenschaften berechnet. Alle diese Ergebnisse müssen verwandt werden, um zu einer Aussage über Teilchenzahlen zu kommen. Dabei muß auch die Winkelabhängigkeit der Daten berücksichtigt werden. Wie kompliziert die Zusammenhänge dann werden können, zeigt schematisch die Streuindikator der Abb. 6 für aerosolhaltige Luft. (Die beiden Punkte deuten die Grenzlagen der Meßrichtungen des Gerätes und die damit zusammenhängenden Änderungen des Streulichtes an, wie sie in Abb. 5 beobachtet wurden.)

Zur Teilchenbestimmung wurde also folgendermaßen vorgegangen. Zunächst wurde die Größe der zu erwartenden Rayleigh-Strahlung bestimmt. Es wurden dabei die Daten von Dietze (8) verwandt. Es zeigt sich, daß der Minimalwert der Lichtkurve in Abb. 3 zufällig angenähert der Rayleighschen Strahlung entspricht. Aus der Verhältnisbildung von gemessener zu

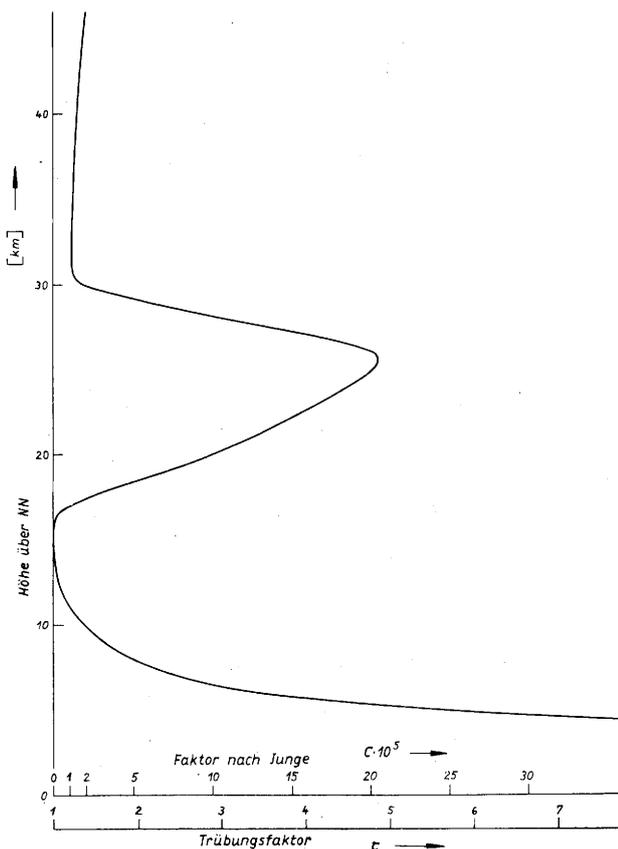


Abb. 7
Trübungs faktor, 11. Febr. 1961, 10.41 GMT

Rayleighscher Strahlung wurde dann eine Art Trübungs faktor τ abgeleitet, der hier also für jede Höhengschicht getrennt definiert ist. Schließlich hängt dieser Trübungs faktor mit der Partikelkonzentration N (Teilchenzahl pro kg Luft) zusammen, die durch den Faktor C in dem Junge sehen Gesetz charakterisiert sei.

$$\frac{dN}{dr} = 0,434 \cdot \frac{C}{r^{3,5}}$$

Zahlen für τ und C sind in Abb. 7 angegeben. Dabei ist die Normierung so getroffen worden, daß der Radius r in cm gemessen werden muß. Eine Integration über r führt dann zu den Teilchenzahlen selbst. Dabei ist der Zahlenwert jedoch davon abhängig, welche Integrationsgrenzen eingesetzt worden sind. Abgesehen von einem Proportionalitätsfaktor resultiert also für N ein Kurvenverlauf der mit demjenigen in Abb. 7 gleich ist.

Es ist nun interessant, daß Junge für die optisch wirksamen Teilchen oberhalb $0,1\mu$ auch ein Maximum der Häufigkeitsverteilung gefunden hat, wie es Abb. 8 zeigt, die seiner Arbeit (6) direkt entnommen ist. Aus der Gleichartigkeit*) des Befundes kann wohl geschlossen werden, daß es sich um gleichartige Teilchen handelt. Nach Junge haben wir es demnach mit festen Partikeln von $(\text{NH}_4)_2\text{S}_2\text{O}_8$ zu tun, die aus den Gasen NH_3 und H_2S gebildet werden, indem sie durch die Tropopause hindurch diffundieren, in der O_3 -Schicht oxydiert werden und dann als feste Teilchen ausfallen. Es ist sehr befriedigend, daß direkte Teilchenzählungen und optische Streumessungen zum gleichen Ergebnis geführt haben, und es ist zu erwarten, daß die Aussagen beider Methoden sich auch in Zukunft ergänzen werden.

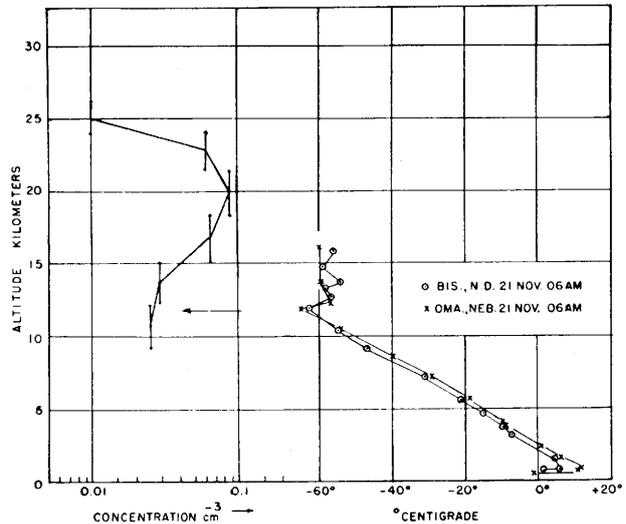


Abb. 8
Vertikale Verteilung optisch wirksamer Teilchen
(21. Nov. 1959) nach Junge et al. (6)

Literatur

- (1) Rössler, F. and Vassy, E.: Lumière solaire diffusée par l'atmosphère, mesurée à bord d'une fusée Véronique; distribution verticale des aérosols. C. R. Acad. Sci. 254 (1962) S. 2041—2043.
- (2) Rössler, F. u. Vollrath, K.: Gerät zur Messung des diffusen Himmelslichtes von einer Meßrakete aus. Z. angew. Phys. 14 (1962) S. 448—452.
- (3) Miley, H. A., Cullington, E. H. and Bedinger, J. F.: Day-sky brightness measured by rocketborne photoelectric photometers. Trans. Amer. Geophys. Un. 34 (1953) S. 680—694.
- (4) Israël, G., Kiveliovitch, M. and Vassy, A: Restitution de l'attitude d'une fusée au cours de son vol. C. R. Acad. Sci. 253 (1961) S. 2317—2319.
- (5) Rössler, F.: Messungen des diffusen Himmelslichtes mittels der Véronique-Rakete. Wetter u. Leben, Sonderh. 9 (1961) S. 134—139
- (6) Junge, C. E., Chagnon, C. W. and Manson, J. E.: Stratospheric aerosols. J. Meteor. 18 (1961) S. 81—108.
- (7) Bullrich, K., de Bary, E., Braun, B. and Eiden, R.: Research on atmospheric optical radiation transmission. Final Rep. Contr. AF 61 (052)—325 (1962).
- (8) Dietze, G.: Einführung in die Optik der Atmosphäre. Leipzig 1957.

*) Bei einem Vergleich der Abb. 7 und 8 miteinander ist zweierlei zu beachten. In Abb. 7 sind die Teilchenzahlen pro kg Luft dargestellt, während in Abb. 8 die Teilchenzahlen pro cm^3 angegeben sind. Würde man Abb. 7 entsprechend umrechnen, so würde das Maximum tiefer zu liegen kommen. Weiter besteht ein Unterschied darin, daß die Kurve der Abb. 7 in 30° geographischer Breite entstanden ist, während es 42° bei Abb. 8 sind. Es ist also von vornherein gar keine gleiche Höhenlage des Maximums zu erwarten.

3.5. Aerosol und Streustrahlung

von

Elisabeth de Bary

(mit 15 Abbildungen im Text)

Zusammenfassung

Auf Grund theoretischer Untersuchungen wird gezeigt, welchen Einfluß die Aerosolgrößenverteilung, deren Grensradien und Teilchenzahl auf die Streustrahlung eines Volumens dunsthaltiger Luft und deren Polarisation haben. Dies ermöglicht aus Meßwerten Rückschlüsse auf das Luftaerosol zu ziehen.

Abstract

On the basis of theoretical investigations, the influence of the aerosol size distribution, of the limits of radii, and of the number of particles on the scattered radiation and on the polarization of a hazy air volume is demonstrated.

Comparison of these theoretical results with measured values allows to make some statements about the aerosols in the air.

Die Möglichkeiten, die die elektronischen Rechenmaschinen einerseits, die wesentlich empfindlicheren Meßapparaturen andererseits, heute der Strahlungsforschung bieten, gestatten es, auch von dieser Seite an das Problem der Aerosolforschung heranzutreten.

Im Meteorologisch-Geophysikalischen Institut in Mainz wurden, in Zusammenarbeit mit K. Bullrich, neben direkten Strahlungsmessungen, eingehende theoretische Grundlagen geschaffen, damit aus dem Vergleich von Theorie und Messung Rückschlüsse auf die Aerosolgrößenverteilung gezogen werden können. Aus einer Vielzahl von rechnerisch aufgestellten Modellen der winkelabhängigen spektralen Streustrahlung eines Luftvolumens wird dasjenige herausgezogen, das sich möglichst gut mit einer vorliegenden Messung deckt. Die für das Modell vorgegebene Aerosolgrößenverteilung kann dann als die im Augenblick vorliegende angenommen werden. Es müssen dazu aber mehrere Bestimmungsstücke festgelegt werden, weil zahlreiche Parameter das Ergebnis bestimmen.

Theoretische Grundlagen

Hierzu sei erst ein kurzer Überblick über die theoretischen Grundlagen gegeben, die ausführlich in (1) und (2) nachgelesen werden können.

Es wird dabei als bekannt vorausgesetzt, daß sich die winkelabhängige Streustrahlung aus der von den Molekülen herrührenden (Rayleighstreuung) und der durch das Aerosol bewirkten zusammensetzt. Mit der letztgenannten, der Dunststreuung, werden wir uns hier befassen. Die theoretische Berechnung der Streustrahlung, d. h. ihre Intensität und deren Polarisation, fußt auf der Mie'schen Theorie (3), die bereits im Jahre 1908 aufgestellt wurde. Sie konnte aber erst in den letzten Jahren völlig ausgeschöpft werden, denn erst unter Verwendung von elektronischen Rechenmaschinen war es möglich, die dazu notwendigen umfangreichen Rechnungen auszuführen.

Die Theorie gibt uns den Streuquerschnitt $\sigma(\alpha)$ und die beiden Intensitätskomponenten i_1 und i_2 für verschiedene α , dem Parameter, über den der Partikel-

radius in die Berechnungen eingeht. Er ist üblicherweise definiert als $\alpha = 2\pi r/\lambda$, also $r = \alpha\lambda/2\pi$, und verknüpft Partikelradius und Wellenlänge.

Die winkelabhängige Streustrahlung (Streufunction) für ein Streuvolumen ist in der allgemeinen Form

$$I_D(\lambda, \varphi) = \int_r \frac{r^2}{\alpha^2} \cdot i(\alpha, \varphi) \cdot dn(r) \quad [1]$$

wobei I_D die Streufunktion für Dunst, r der Teilchenradius, i die aus der Mie'schen Theorie abgeleiteten Streuintensitäten einzelner Kügelchen und $dn(r)$ der Ansatz über die Aerosolgrößenverteilung ist.

Wir führen für $dn(r)$ die von Chr. Junge gefundene mittlere Aerosolgrößenverteilung ein (4) und haben nach Einsetzen und Umformung:

$$I_D(\lambda, \varphi) = 0,434 \cdot \frac{c}{2} \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{2-\nu^*} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{i_1 + i_2}{\alpha^{\nu^* + 1}} d\alpha. \quad [2]$$

Hierbei setzt sich die Streufunktion zusammen aus:

1) dem Ausdruck $0,434 \cdot \frac{c}{2} \cdot \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{2-\nu^*}$, in den die Exponention eingeht, und 2) dem der Intensitäten, den wir wegen seiner Winkelabhängigkeit als Winkelfunktion bezeichnen:

$$\eta = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{i_1 + i_2}{\alpha^{\nu^* + 1}} d\alpha.$$

Hierin ist ν^* der Exponent in der Aerosolgrößenverteilung, den wir zwischen 2,5 und 4,0 variiert haben (Abb. 1). Ein kleiner Wert von ν^* besagt, daß die Neigung

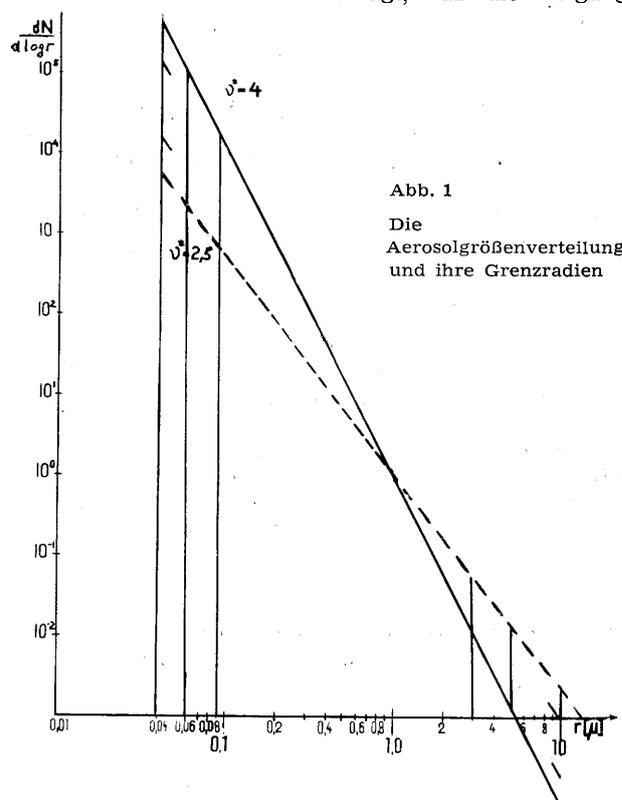


Abb. 1
Die
Aerosolgrößenverteilung
und ihre Grensradien

der, die Potenzverteilung darstellenden, Geraden gering ist, wir also relativ viele große und wenig kleine Teilchen haben. Bei großem ν^* ist die Anzahl der kleinen Teilchen relativ groß, die der großen klein. c ist eine Größe, die den Grad der Trübung bei festem ν^* beschreibt, denn sie hängt von der Anzahl der Teilchen ab. Sie gibt den Betrag der Anzahl der Teilchen von einem bestimmten Radius an, also

$$|c| = |N(r) \cdot r^{\nu^*}|.$$

Extinktion

Es gilt, unter Annahme einer Potenzverteilung (1), für die Extinktion durch Dunst allein:

$$k_D = 0,434 \cdot c \cdot \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{2-\nu^*} \cdot \pi \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\kappa(\alpha)}{\alpha^{\nu^*-1}} d\alpha \quad [3]$$

wo $\kappa(\alpha)$ der Streuquerschnitt ist.

Wir können also für die Streufunktion schreiben:

$$I_D = k_D \cdot \left[2\pi \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\kappa(\alpha)}{\alpha^{\nu^*-1}} d\alpha \right]^{-1} \cdot \eta \quad [4]$$

Wie wir sehen, ist die Extinktion [3] nur von der Trübung, der Wellenlänge und dem Exponenten ν^* der Potenzverteilung abhängig, vorausgesetzt, daß wir eine unendlich ausgedehnte Aerosolverteilung vorgeben.

Ist $\nu^* = 3,0$, was in der unteren Atmosphäre im Mittel der Fall ist, so erhalten wir einen Wellenlängenexponenten in [3] von -1 . Bekanntlich ergaben verschiedene Messungen Werte zwischen -1 bis $-1,5$. Für reine Luft beträgt dieser Exponent -4 .

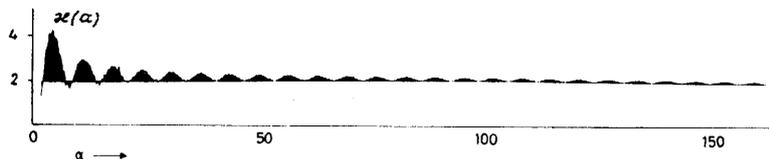


Abb. 2

Der Streuquerschnitt $\kappa(\alpha)$ in Abhängigkeit von $\alpha = 2\pi r/\lambda$

Aus [2] ersieht man leicht den Einfluß der Neigung der die Aerosolverteilung in doppellogarithmischem Maßstab darstellenden Geraden, also der Teilchenanzahl, wie auch der Grenzzadien, auf die Größe dieser Winkelfunktion.

Wie wir in Abb. 3 sehen, ist die Winkelfunktion bei kleinem ν^* steiler als bei großem ν^* . Aber auch eine Verschiebung der Grenzzadien wirkt sich aus: fehlende große Teilchen vermindern die Vorwärts-, fehlende kleine Teilchen wirken sich auf die Rückwärtsstreuung aus. Außerdem erkennen wir, daß bei der steileren Verteilung die Beeinflussung der Vorwärtsstreuung unwesentlich ist. Dafür ist die Auswirkung der fehlenden kleinen Teilchen auf die Rückwärtsstreuung besonders stark.

Betrachten wir dagegen eine begrenzte Aerosolverteilung, so gehen die Grenzzadien über die Integrationsgrenzen ein, und zwar durch die Beziehung $\alpha = 2\pi r/\lambda$. Da jedoch $\kappa(\alpha)$ nur bei ganz kleinen α negativ ist, sonst den Wert 4 nicht überschreitet und sich für große α langsam auf den Wert 2 einpendelt (Abb. 2), wirkt sich eine Änderung der Grenzzadien der Aerosolverteilung kaum aus und kann bei Betrachtungen einer Potenzverteilung in erster Annäherung vernachlässigt werden. Dies ist allerdings nicht mehr möglich, wenn man für das Aerosol eine Gauß-Verteilung ansetzt.

Das in [2] die Extinktion enthaltende Glied ist aber in jedem Falle unabhängig von der Aerosolgrößenverteilung.

Winkelfunktion

Ganz anders ist die Auswirkung der Änderung der Grenzzadien auf die Winkelfunktion η . Auch hier geht wiederum über die Beziehung $\alpha = 2\pi r/\lambda$ der Teilchenradius in die Integralgrenzen ein. Dies bedeutet also, daß die Teilchenintervalle der Aerosolgrößenverteilung und damit auch die Winkelfunktion η wellenlängenabhängig sind. Dies ermöglicht uns, aus strahlungs-optischen Betrachtungen Rückschlüsse auf die Aerosolgrößenverteilung und deren Grenzzadien zu ziehen.

Wenn wir als „Normalgrößenverteilung“ eine Aerosolgrößenverteilung mit den Grenzzadien $r_1 = 0,04\mu$ und $r_2 = 10\mu$ definieren, ist es nötig, die i_1 - und i_2 -Werte bis zu einem α von der Größe 160 vorliegen zu haben, was bis vor kurzem nicht der Fall war. Jedoch konnten sie inzwischen in Schritten von $\Delta\alpha = 0,2$ in Mainz berechnet werden (5).

Aus Abb. 4 und 5 können wir entnehmen, wie sehr sich die Steilheit der Aerosolgrößenverteilung auf die Wellenlängenabhängigkeit auswirkt. Hier wird die Winkelfunktion bei $\lambda = 1,2\mu$ und $\nu^* = 4,0$ am flachsten.

Die gestrichelten Linien zeigen, wie gut sich die Meßergebnisse von Mainz in diese Modellrechnungen einpassen.

Streufunktion und Sichtweite

Wie wir in (1) ausführlich gezeigt haben, ist es möglich, den Ausdruck der Extinktion durch die Sichtweite zu ersetzen, die hier ein physikalisch gleichwertiges Maß für die Extinktion darstellt. Es wurde dazu die Koschmiedersche Sichtformel, die auf die Wellenlänge $\lambda = 0,55\mu$ bezogen wird, verwendet. Die Streufunktion [4] nimmt dann folgende Form an:

$$I_D(\lambda, \varphi) = \left[\frac{3,91}{S(0,55\mu)} - 0,0125 \right] \left(\frac{0,55 \cdot 10^{-4}}{\lambda} \right)^{\nu^*-2} \cdot \left[2\pi \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\kappa(0,55\mu)}{\alpha^{\nu^*-1}} d\alpha \right]^{-1} \cdot \eta \quad [5]$$

Es ist also möglich, die Streufunktion für verschiedene Sichtweiten zu berechnen und sie über ihre beiden Variablen φ und λ in Isolethenform aufzutragen. Die Winkelabhängigkeit geht hierbei nur über η ein, wellenlängenabhängig sind jedoch sowohl Extinktion als auch η , denn hier führt die Änderung der Grenzzadien, wie wir bereits sahen, zu einer Wellenlängenabhängigkeit.

Isolethendarstellung der Streufunktion

Abb. 6 stellt die Streufunktion einer Rayleighatmosphäre dar, die um $\varphi = 90^\circ$ symmetrisch ist. Aus dem

fast horizontalen Verlauf der Isolethen erkennen wir die große Wellenlängenabhängigkeit der Streufunktion.

In der Darstellung der Streufunktion bei flacher Aerosolgrößenverteilung, also $\nu^* = 2,5$, (Abb. 7), erkennt man die große Vorwärts- wie auch Rückwärtsstreuung an der starken Drängung der Isolethen. Die Wellenlängenabhängigkeit ist nicht groß, was wir aus dem fast senkrechten Verlauf der Isolinen entnehmen können. Der Verlauf der Isolethen ist bei den 4 verschiedenen Sichtweiten derselbe, nur der absolute Betrag ändert sich. Dies läßt sich aus der Formel [2] leicht erkennen, denn bei Änderung der Trübung ändert sich

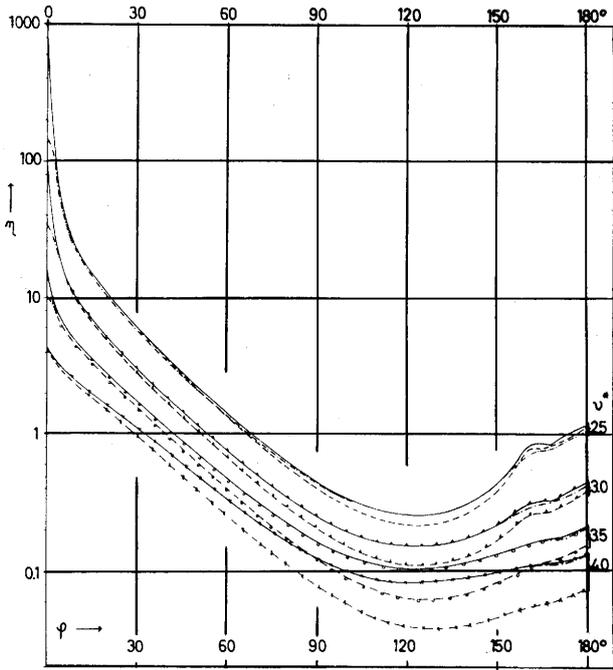


Abb. 3
Winkelfunktion η in Abhängigkeit vom Streuwinkel φ bei der Wellenlänge $\lambda = 0,4 \mu$ für verschiedene Aerosolgrößenverteilungen und Grenzzustände.
— Normalgrößenverteilung, — — — $r_1 = 0,08 \mu$,
- - - - $r_2 = 3 \mu$

nur die Größe c um einen konstanten Faktor. Die Intensität nimmt also mit abnehmender Sicht, d. h. zunehmender Teilchenzahl, zu. Aus der Darstellung für eine steile Aerosolgrößenverteilung, $\nu^* = 4,0$ (Abb. 8) ersehen wir, daß Vorwärts- und Rückwärtsstreuung weniger ausgeprägt sind, die Wellenlängenabhängigkeit aber gegenüber $\nu^* = 2,5$ stark zugenommen hat, denn die Isoplethen haben einen wesentlich flacheren Verlauf.

Bei der Dunststreuung liegt das Intensitätsminimum, im Gegensatz zur Rayleighstreuung, bei $\varphi = 120-130^\circ$, sie hat also keine symmetrische Anordnung.

Finden wir also bei Messungen Streufunktionen, die steil sind und eine geringe Wellenlängenabhängigkeit haben, so dürfen wir daraus schließen, daß eine flache Aerosolgrößenverteilung vorliegt. Ist dagegen die Streufunktion flach und die Wellenlängenabhängigkeit groß, so haben wir es mit einer steilen Aerosolgrößenverteilung zu tun.

Polarisation

Ein noch empfindlicheres Maß für die Aerosolgrößenverteilung ist der Polarisationsgrad der gestreuten Strahlung. Er ist definiert (6) als

$$P = \frac{I_{D1} - I_{D2}}{I_{D1} + I_{D2}} \cdot 100 \text{ [\%]} \quad [6]$$

Ersetzen wir hier $I_D(\lambda, \varphi)$ durch [2], so ergibt sich die Polarisation eines Streuvolumens dunstiger Luft zu

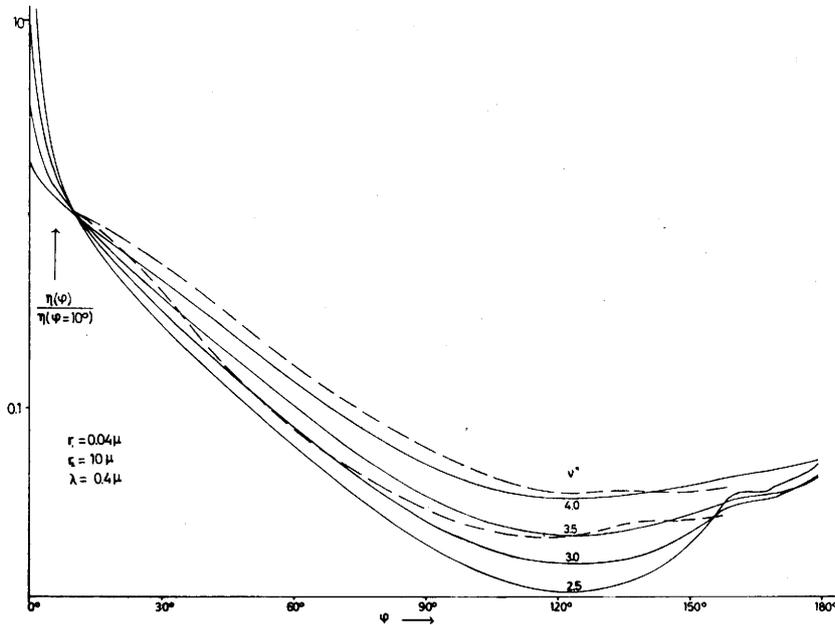


Abb. 4
Winkelfunktion η in Abhängigkeit vom Streuwinkel φ bei $\lambda = 0,4 \mu$ bei einer Normalgrößenverteilung. Dazu — — — gemessene Werte

$$P = \frac{\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{i_1 - i_2}{\nu^* + 1} d\alpha}{\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{i_1 + i_2}{\nu^* + 1} d\alpha} \cdot 100 \text{ [\%]} \quad [7]$$

wo i_1 und i_2 die senkrecht aufeinanderstehenden Intensitätskomponenten aus der Mie'schen Theorie sind.

In Abb. 9 und 10 wurde der Polarisationsgrad in % für eine Normalgrößenverteilung ($r_1 = 0,04\mu$, $r_2 = 10\mu$)

über seine beiden Variablen: Streuwinkel φ und Wellenlänge λ in Isoplethenform dargestellt. Abb. 9 zeigt, daß bei flacher Aerosolgrößenverteilung, also $\nu^* = 2,5$, das Maximum der Polarisation, das bei $\varphi = 100^\circ$ liegt, recht klein ist und bei keiner Wellenlänge 10% übersteigt. Aus dem senkrechten Verlauf der Isoplethen entnehmen wir, daß fast keine Wellenlängenabhängigkeit vorhanden ist.

Wird dagegen die Aerosolgrößenverteilung steil, ist $\nu^* = 4,0$, so nimmt der Polarisationsgrad in seinem Maximum bei $\varphi = 100^\circ$ wesentlich höhere Werte an,

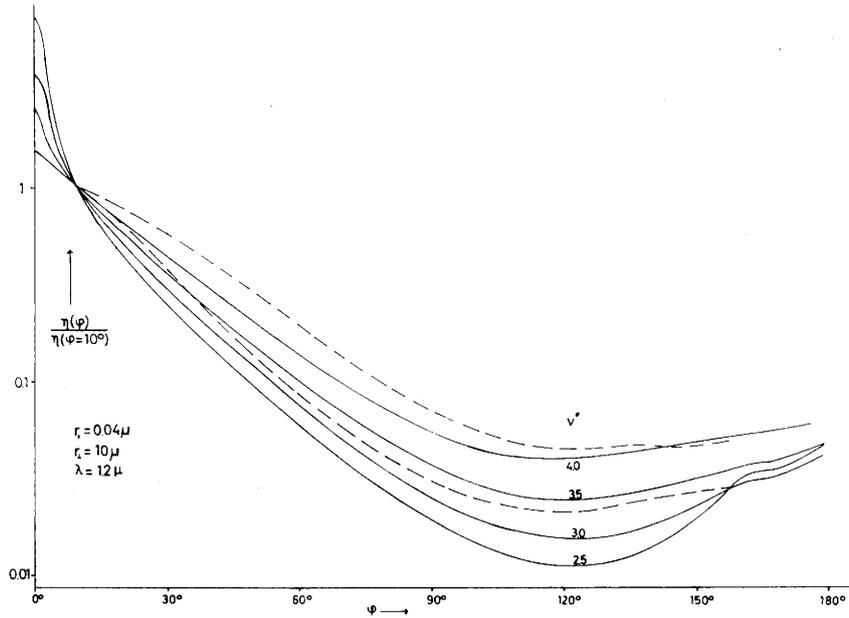


Abb. 5
Winkelfunktion η in Abhängigkeit vom Streuwinkel φ bei $\lambda = 1,2 \mu$ bei einer Normalgrößenverteilung. Dazu — — — gemessene Werte

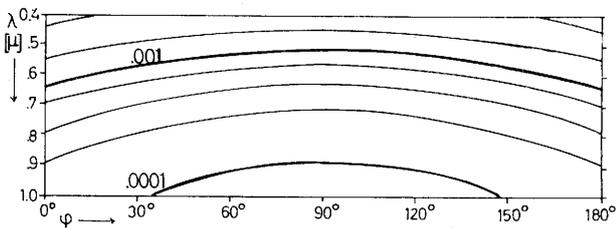


Abb. 6
Streufunktion einer Rayleighatmosphäre aufgetragen über Streuwinkel φ und Wellenlänge λ

Wie wir in Abb. 10 sehen, überschreitet er 55%. Es tritt auch eine gewisse Wellenlängenabhängigkeit ein, und zwar wird die Polarisation mit zunehmender Wellenlänge größer.

Hohe Polarisationswerte deuten demnach auf eine steile, niedere auf eine flache Aerosolgrößenverteilung hin. Messungen, die bei Sichtweiten kleiner als 1 km ausgeführt wurden, können mit diesen theoretischen Werten einer reinen Dunstatmosphäre verglichen werden, denn der Anteil der Rayleighatmosphäre ist hier so verschwindend klein, daß er vernachlässigt werden kann. Werden Messungen bei größerer Sichtweite ausgeführt, so kann rechnerisch die alleinige Dunstpolarisation bestimmt werden. Der Anteil der Rayleighstreuung an der Polarisation ist bekannt und kann daher berücksichtigt werden. Es sei aber betont, daß es sich hier nicht um ein rein additives Glied handelt. Aus der Theorie (6) ergibt sich, daß hier die Formel gilt:

$$P_D = \frac{P(I_R + I_D) - P_R I_R}{I_D} \quad [8]$$

Bei der Polarisation wirkt sich eine Verschiebung des unteren Grenzradius nach etwas größeren Teilchen ($r_1 = 0,08 \mu$) hin sehr stark aus. In Abb. 11 sehen wir, für $\nu^* = 2,5$, daß die Maximalpolarisation von den 10% bei der Normalverteilung bei kurzer Wellenlänge auf 5% zurückgeht. Auf die große Wellenlänge wirkt sich die Verschiebung der Grenzradien nicht aus. Daher tritt jetzt auch eine Wellenlängenabhängigkeit ein, die es im Falle der Normalgrößenverteilung nicht gab: mit

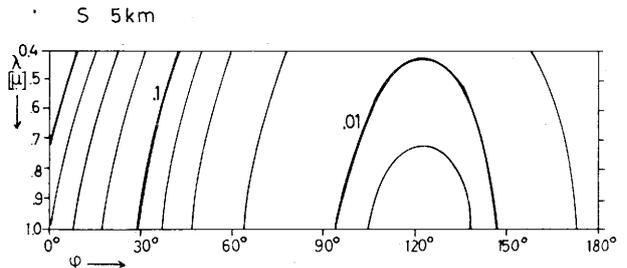
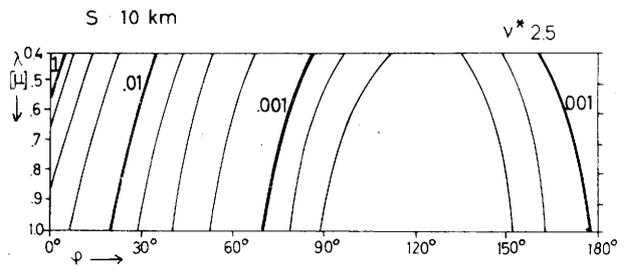
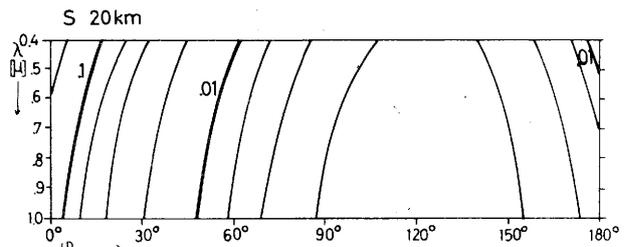
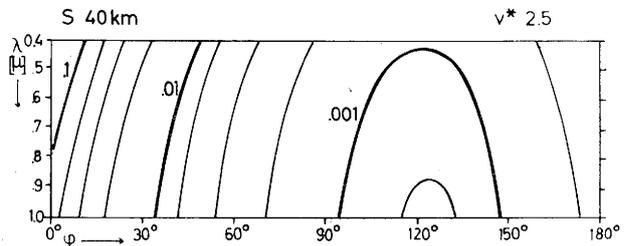


Abb. 7
Streufunktion eines Volumens dunstiger Luft bei $\nu^* = 2,5$ aufgetragen über Streuwinkel φ und Wellenlänge λ für 4 verschiedene Sichtweiten (Normalgrößenverteilung)

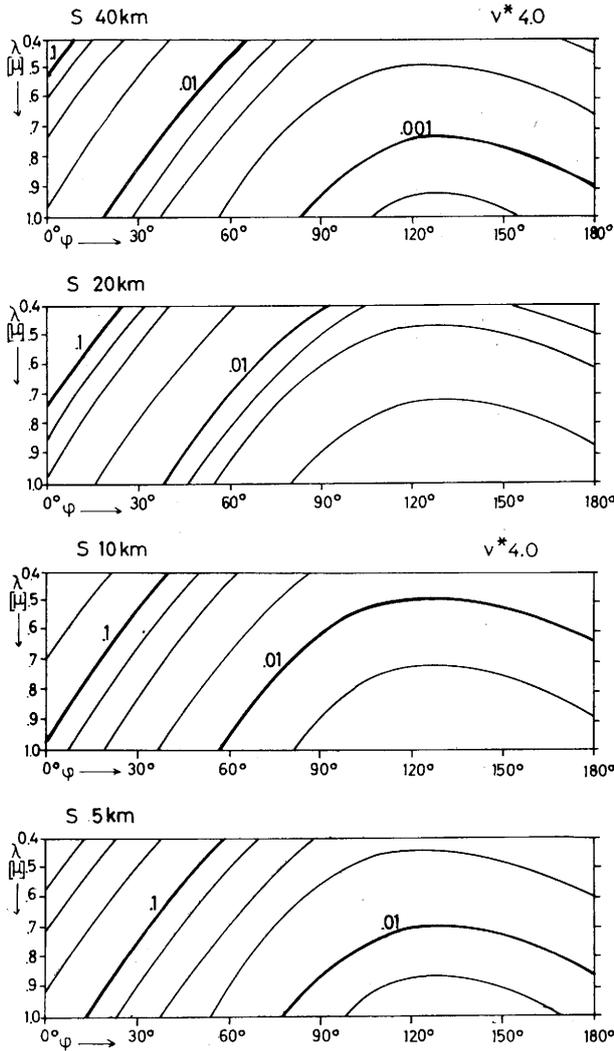


Abb. 8
Streuungsfunktion eines Volumens dunstiger Luft bei $\nu^* = 4,0$ aufgetragen über Streuwinkel φ und Wellenlänge λ für 4 verschiedene Sichtweiten (Normalgrößenverteilung)

zunehmender Wellenlänge wird die Polarisierung größer. Bei einer steilen Aerosolgrößenverteilung, $\nu^* = 4,0$, tritt der Einfluß des Fehlens kleiner Teilchen auf den Polarisationsgrad noch viel deutlicher hervor (Abb. 12). Die Depolarisation bei kleiner Wellenlänge beträgt über 20%, bei großem λ ist sie nicht vorhanden. Somit verstärkt sich die Wellenlängenabhängigkeit des Polarisationsgrades wesentlich, wie wir aus der Neigung der Isolethen erkennen. Sie ist besonders stark zwischen $\lambda = 0,4 - 0,7 \mu$.

Durch Messungen der Polarisierung können also sehr eingehende Hinweise über die Aerosolverteilung in der Atmosphäre erhalten werden. Hierzu vergleicht man wiederum die Meßergebnisse mit den errechneten Modellen. Da die Polarisierung gegenüber Änderungen in der Aerosolgrößenverteilung und deren Abbruchstellen sehr empfindlich ist, kann man den Charakter der vorliegenden Dunstatmosphäre bestimmen. Als Beispiel zweier Meßergebnisse in Isolethendarstellung sei Abb. 13 gegeben. Sie gelten für eine reine Dunstatmosphäre.

Abb. 14a-c zeigen uns die Wellenlängenabhängigkeit der Maximalpolarisation ($\varphi = 100^\circ$) als Funktion von ν^* . Wir finden, was wir bereits aus Abb. 9 und 10 ersehen konnten, daß sie bei einer Normalgrößenverteilung kaum vorhanden ist (Abb. 14a). Fehlen große Teilchen, liegt also r_2 bei 3μ (Abb. 14b), so tritt gegenüber dem Fall der Normalgrößenverteilung keine Änderung ein. Verschiebt sich aber der untere Grenzwinkel etwas zu größeren Teilchen hin ($\tau_1 = 0,08 \mu$), so haben wir einen sich mit der Wellenlänge sehr deutlich ändernden Polarisationsgrad, besonders im Bereich $\lambda = 0,4$ bis $0,7 \mu$ (Abb. 14c). Mit wachsendem ν^* nimmt die Wellenlängenabhängigkeit zu.

Um den Einfluß der Aerosolgrößenverteilung auf die Polarisationsfunktion klar zu erfassen, wurde in Abb. 15 der Polarisationsgrad über den Streuwinkel φ und die Aerosolgrößenverteilung ν^* für eine feste Wellenlänge ($\lambda = 0,4 \mu$) aufgetragen. Man sieht, daß mit zunehmendem ν^* die Polarisation stark anwächst und ihr Maximum stets bei ungefähr $\varphi = 100^\circ$ liegt. Gleichzeitig verschiebt sich die negative Polarisation nach größeren Streuwinkeln hin, ihr Betrag nimmt ab. Dies gilt sowohl für die Normalgrößenverteilung (Abb. 15a) als auch für den Fall fehlender großer Teilchen (Abb. 15b). Ferner erkennen wir, daß sich bei kleinem ν^* im

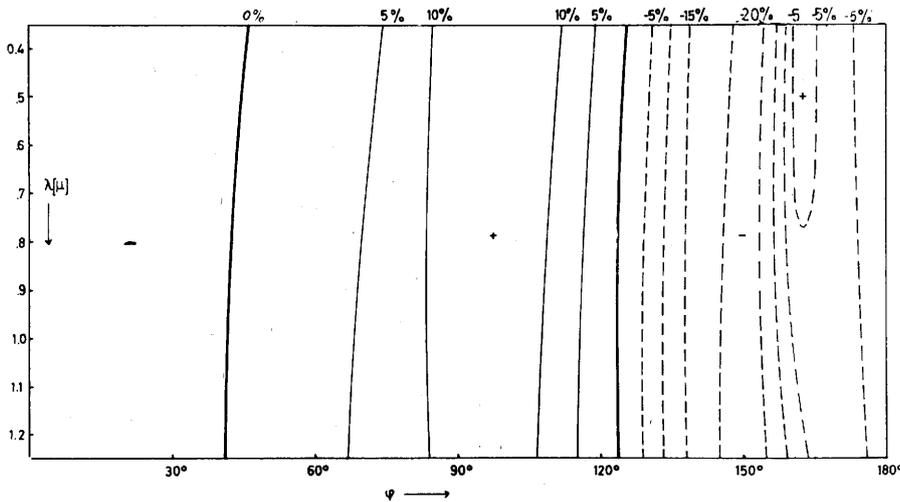


Abb. 9
Polarisationsfunktion eines Volumens dunstiger Luft bei $\nu^* = 2,5$ aufgetragen über Streuwinkel φ und Wellenlänge λ für eine Normalgrößenverteilung

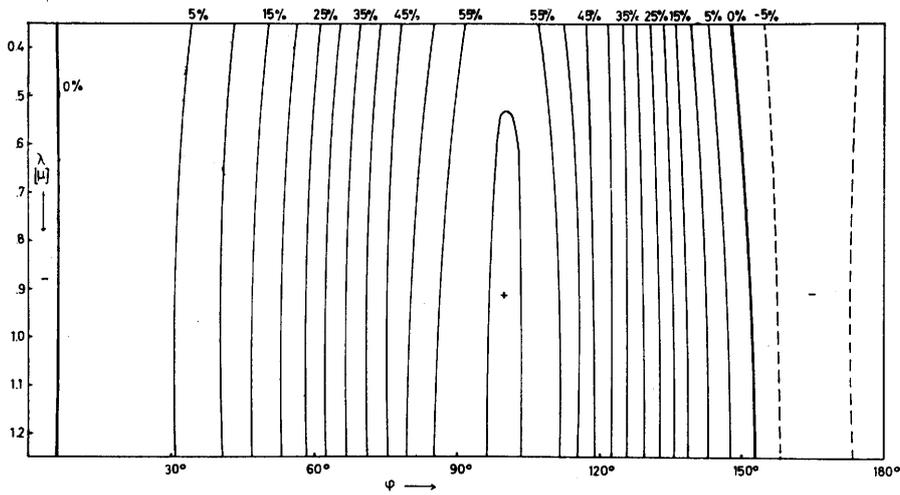


Abb. 10
Polarisationsfunktion eines Volumens dunstiger Luft bei $\nu^* = 4,0$ aufgetragen über Streuwinkel φ und Wellenlänge λ für eine Normalgrößenverteilung

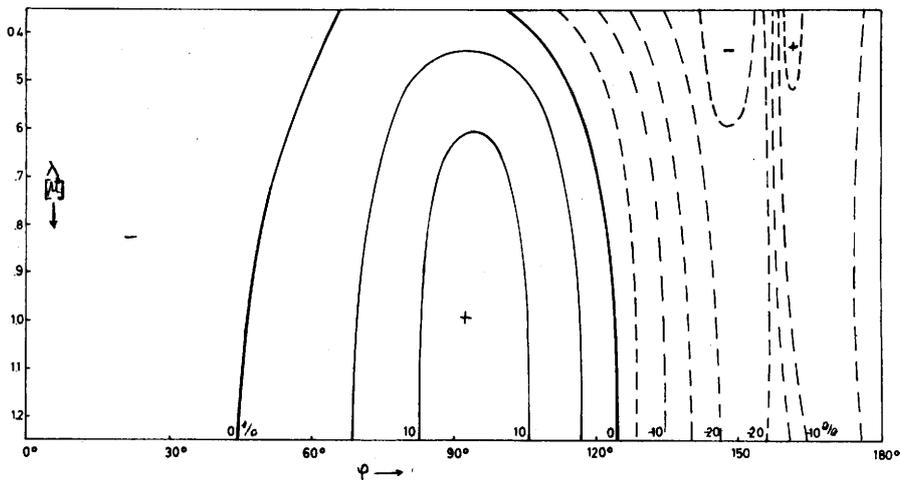


Abb. 11
Polarisationsfunktion eines Volumens dunstiger Luft bei $\nu^* = 2,5$ aufgetragen über Streuwinkel φ und Wellenlänge λ für eine Größenverteilung mit den Grenzwerten $r_1 = 0,08 \mu$ und $r_2 = 10 \mu$

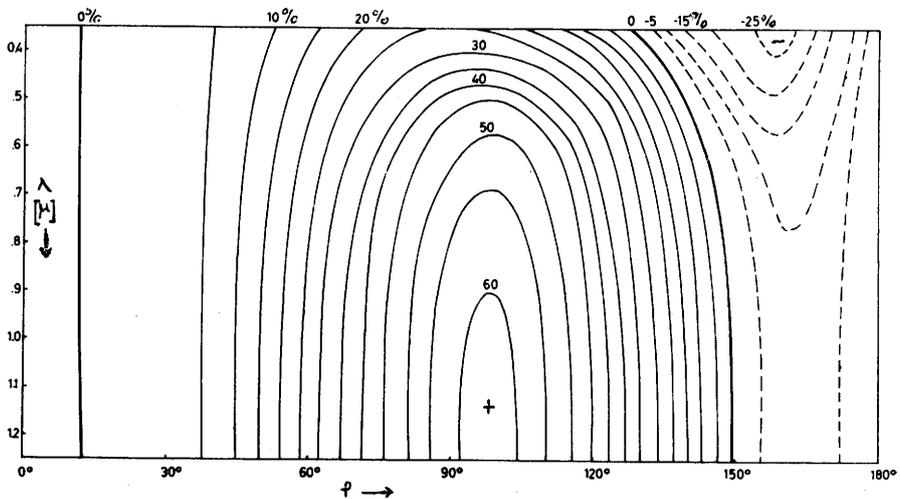


Abb. 12
Polarisationsfunktion eines Volumens dunstiger Luft bei $\nu^* = 4,0$ aufgetragen über Streuwinkel φ und Wellenlänge λ für eine Größenverteilung mit den Grenzwerten $r_1 = 0,08 \mu$ und $r_2 = 10 \mu$

Streubereich $\psi \sim 160^\circ$ die vorhandene höhere Anzahl der großen Teilchen auswirkt. Die hier bemerkbare Unregelmäßigkeit des Polarisationsgrades wird durch sekundäre Maxima der zugehörigen Winkelfunktion bei großen Streuwinkeln verursacht (7).

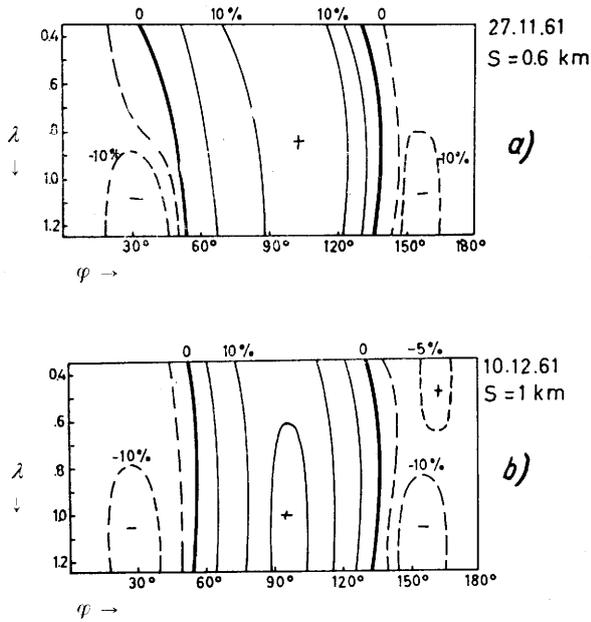


Abb. 13
Gemessene Polarisationsfunktion dunstiger Luft aufgetragen über Streuwinkel φ und Wellenlänge λ
a) Mainz am 27. 11. 1961, b) Mainz am 10. 12. 1961

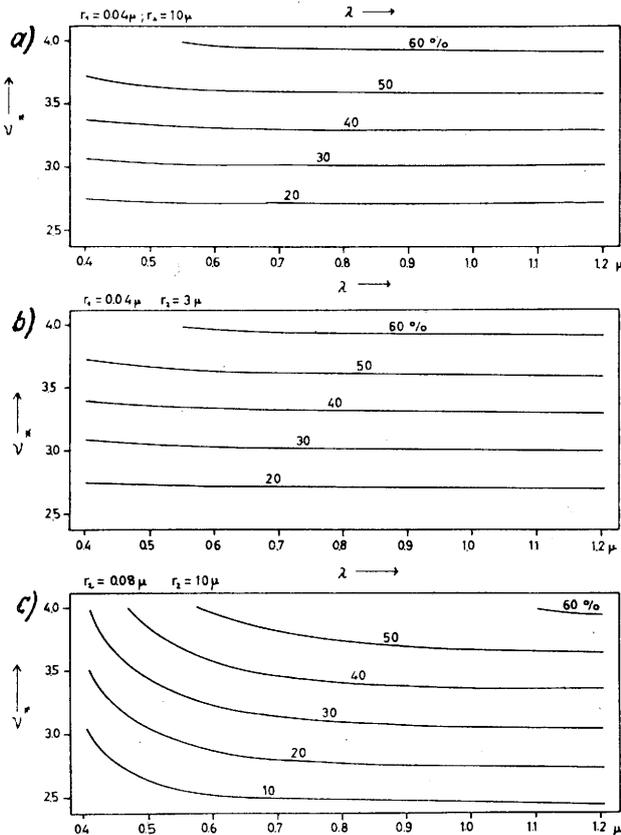


Abb. 14
Maximalpolarisation ($\varphi = 100^\circ$) eines Volumens dunstiger Luft in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ und dem Exponenten der Aerosolgrößenverteilung ν^*
a) Normalgrößenverteilung, b) $r_1 = 0,04 \mu$, $r_2 = 3 \mu$,
c) $r_1 = 0,08 \mu$, $r_2 = 10 \mu$

Das Fehlen kleiner Teilchen bewirkt einen wesentlich anderen Polarisationsgrad als im Falle einer „Normalgrößenverteilung“ (Abb. 15c). Er ist kleiner, wie wir bereits früher an Abb. 12 erkennen konnten, und zwar mit anwachsendem ν^* in zunehmendem Maße. Auch verlagert sich das Polarisationsmaximum etwas mehr nach kleineren Streuwinkel ($\varphi \sim 95^\circ$). Wie uns Abb. 14a und b zeigten, ist bei einer Normalgrößenverteilung wie auch beim Fehlen großer Teilchen keine Wellenlängenabhängigkeit der Polarisation vorhanden. Somit haben Abb. 15a und b für alle Wellenlängen Gültigkeit, Abb. 15c dagegen gilt nur für die vorgegebene Wellenlänge ($\lambda = 0,4 \mu$). Mit wachsender Wellenlänge ähnelt die Verteilung des Polarisationsgrades immer mehr derjenigen von Abb. 15a.

Schlussfolgerungen

Zur Feststellung der Aerosolgrößenverteilung und deren Grensradien ist es erforderlich, die Streufunktion und die Polarisationsfunktion eines Streuvolumens dunstiger Luft in mehreren Wellenlängenbereichen zu bestimmen.

Die Aerosolgrößenverteilung ergibt sich aus

- 1) der Streufunktion. Sie ist
 - a) bei kleinem ν^* steil und wenig wellenlängenabhängig
 - b) bei großem ν^* flach und stark wellenlängenabhängig
- 2) der Polarisationsfunktion. Sie hat
 - a) bei kleinem ν^* geringe Werte und geringe Wellenlängenabhängigkeit
 - b) bei großem ν^* hohe Werte und starke Wellenlängenabhängigkeit.

Die Änderung der Grensradien beeinflusst

- 1) die Streufunktion

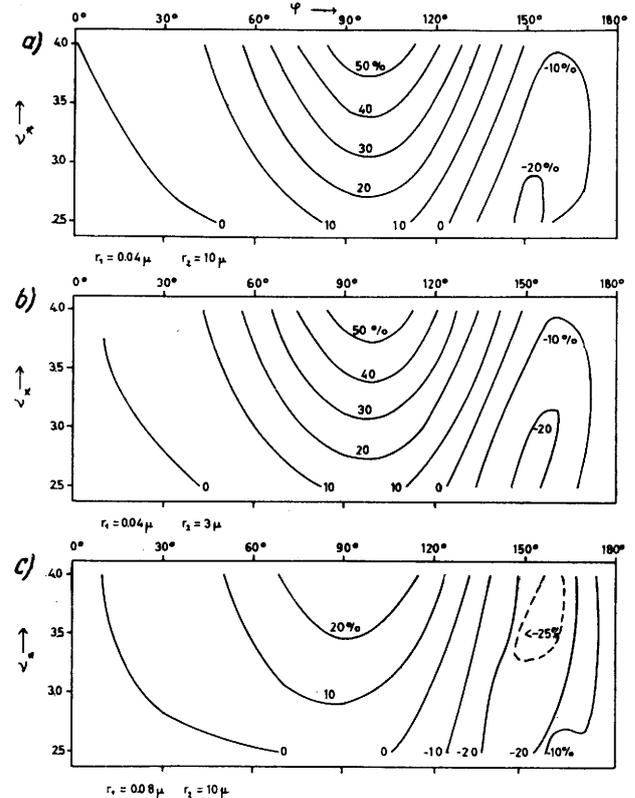


Abb. 15
Polarisationsgrad eines Volumens dunstiger Luft bei der Wellenlänge $\lambda = 0,4 \mu$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel φ und dem Exponenten der Aerosolgrößenverteilung
a) Normalgrößenverteilung, b) $r_1 = 0,04 \mu$, $r_2 = 3 \mu$,
c) $r_1 = 0,08 \mu$, $r_2 = 10 \mu$

- a) Fehlende kleine Teilchen vermindern die Streuung bei großen Streuwinkeln, also besonders die Rückwärtsstreuung,
 - b) fehlende große Teilchen setzen die Vorwärtsstreuung herab.
- 2) die Polarisation
- a) bei fehlenden kleinen Teilchen tritt eine starke Wellenlängenabhängigkeit, besonders im kurzen Wellenlängenbereich (bis $\lambda = 0,7 \mu$) ein,
 - b) das Fehlen großer Teilchen wirkt sich nicht auf die Polarisation aus.

Wir sehen, daß eine Verschiebung des oberen Grenzdiameter auf optischem Wege schwerer zu erfassen ist als die des unteren Diameter. Hierzu sind sehr genaue Messungen der Streufunktion im kleinen Streuwinkelbereich erforderlich, was meßtechnisch bisher allerlei Schwierigkeiten bereitet.

Zur Erfassung des unteren Grenzdiameter genügt es festzustellen, ob die Steilheit der Streufunktion gegenüber einer Normalverteilung eine Änderung erfahren hat und ob, besonders im kurzwelligeren Wellenlängenbereich, eine Wellenlängenabhängigkeit der Polarisationsfunktion eingetreten ist.

Literatur

- (1) de Bary, E. u. Bullrich, K.: Über den Anteil der Rayleigh-Streuung und den Einfluß der Aerosol-

Größenverteilung auf Extinktion und spektrale Intensität der Streustrahlung eines Luftvolumens. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. B 12 (1963) S. 254—277.

- (2) Bullrich, K., de Bary, E., Braun, B. and Eiden, R.: Research on atmospheric optical radiation transmission. Final Rep. Contr. AF 61(052)-325 (1962).
- (3) Mie, G.: Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. Ann. Phys. 4. F. 25 (1908) S. 377—445.
- (4) Junge, C.: Gesetzmäßigkeiten in der Größenverteilung atmosphärischer Aerosole über dem Kontinent. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 35 (1952) S. 261-277.
- (5) Giese, R. H., de Bary, E., Bullrich, K. u. Vinne- mann, C.: Tabellen der Streufunktion $i_1(\varphi)$, $i_2(\varphi)$ und des Streuquerschnittes $K(\alpha, m)$ homogener Kügelchen nach der Mie'schen Theorie. Abh. Dt. Akad. Wiss. Berlin, Kl. Math., Phys. u. Techn. 1961 Nr. 6.
- (6) de Bary, E. u. Bullrich, K.: Der Einfluß der Aerosolgrößenverteilung auf den Polarisationsgrad der gestreuten Strahlung eines Luftvolumens mit Berücksichtigung der Raleigh-Streuung. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. B (im Druck).
- (7) Lyot, B.: Recherches sur la polarisation de la lumière des planètes et de quelques substances terrestres. Ann. Obs. Paris-Meudon 8 (1929) fasc. 1.

3.6. Untersuchung über das Auswaschen atmosphärischer Spurenstoffe durch den Niederschlag

von

Hans-Walter Georgii
(mit 7 Abbildungen im Text)

Zusammenfassung

Es wird ein Überblick über den Mechanismus der Inkorporation von Aerosolteilchen und Gasspuren in die Wolken- und Niederschlagelemente gegeben. Aufgrund von Analysen von Wolken- und Regenwasser an Stationen unterschiedlicher Höhenlage sowie anhand der Ergebnisse simultaner Messungen der Konzentration von Spurengasen, der chemischen Zusammensetzung des Aerosols und des Niederschlagswassers wird eine Abschätzung über den Beitrag von "rain-out" und "wash-out" zur Gesamtsurenstoffkonzentration des Regens gegeben. Weiterhin werden laufende Registrierungen der Spurenstoffkonzentration des Regenwassers im Verlauf einzelner Niederschläge besprochen. Die Fluktuationen der Konzentration der Spurenstoffe während des Regens zeigen eine deutliche Abhängigkeit von Regenmenge und Intensität. Wolkenphysikalische Überlegungen ermöglichen eine Deutung dieser Zusammenhänge.

Abstract

The paper gives a survey on the mechanism of the incorporation of aerosol-particles and gaseous traces into cloud- and precipitation elements. An estimation of the contribution of "rain-out" and "wash-out" to the total concentration of chemical constituents in rain is given. This is based on the analysis of the chemical composition of cloud- and rainwater carried out at several locations at different altitude as well as on the results of simultaneous analysis of the chemical composition of aerosols and trace-gases. Continuous records of the trace-substance concentration during individual rainfalls are also discussed. The fluctuation of the concentration of chemical constituents in rainwater is related to the total amount and the intensity of the rainfall. Considerations of the physical properties of the clouds help to explain these results.

Einleitung

Wolken- und Regentropfen sind als Trägerelemente gasförmiger Spurenstoffe und Aerosolteilchen für die Selbstreinigung der Atmosphäre unentbehrlich. Die ständige Zunahme industrieller und radioaktiver Emissionen in die Atmosphäre verleiht der Frage nach dem Mechanismus der Inkorporation dieser Spurenstoffe in die Tröpfchen erhöhte Aktualität.

Dieser Mechanismus ist äußerst kompliziert und komplex und hängt von Teilchengröße und -zahl, von der Löslichkeit der angebotenen chemischen Komponenten und der Möglichkeit ihrer Umsetzung im Tröpfchen ab. Es ist außerdem die teilweise Verdampfung der Tröpfchen beim Fall durch den wolkenfreien Raum als konzentrationserhöhender Faktor zu berücksichtigen. Die Vielfalt der ineinandergreifenden Prozesse macht eine umfassende theoretische Behandlung des Problems unmöglich.

Bei experimentellen Untersuchungen kann eine Trennung folgender Fragen der Klärung des Problems dienlich sein:

- 1) Wie groß ist der Beitrag der gasförmigen Spurenstoffe und der inkorporierten Aerosolteilchen zur Gesamtsurenstoffkonzentration im Niederschlag?
- 2) Wie groß ist der Anteil, den "rain-out", d. h. die Vorgänge während Kondensation und Tropfenwachstum in der Wolke, und der, den "wash-out", d. h. die Vorgänge während des Falles durch den wolkenfreien Raum zur Gesamtsurenstoffkonzentration liefern?

Das Abfangen von Aerosolteilchen durch fallende Regentropfen ist der einzige dieser Prozesse, der von Langmuir (1), Greenfield (2) und Heß (3) in Abhängigkeit von Tropfengröße, Niederschlagsmenge und -intensität sowie Aerosolverteilung theoretisch behandelt wurde.

Grundsätzlich ist zu erwarten, daß die Gesamtsurenstoffkonzentration im Niederschlag

- a) proportional ist der angebotenen Spurenstoffkonzentration, wobei unterschiedliche Anlagerungskoeffizienten zu berücksichtigen sind, und
- b) umgekehrt proportional dem verfügbaren Flüssigwasserangebot, das wiederum von einer Anzahl wolkenphysikalischer Parameter abhängt.

Schließlich ist der Effekt der teilweisen Verdampfung der Tröpfchen als Funktion von Wolkenbasishöhe und relativer Feuchte zu berücksichtigen.

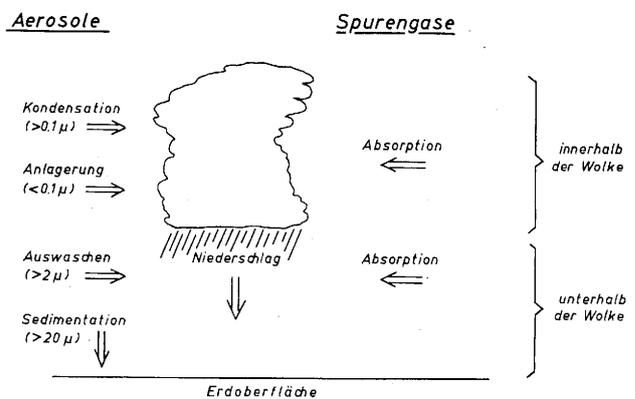


Abb. 1

Schematische Übersicht über die Inkorporation von Aerosolen und Spurengasen in Wolken- und Regentropfen

Abb. 1 zeigt eine schematische Übersicht der verschiedenen Prozesse, die zur Erhöhung der Spurenstoffkonzentration im Niederschlag beitragen, wobei im Falle des Aerosols der Teilchengößenbereich angegeben ist, der für den betreffenden Vorgang besonders wirksam ist. Für den Fall der Gasabsorption im Tröpfchen sind hier nur lösliche Gase interessant, die mit anderen Komponenten reagieren und irreversibel im Tröpfchen

gebunden werden. Dieser Umsetzungsprozeß wurde bisher nur für das wichtige System Ammoniak-Schwefeldioxyd-Wasser untersucht (4).

Der Spurenstoffhaushalt im Niederschlag

In den letzten Monaten wurden vom Verfasser gleichzeitig chemische Analysen von Wolkenwasser und Niederschlagswasser an verschiedenen Stationen in unterschiedlicher Höhe durchgeführt. Es handelt sich hierbei um Messungen, die in Frankfurt a. M., auf dem Kleinen Feldberg/Ts. und auf der Zugspitze vorgenommen wurden. Über Einzelheiten dieser Untersuchung wird an anderer Stelle berichtet werden. Es soll hier aufgrund dieser Messungen ein Bild der durchschnittlichen Spurenstoffverteilung in nichtregnenden und regnenden Wolken gezeichnet werden, das eine Übersicht über den Kreislauf der Spurenstoffe in der Wolke vermittelt. (Abb. 2)

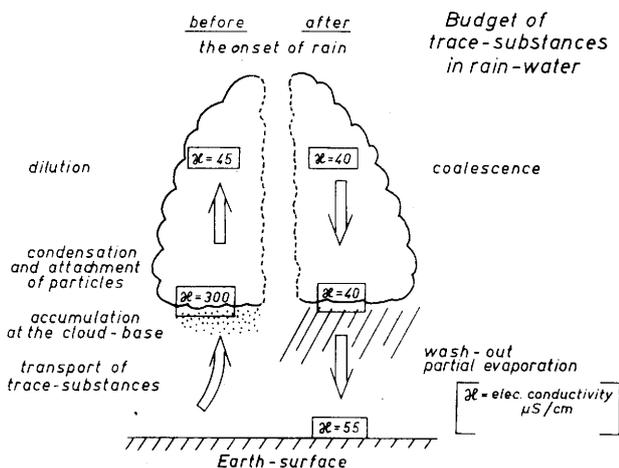


Abb. 2

Übersicht über den Spurenstoffhaushalt in Wolken- und Regenwasser

In der Nähe der Wolkenbasis in 800 m Höhe ist die Spurenstoffkonzentration im Wolkenwasser sehr hoch. (In Abb. 2 sind Mittelwerte der elektrischen Leitfähigkeit des Wolken- und Regenwassers als Maß des Gesamtspeurenstoffgehaltes eingetragen). Die hohe Leitfähigkeit wird bedingt durch das hohe Angebot von Spurenstoffen in Höhe der Wolkenbasis und den geringen Flüssigwassergehalt der Wolke in der Nähe der Basis. Mit zunehmender Höhe nimmt die Spurenstoffkonzentration im Wolkenwasser ab. Sie beträgt in 3000 m Höhe noch rund 15% der in 800 m Höhe gefundenen Werte. Diese Verdünnung wird erklärt durch die Zunahme des Flüssigwassergehaltes der Wolke mit zunehmender Höhe und das Fehlen eines weiteren Angebots an Spurenstoffen.

Die Spurenstoffkonzentration des Regenwassers an der gleichen Station in 3000 m Höhe entspricht der des Wolkenwassers. Beim Fall der Regentropfen durch die Wolke steigt die Spurenstoffkonzentration nicht weiter an. Erst beim Fall der Regentropfen durch den wolkenfreien Raum unterhalb der Basis erhöht sich die Spurenstoffkonzentration im Regen durch "wash-out" sowie durch das teilweise Verdampfen der Tröpfchen. Diese Erhöhung der Spurenstoffkonzentration beträgt im Mittel aller untersuchten Fälle 40—50%.

Die in Abb. 2 wiedergegebene Übersicht zeigt, daß etwa $\frac{2}{3}$ der im Regenwasser angetroffenen Spurenstoffe in der Wolke inkorporiert werden und $\frac{1}{3}$ der Gesamtkonzentration auf Prozesse zurückzuführen ist, die unterhalb der Wolkenbasis wirksam sind. Dieses Verhältnis ist naturgemäß großen Schwankungen unterworfen. Wie eingehende Untersuchungen gezeigt haben, ist es in starkem Maße von der Niederschlagsmenge ab-

hängig. Bei Niederschlagsmengen unter 1 mm kann der Anteil der Gesamtspeurenstoffmenge im Niederschlag, der durch "wash-out" und Verdampfungseffekte erklärt werden kann, bis auf 60% ansteigen, bei Niederschlagsmengen über 3 mm dagegen auf 5% bis 25% absinken.

Vergleichende Analysen von Schnee- und Regenfällen, die in Frankfurt a. M. während des Winters 1956/57 vorgenommen wurden, zeigen, daß Schneeflocken die Spurenstoffe besser abfangen als Regentropfen. Während der Wintermonate dürfte der Anlagerungsvorgang in den Wolken sehr ähnlich verlaufen, gleichgültig, ob der Niederschlag als Regen oder als Schnee an der Talstation ankommt, da die Nullgradgrenze häufig unterhalb der Wolkenbasis liegt. Die höhere Spurenstoffkonzentration im Schnee, die Abb. 3 zeigt, ist aufgrund des besseren Auskämmens der Luft unterhalb der Wolkenbasis, durch die langsam fallenden Schneeflocken mit ihrer großen Oberfläche zu erklären.

Über die Bedeutung der gasförmigen Spurenstoffe für die Chemie der Niederschläge sei folgendes ausgeführt:

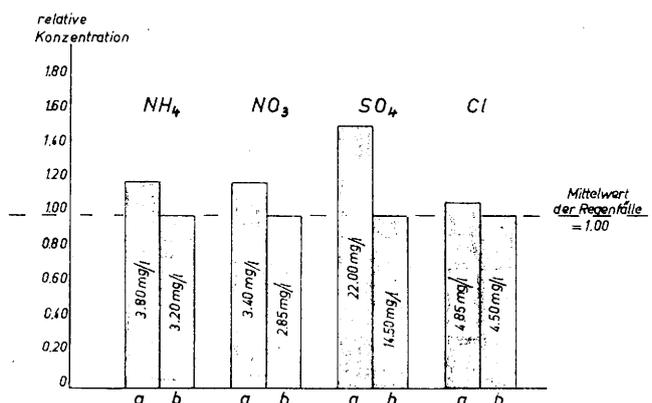


Abb. 3

Verhältnis der Spurenstoffkonzentration von Regen und Schnee in Frankfurt a. M. während des Winterhalbjahres 1956/57. Mittlere Konzentration aus a) 11 Schneefällen, b) 38 Regenfällen

Wie Verfasser in einer früheren Arbeit (5) gezeigt hat, überwiegt in der Troposphäre die Konzentration der gasförmigen Spurenstoffe die der entsprechenden im Aerosol gebundenen Komponenten um den Faktor 5 bis 50. Die Vertikalverteilung der Gase scheint konstanter zu sein als die der Aerosolteilchen, soweit sich Rückschlüsse aus Messungen von Junge in Hawaii (6) und von Georgii und Weber auf der Zugspitze und der Corviglia bei St. Moritz (7) auf die Verhältnisse in der freien Atmosphäre übertragen lassen. Flugzeugaufstiege zur Bestimmung der Vertikalverteilung von Spurengasen wurden erst jetzt begonnen, so daß noch keine repräsentativen Ergebnisse vorliegen. Laboruntersuchungen über die Absorption löslicher Gase in Regenwasser, über die an anderer Stelle berichtet wird (8), weisen in die gleiche Richtung. Die Versuche zeigten, daß beispielsweise NO₂ vom Regenwasser laufend aus der Luft aufgenommen werden kann, bis eine Konzentration von 0,4 bis 0,5 mg/l NO₃ im Regenwasser erreicht ist. Dieser Wert entspricht etwa 25% bis 40% der im Regenwasser insgesamt angetroffenen NO₃-Konzentration. Die NO₂-Konzentration im Regen steigt gleichzeitig nur sehr wenig an, da NO₂ rasch zu NO₃ oxydiert wird.

Der Gang der Spurenstoffkonzentration im Regenwasser während einzelner Niederschläge

Die bisherigen Betrachtungen haben einen Überblick über die Bedeutung der einzelnen Prozesse für die Akkumulation von Spurenstoffen im Niederschlag vermittelt. Es soll nunmehr die Verteilung der Spurenstoffe während des Verlaufs einzelner Niederschläge besprochen werden.

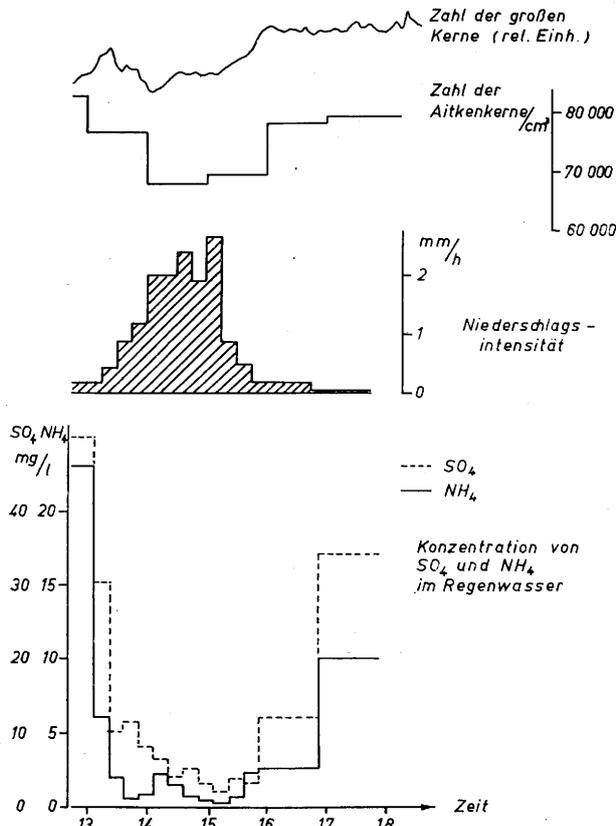


Abb. 4 Einzelanalysen der SO_4 - und NH_4 -Konzentration in einem Warmfrontregen am 25. Februar 1960

Abb. 4 zeigt das Ergebnis von Einzelanalysen der SO_4 - und NH_4 -Konzentration des Regenwassers, die im Verlauf eines Aufgleitregens durchgeführt wurden. Gleichzeitig wurde die Zahl der „großen“ Kerne und der Aitkenkerne mit registrierenden Geräten in der bodennahen Luftschicht gemessen. Die Konzentration der Spurenstoffe im Regen fällt kurz nach Regenbeginn stark ab und erreicht ein Minimum, das mit dem Maximum der Niederschlagsintensität zwischen 15 und 16 Uhr zusammenfällt. Die Konzentration der Aerosolteilchen in der bodennahen Luftschicht wird nur bei größerer Niederschlagsintensität beeinflusst. Erst eine Niederschlagsintensität über 1 mm/h führt zu einer Abnahme der Teilchenzahl. Mit dem Rückgang der Niederschlagsintensität nach 16 Uhr steigt auch die NH_4 - und SO_4 -Konzentration im Regenwasser wieder an und erreicht gegen Ende des Regens Werte, die bei etwa 50% der Anfangskonzentration liegen.

Da die Durchführung zahlreicher Einzelanalysen während des Regens mit einem großen Arbeitsaufwand verbunden ist, sind wir dazu übergegangen, die elektrische Leitfähigkeit des Regenwassers während des Verlaufs einzelner Niederschläge zu registrieren, um auf diese Weise ein getreues Bild des Gesamtsalzgehaltes des Regenwassers und dessen Fluktuationen zu gewinnen. Durch gründliche Vergleichsmessungen war sichergestellt worden, daß zwischen der elektrischen Leitfähigkeit des Regenwassers und den bisher von uns analysierten Komponenten eine stramme Korrelation besteht, so daß die Leitfähigkeit als guter Indikator für die Spurenstoffkonzentration im Regen angesehen werden kann. Über Einzelheiten der Meßmethode und Ergebnisse der Vergleichsmessungen wurde von H. W. Georgii und E. Weber (9) früher berichtet.

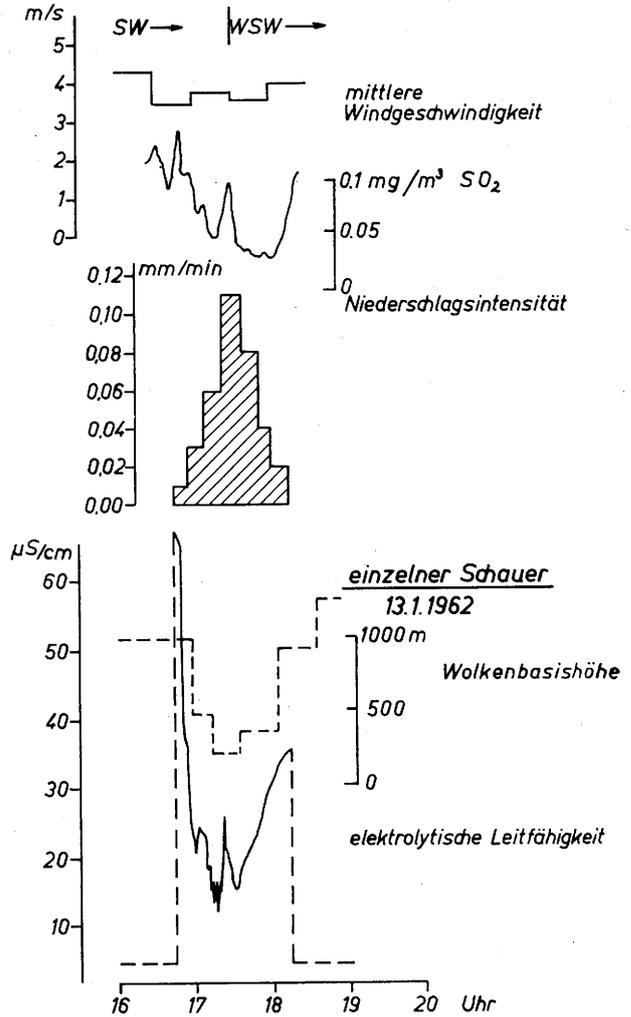


Abb. 5 Verlauf der Spurenstoffkonzentration im Regenwasser während eines Schauers

Abb. 5 zeigt den Verlauf der elektrischen Leitfähigkeit während eines einzelnen Schauers. Dieser Fall zeigt besonders deutlich, daß sich die Spurenstoffkonzentration während des Niederschlags umgekehrt proportional zur Intensität des Regens verhält. In Abb. 5 wurde die Änderung der Wolkenbasishöhe während des Verlaufs des Schauers ebenfalls eingetragen. Man erkennt gegen Ende des Schauers ein deutliches Anheben der Wolkenbasis. Diese Beobachtungen wurden uns freundlicherweise von der Frankfurter Flugwetterwarte zur Einsichtnahme überlassen. Das „Nullniveau“ wird durch die Leitfähigkeit von destilliertem Wasser bestimmt, mit dem die Meßzelle in der regenfreien Zeit gefüllt ist. Sie liegt in der Größenordnung von 5 $\mu S/cm$.

Abb. 6 zeigt den Verlauf der Spurenstoffkonzentration in einem Frontalregen. Die Leitfähigkeit fällt zu Beginn des Regens ab und bleibt dann mit verhältnismäßig geringen Schwankungen während des weiteren Verlaufs des Regens konstant, ein Vorgang, den man bei gleichmäßigem Landregen häufig feststellen kann. In der gleichen Abbildung ist die Registrierung der Schwefeldioxydkonzentration der Luft mit eingetragen. Sie fällt unter heftigen Schwankungen ebenfalls nach Einsetzen des Regens von Spitzenwerten von etwa 0,6 mg/m^3 SO_2 auf 0,2 mg/m^3 ab. Es ist jedoch bemerkenswert, daß die SO_2 -Konzentration in der kurzen regenfreien Periode zwischen 16 Uhr und 17 Uhr bereits wieder auf Werte über 0,3 mg/m^3 ansteigt, um nach er-

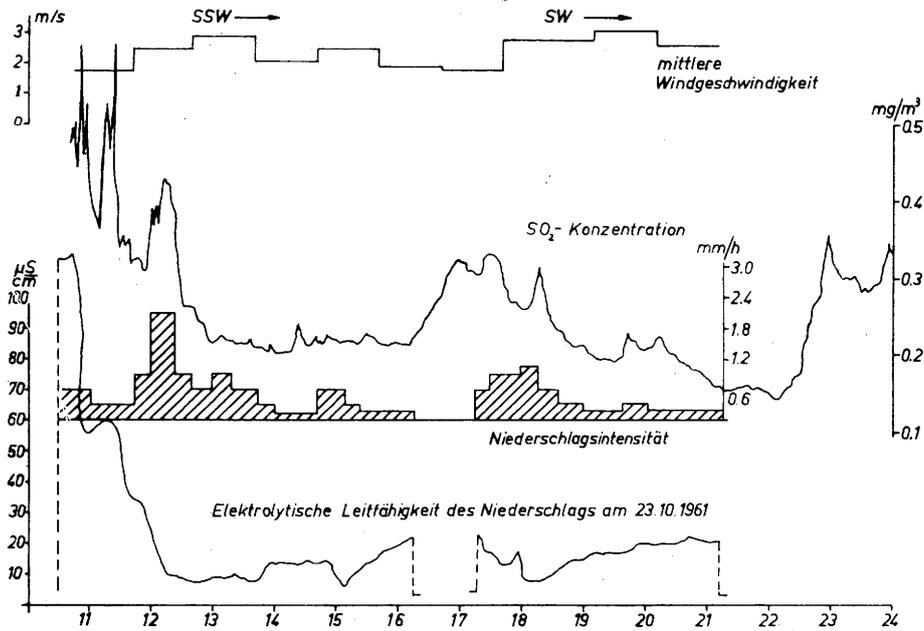


Abb. 6
Verlauf der Spurenstoffkonzentration im Regenwasser während eines Frontalregens

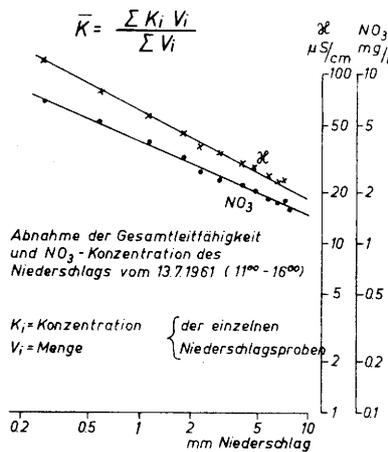
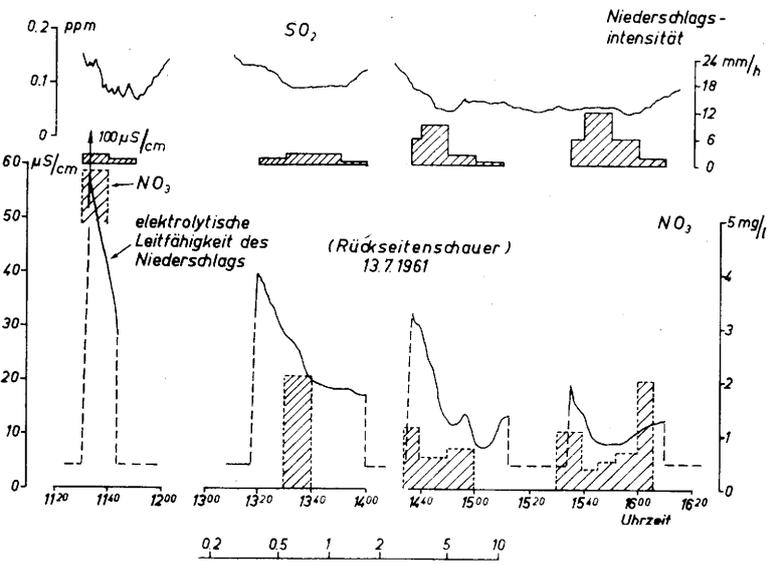


Abb. 7
Verlauf der Spurenstoffkonzentration im Regenwasser während einer Folge von vier Rückseitenschauern

neutem Einsetzen des Regens wieder abzusinken. Nach dem Ende des Regens ist wiederum ein starker Anstieg der SO_2 -Konzentration festzustellen. Wie die Angabe der Windgeschwindigkeit und Windrichtung zur Zeit des Niederschlags zeigt, dürften Einflüsse des Windes auf die SO_2 -Verteilung an jenem Tag nicht von ausschlaggebender Bedeutung gewesen sein.

Abb. 7 zeigt eine Folge von vier Rückseitenschauern, die am 13. Juli 1961 in der Zeit von 11 Uhr bis 16 Uhr fielen. In der oberen Hälfte der Abbildung sind neben dem Verlauf der Leitfähigkeit einzelne Kontrollanalysen der NO_3 -Konzentration des Regenwassers, die Niederschlagsintensität und die Schwefeldioxydkonzentration der Außenluft zur Zeit der Regenfälle eingetragen. Die Leitfähigkeit und damit die Spurenstoffkonzentration des Regenwassers fällt während eines jeden der vier Schauer stark ab und erreicht schließlich Werte, die sich nicht mehr sehr stark von destilliertem Wasser unterscheiden. Zu Beginn des folgenden Schauers ist die Leitfähigkeit des Regenwassers jedoch wieder höher als am Ende des vorausgegangenen. Hierfür dürften zwei Gründe maßgebend sein, einmal findet in der regenfreien Zeit eine erneute Zufuhr frischer Spurenstoffe statt, und zum anderen dürfte jeder der vier Schauer einer neuen Niederschlagszelle entstammen, in der die verschiedenen oben erwähnten Prozesse der Inkorporation der Spurenstoffe in die Wolkenelemente wirksam gewesen sind. Die Registrierungen der SO_2 -Konzentration zeigen eine geringe Abnahme während der Schauer und einen erneuten Anstieg des SO_2 -Gehaltes der Luft unmittelbar nach Ende des Schauers. Es sei darauf hingewiesen, daß in Abb. 7 die SO_2 -Konzentration in ppm angegeben ist, wobei $0,1 \text{ ppm} = 0,28 \text{ mg/m}^3 \text{ SO}_2$ entspricht.

Im unteren Teil der Abb. 7 haben wir die Gesamtleitfähigkeit der vier Schauer sowie die Gesamt- NO_3 -Konzentration in Abhängigkeit von der Regenmenge aufgetragen. Man erkennt, daß mit zunehmender Regenmenge eine zunehmende Verdünnung der Spurenstoffkonzentration des Regenwassers eintritt. Diese Integration über die gesamte Regenmenge, die während der vier Schauer gefallen ist, zeigt, daß wir es in diesem Fall mit einem wirklichen Auswaschprozeß zu tun haben, mit einer Abnahme des Angebots an Spurenstoffen im Regen mit zunehmender Regenmenge. Die Leitfähigkeit der gesamten während der vier Schauer gefallenen Regenmenge ist um den Faktor 5 niedriger als die Leitfähigkeit des Regenwassers, das zu Beginn des ersten Schauers gefallen ist.

Bedingt durch das höhere Spurenstoffangebot in Mitteleuropa zeigen unsere Messungen Leitfähigkeiten des Niederschlagswassers, die um den Faktor 3 bis 5 höher liegen als von Mukherjee (10) in Indien gefunden wurde.

Ein Zusammenhang zwischen Intensität des Niederschlags und Höhe der Spurenstoffkonzentration, wie er bei unseren Messungen so deutlich festzustellen ist, wurde auch bei Messungen der spezifischen langlebigen Radioaktivität des Regens von Bleichrodt, Blok, Dekker und Lock (11) gefunden. Bei diesen Untersuchungen war es den Verfassern allerdings nicht möglich, die spezifische Aktivität des Regenwassers zu regi-

strieren, so daß bei geringerer Intensität des Regens über einen längeren Zeitraum gemittelt werden mußte.

Zur Erklärung des Zusammenhanges kann aufgrund der bisher vorliegenden Ergebnisse folgendes ausgeführt werden: Bei hoher Intensität des Regens durchfallen die wolkenfreie Zone unterhalb der Wolkenbasis meist dickere Tropfen, die relativ wenig verdampfen, während kleine Tropfen, die bei niedriger Regenintensität fallen, stärker verdampfen, wodurch ihre Spurenstoffkonzentration erheblich ansteigen kann. Der gegen Ende des Regens bei nachlassender Niederschlagsintensität häufig zu beobachtende Anstieg der Spurenstoffkonzentration im Regenwasser kann zumindest teilweise durch das gleichzeitig stattfindende Anheben der Wolkenbasis erklärt werden. Die vertikale Ausdehnung der wolkenfreien Zone nimmt dadurch zu, und Verdampfungseffekte wirken sich stärker aus.

Der Einfluß der Tropfenverdampfung und der Größenunterschiede der Tropfen auf ihre Spurenstoffkonzentration ist zur Zeit Gegenstand einer gesonderten Untersuchung.

Literatur

- (1) Langmuir, I.: The production of rain by a chain reaction in cumulus clouds at temperatures above freezing. *J. Meteor.* 5 (1948) S. 175—192.
- (2) Greenfield, S. M.: Rain scavenging of radioactive particulate matter from the atmosphere. *J. Meteor.* 14 (1957) S. 115—125.
- (3) Heß, P.: Untersuchungen über den Ausfall von Aerosolpartikeln durch Niederschläge und Wolkenbildung. *Ber. Dt. Wetterd. Nr. 51* (1959) S. 67—73.
- (4) Junge, C. and Ryan, T. G.: Study of the SO_2 -oxidation in solution and its role in atmospheric chemistry. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 84 (1958) S. 46—55.
- (5) Georgii, H. W.: Untersuchungen über atmosphärische Spurenstoffe und ihre Bedeutung für die Chemie der Niederschläge. *Geofis. pura e appl.* 47 (1960) S. 155—171.
- (6) Junge, C.: Chemical analysis of aerosol particles and of gas traces on the island of Hawaii. *Tellus, Stockholm*, 9 (1957) S. 528—537.
- (7) Georgii, H. W. u. Weber, E.: Luftchemische Untersuchungen in den Alpen. *Zbl. biol. Aerosol-Forsch.* 10 (1962) S. 97—105.
- (8) Georgii, H. W.: Oxides of nitrogen and ammonia in the atmosphere. *J. geophys. Res.* 68 (1963) S. 3963—3970.
- (9) Georgii, H. W. and Weber, E.: Investigations on tropospheric wash-out. *Annual Rep. No. 2, Contr. AF 61 (052)-249 Aug. 1961.*
- (10) Mukherjee, A. K.: Electrolytical conductivity of monsoon rain water. *Indian J. Meteor. Geophys.* 9 (1958) S. 69—71.
- (11) Bleichrodt, J. F., Blok, F., Dekker, R. H. and Lock, C. J. H.: The dependance of artificial radioactivity in rain on rainfall rate. *Tellus, Stockholm*, 11 (1959) S. 404—407.

3.7. Die Bestimmung der β -Aktivität der Luft mit Hilfe eines 4-Meßwerte-Verfahrens

von

Hartmut Siemann

Zusammenfassung

Es wird eine Apparatur beschrieben, die im kontinuierlichen Betrieb die β -Aktivität der Luft mißt. Das Gerät liefert die stündlichen Mittelwerte der Komponenten RaB, RaC, ThB+C+C" und die künstliche Radioaktivität getrennt. Erste Messungen zeigen, daß sich die Radonfolgeprodukte RaB und RaC nicht im Gleichgewicht befinden.

Abstract

An instrument is described which measures the β -activity of the air continuously. The equipment gives separately the hourly mean values of the components, RaB, RaC, Th+C+C" and the artificial radioactivity. First measurements indicate that the Radon decay products RaB and RaC are not in equilibrium.

Der Inhalt des Vortrages ist in erweiterter Form erschienen in: Beitr. Phys. Atm. 35 (1962) S. 79—86.

3.8. Aerosoluntersuchungen in Erholungsgebieten

von

Robert Neuwirth

(mit 3 Abbildungen und 1 Tabelle im Text)

Zusammenfassung

Es wird über die Ergebnisse der Messungen der Staubbelastung im südwestdeutschen Erholungsgebiet berichtet. Die Zusammenhänge mit der thermischen Labilität und den Wetterlagen werden dargestellt und der jahreszeitliche Gang der Schwefelkonzentration der Luft an den Kurorten und in einer Stadt verglichen.

Abstract

Measurements of dust in the air are reported which were made in the holiday places of Southwest Germany. They are related to thermic instability and weather situations. A comparison is made between health-resorts and an industrial town concerning the annual variation of sulphur concentration in the air.

1. Vorbemerkung

Im Rahmen des Kurortklimadienstes ergab sich die Notwendigkeit, Aussagen über die Staubbelastung in Kurorten zu machen. Ein wesentlicher Gesichtspunkt war dabei, daß die Werte vergleichbar und reproduzierbar sein müssen. Es kam weiterhin besonders darauf an, daß möglichst viele Kurorte erfaßt werden konnten, wobei die Möglichkeit bestehen mußte, die Ergebnisse untereinander zu vergleichen und Schlüsse auf den Aerosolzustand eines Kurortes zu ziehen. Außerdem mußte die Auswertung an einem Ort nach einheitlichen Gesichtspunkten durchzuführen sein. Schließlich spielte die Kostenfrage eine Rolle. Es war nicht möglich, 37 Kurorte mit Geräten auszustatten, deren Preis pro Stück mehrere tausend Mark beträgt. Daher war es günstig, daß mit den Staubbechern nach Teichert (1) und den mit Vaseline bestrichenen Aluminiumfolien nach Diem (2) einfache Instrumente zur Verfügung standen, die einen Einblick in das Maß der Luftreinheit an den Kurorten gestatteten. Mit diesen Geräten wurde ein Netz eingerichtet, das vom Allgäu über den Schwarzwald bis zum Odenwald reicht und vergleichsfähige Resultate für eine große Anzahl von Gütachten und Klimaanalysen brachte.

2. Staubbelastung der Folienmeßstellen des südwestdeutschen Aerosolnetzes

An jedem Ort sind mindestens 3 Folien ausgesetzt. Davon ist eine an der voraussichtlich schlechtesten Stelle mit dem meisten Verkehr und der größten Konzentration gewerblicher Betriebe aufgestellt. Ein anderer Meßkörper ist dort exponiert, wo die reinste Luft zu erwarten ist. Das Ergebnis der Messungen mit den Folien, die an einzelnen Orten schon seit 1959 jeweils eine Woche lang der aktiven Sedimentation ausgesetzt waren, ist in Tabelle 1 zusammengefaßt. Die Spalte mit den besten Meßstellen zeigt, daß die Kurorte Südwestdeutschlands noch über weitgehend reine Luft verfügen. Zur Bildung des Mittelwertes in $g/m^2 \cdot 30d$ wurden nur die Werte benutzt, die ein meßbares Ergebnis gebracht hatten. Die Mittelwerte liegen

meist unter $1g/m^2 \cdot 30d$. Auf dem Feldberg im Schwarzwald konnte abseits des Turmes überhaupt keine Staubbelastung erfaßt werden. In Freiburg zeigt sich, daß der Einfluß des Stadtparkes mit seinen Grünanlagen sehr groß ist. Während beim Wetteramt ein Mittel von 3,54 obiger Einheiten festgestellt werden konnte und bei der belebten Wilhelmstraße sogar 15,67 Einheiten einmal zur Sedimentation kamen, hat der Stadtpark, in einem allerdings nur kurzen Meßzeitraum, nur 0,14 Einheiten ergeben. Die ganze Spalte gibt deutlich zu erkennen, daß an unseren Kurorten noch immer günstige Bedingungen für eine Erholung in reiner Luft vorhanden sind. Diese Tatsache darf jedoch nicht als ein Geschenk hingenommen werden, das ohne unser Zutun weiter erhalten bleiben wird. Wie weit der Verkehr und zum Teil gewerbliche Betriebe auch schon an den Kurorten Gefährdungspunkte bilden, die eine erhöhte Staubbelastung aufweisen, zeigt die Spalte mit dem schlechtesten Wert der schlechtesten Meßstelle. So gab es in einem Kurort an der Bundesstraße 3 schon Staubbelastungen von 23,70 Einheiten. Daß das Kurviertel von dieser Plage verschont geblieben ist, ergibt sich aus dem Ergebnis der Meßstelle im Kurpark, die nur ein Mittel von 0,91 Einheiten hat. Durch die Inbetriebnahme der Autobahn ist dieser krasse Gegensatz weitgehend gemildert worden. Die Mittelwerte an den schlechtesten Stellen unserer Kurorte übersteigen meist nicht 3 Einheiten. Trotzdem geben die Werte einen Begriff davon, daß Aerosolmessungen an Kurorten nicht unnötig sind. Sie haben eine große Bedeutung für die Ortsplanung im Hinblick auf die Erhaltung der Luftreinheit nach dem Motto: „Wehret den Anfängen!“. Wie groß die Unterschiede zwischen einzelnen Ortsteilen sein können, wurde in der mikroskopischen Untersuchung, bei der eine Einteilung in mineralischen Staub, Ruß, Öltröpfchen und pflanzlichen Bestandteilen erfolgt, nachgewiesen. Die dazugehörigen Bilder wurden in einer früheren Arbeit (3) schon veröffentlicht.

3. Meteorologische Zusammenhänge

Die meteorologische Seite dieser Untersuchung ist ebenfalls interessant. Es zeigte sich, daß die Meßperioden mit der erhöhten Staubbelastung Hochdruckwetterlagen und die mit der geringen Sedimentation Wetterlagen mit lebhafter Luftbewegung zuzuordnen sind. Der Zusammenhang der Staubbelastung mit den meteorologischen Gegebenheiten konnte besonders mit dem Air-Sampler untersucht werden. Dies ist ein von H e m e o n (4) entworfener, serienmäßig hergestellter Apparat, bei dem ein Filtrierpapierstreifen nach gleich langen Sammelintervallen, die einige Minuten bis zu 3 Stunden betragen können, automatisch verschoben wird. Die Durchsauggeschwindigkeit der Luft durch den Streifen beträgt $0,42 m^3/h$. Die entstandenen Staufflecken werden fotometrisch ausgewertet und in Coh Einheiten pro 1000 Fuß angegeben. Eine Coh Einheit

Tab. 1
Übersicht über die Staubbelastung in Südwestdeutschland, gemessen mit Alu-Folien

Station	Beste Meßstelle		Schlechteste Meßstelle		Zeitraum	
	Stelle	Mittelwert gr/m ² ·30d	Stelle	Schlechtester Datum Wert		Mittelwert Anzahl gr/m ² ·30d
Isny	Krankenhaus	0,73	Landheim	5,02 3. 3. — 10. 3. 1961	1,45 29	11. 11. 1960 — 5. 5. 1961
Aulendorf	Kurpark	0,95	Volksschule	4,08 3. 3. — 10. 3. 1961	1,91 20	28. 10. 1960 — 7. 1. 1961
Leutkirch	Wiese	1,12	Fabrik	2,40 25. 11. — 2. 12. 1960	1,97 4	28. 10. — 16. 12. 1960
Konstanz	—	—	Wetterwarte	8,68 19. 4. — 27. 4. 1962	3,13 88	21. 7. 1959 — 21. 9. 1962
St. Blasien	Sanatorium	1,05	Ortsmitte	5,84 15. 12. — 22. 12. 1961	1,54 47	24. 3. 1961 — 21. 9. 1962
Badenweiler	Hintere Au	1,05	Schloßplatz	5,02 27. 4. — 4. 5. 1962	1,40 19	29. 3. 1962 — 21. 9. 1962
Feldberg	Abseits des Turmes	0,00	Turm	0,68 10. 8. — 17. 8. 1962	0,07 9	20. 7. — 21. 9. 1962
Hinterzarten	Haus am Hang	0,30	Bahnhof	9,38 21. 7. — 28. 7. 1961	2,79 20	26. 5. — 13. 12. 1961
Friedenweiler	Am See	0,74	Kinderheim	5,70 30. 6. — 7. 7. 1961	1,32 54	9. 6. 1959 — 21. 9. 1962
Furtwangen	Park	0,78	Bismarckstraße	5,58 22. 6. — 29. 6. 1962	2,56 11	1. 6. 1962 — 21. 9. 1962
Triberg	Sonnhalde	0,14	Rathaus	19,68 10. 8. — 17. 8. 1962	5,66 75	30. 9. 1960 — 21. 9. 1962
Wolfach	Altersheim	0,83	Rathaus	14,95 23. 3. — 30. 3. 1962	5,78 47	11. 8. 1961 — 21. 9. 1962
Freudenstadt	Kienberg	0,68	Marktplatz	14,00 10. 3. — 17. 3. 1962	3,08 41	1. 2. 1960 — 9. 2. 1962
Bad Krozingen	Kurpark	0,91	Bundesstraße	23,70 28. 10. — 4. 11. 1961	9,56 95	1. 6. 1960 — 29. 2. 1962
Freiburg	Stadtgarten	0,14	Wilhelmstraße	15,67 8. 12. — 15. 12. 1961	5,16 96	1. 12. 1959 — 21. 9. 1962
Waldkirch	Sanatorium	0,85	Rathaus	11,83 19. — 26. 5. 1961	4,96 92	1. 7. 1960 — 21. 9. 1962
Berghaupten	Dorfberg	0,96	Rathaus	5,71 30. 3. — 6. 4. 1962	1,69 30	21. 7. — 22. 12. 1961
Baden-Baden	Seilghof	1,30	Golfhaus	9,65 19. 1. — 26. 1. 1962	2,14 55	15. 2. 1960 — 21. 9. 1962
Bad Wimpfen	Städt. Krankenhaus	0,80	Sudetenstraße	3,40 10. 3. — 17. 3. 1961	1,39 18	25. 9. 1960 — 7. 4. 1961
Bad Mergentheim	Kurpark	1,43	Beim Bahnhof	9,92 7. 4. — 14. 4. 1961	3,95 17	28. 10. 1960 — 7. 1. 1961
Eberbach	Strandbad	0,96	Kurhaus	6,70 3. 3. — 10. 3. 1961	1,75 44	28. 10. 1960 — 27. 4. 1962
Mannheim	Feudenheim	2,46	Gaswerk Luzenberg	46,85 1. 6. — 8. 6. 1962	10,30 64	11. 6. 1959 — 21. 9. 1962

(Coh = Coefficient of Haze - Unit) ist der hundertste Teil des Extinktionswertes. Da schon bei anderen Untersuchungen (5) der Einfluß der thermischen Schichten auf die Staubbelastung festgestellt werden konnte, wurde erneut diese Größe herangezogen. Es ist dabei besonders günstig, daß in Freiburg und dem nahe gelegenen 1227 m höheren Feldberg Beobachtungsstationen zur Verfügung stehen, die es gestatten, einen Temperaturgradienten der unteren Schichten zu errechnen. Es wurde der Zeitraum vom 10. Dezember 1961 bis 19. März 1962 benützt. Während dieser Zeit lief der Air-Sampler beim Wetteramt Freiburg. Die mittlere Temperaturdifferenz zwischen Feldberg und Freiburg betrug $-5,1$ Grad. Es wurden die Tagesgänge bei Wetterlagen mit einer Differenz unter $-5,1$ Grad untersucht, bei denen also die Schichtung labiler war als im Mittel. Weiterhin wurden die mittleren Stundenwerte für die Tage mit einer stabileren Schichtung als im Mittel herangezogen und daraus noch gesondert die Tage hervorgehoben, an denen der Feldberg wärmer

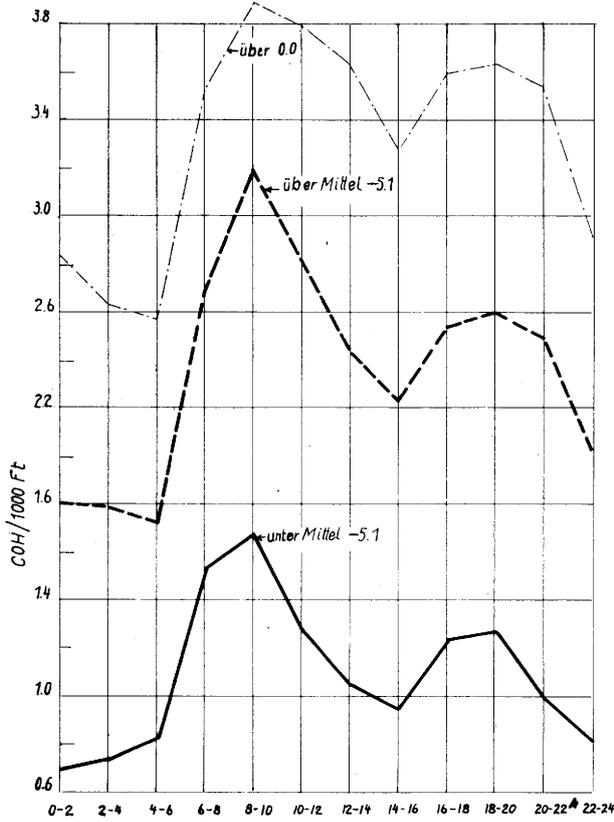


Abb. 1

Tagesgang der Staubbelastung in Freiburg im Zusammenhang mit der thermischen Schichtung der Atmosphäre

war als Freiburg. Das Ergebnis gibt die Abb. 1 wieder. Die untere Kurve ist der labilen Temperaturschichtung, die mittlere einer stabileren Schichtung als das Mittel zuzuordnen. Die obere stellt die Verhältnisse bei einer Inversionslage dar, bei der die Temperatur mit der Höhe zunimmt. Die Tagesgänge selbst sind bei allen 3 Kurven gleich. Das Maximum liegt zwischen 8 und 10 Uhr, ein Minimum bei 14 bis 16 Uhr und ein zweites niederes Maximum bei 18 bis 20 Uhr. Es tritt klar hervor, daß die Staubbelastung bei einer thermisch stabil geschichteten Atmosphäre größer ist als bei einer labilen. Der Unterschied ist statistisch zu sichern. Nimmt man alle 2-Stunden-Werte, so sind die Gesamttagesmittel bei der thermisch labilen Atmosphäre 1,09 und bei der stabilen 3,32 Einheiten. Dieser Unterschied ist mit einem $t = 25,41$ bei 811 Werten weit überzufällig.

Auch die Wetterlagen unterscheiden sich in ihrer Staubbelastung. Als Grundlage wurde die Hamburger Wetterlagenklassifikation (6) gewählt. Es wurden die

Air-Sampler-Werte bei den Hochdruckwetterlagen G und H denen der Westwetterlagen auf der Südseite und in der Mitte der Frontalzone (C und D) gegenübergestellt. Es tritt deutlich hervor (Abb. 2), daß die Gipfel

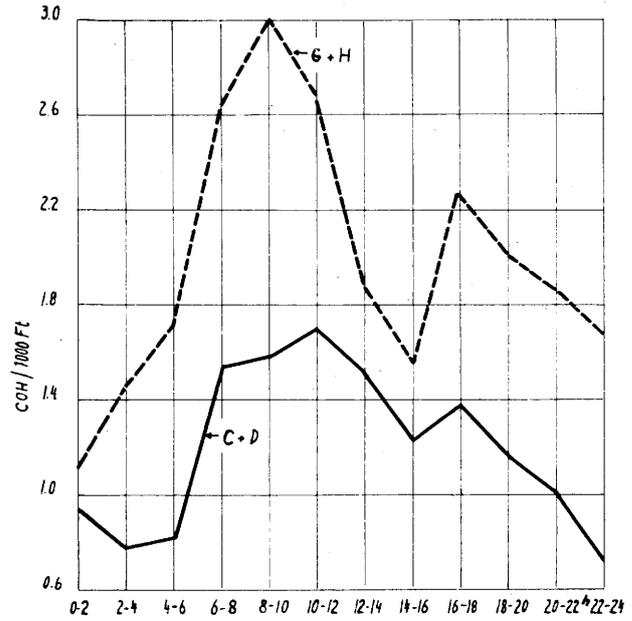


Abb. 2

Tagesgang der Staubbelastung in Freiburg bei verschiedenen Wetterlagen: C und D Westlagen, G und H antizyklonale Lagen nach (6)

bei Hochdrucklagen besonders von 8 bis 10 Uhr ungefähr doppelt so hoch sind als bei den Westwetterlagen. Außerdem scheint das Maximum bei den Westlagen deutlich gekappt. Bei dem Abendextrem sind die Verhältnisse ähnlich. Auch bei den Mittagsminima tritt der Konvektionseinfluß bei den Hochdrucklagen stärker als bei den Westlagen hervor. Der Unterschied zwischen den beiden Kollektiven über alle Stunden ist mit einem $t = 5,61$ besser als mit einem Promille gesichert. Die Abbildungen haben den Einfluß der Wetterlagen auf die Staubbelastung deutlich gemacht. Nun ist es für die Kurortklimatologie eine Aufgabe, diesen Einfluß für die einzelnen Orte zu untersuchen, da die Existenzberechtigung der Kurortklimatologie darin liegt, daß die Wetterlagen an den einzelnen Kurorten sich verschieden auswirken. Die netzmäßigen Messungen mit den Folien und Staubbechern sollen dazu eine Unterlage liefern.

4. Messungen der gasförmigen Beimengungen

Die in der Luft neben den festen Partikeln noch vorhandenen gasförmigen Beimengungen sind im allgemeinen schwerer zu erfassen. Es sind dabei Geräte notwendig, die eine Bestimmung und Registrierung der Gase der Luft ermöglichen. Neben dem Kohlenmonoxyd, das Georgii (7) in Frankfurt untersucht hat, ist am häufigsten das Schwefeldioxyd als anthropogenes Gas in der Luft zu finden. Seine Konzentration hängt mit den Heizquellen und dem Kraftwagenverkehr zusammen. Zu seiner Bestimmung gibt es schon gut durchdachte Geräte, wie sie Gräfe (8) für Hamburg einsetzte. Für einen ersten Überblick sind allerdings auch einfache Vorrichtungen entsprechend den Liesegangglöcken verwendbar. Das haben Weiß und Frenzel (9) für Linz und Bangerl und Steinhäuser (10) für Wien gezeigt. Es wird dabei die Reaktionsfreudigkeit des Kaliumkarbonats mit den Sulfaten ausgenützt. Das Ergebnis ist in Abb. 3 zu sehen. Es sind darin die Werte für den mittleren monatlichen Schwefelgehalt der Luft der Jahre 1958 bis 1962 in Freiburg und den Kurorten Hinterzarten und Bad Krozingen dargestellt (5). Die Einheit ist mg S/100 Std. und 100 cm². Es ist

ein deutlicher Jahresgang vorhanden mit einem Maximum im Winter und einem Minimum im Sommer. Die Konzentrationen sind gering und betragen in Freiburg

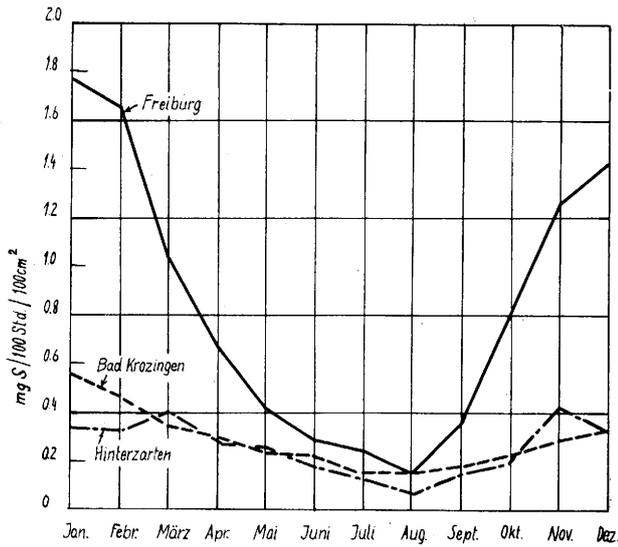


Abb. 3
Mittlerer monatlicher Schwefelgehalt der Luft, 1958-1962

nur den 14. Teil derjenigen der Stadtmitte von Linz. Hinterzarten und Bad Krozingen haben im Durchschnitt nur $\frac{1}{8}$ bis $\frac{1}{4}$ der Konzentration von Freiburg. Die Anwendbarkeit der Methode zeigt sich darin, daß Unterschiede je nach dem ob der Wind über den Ort oder aus dem Höllental die Meßstelle Hinterzarten erreichte, erfaßt werden konnten.

Die geschilderten Verfahren sollen einen Beginn einer auch auf den wichtigen Faktor Luftreinheit rücksichtnehmenden Kurortklimatologie darstellen. Sie können noch weiter ausgebaut werden und damit, wie auf dem

internationalen Kongreß für Balneologie und medizinische Klimatologie 1962 festgestellt wurde, die Grundlagen liefern zu einer erfolgreichen Weiterentwicklung der Biometeorologie.

Literatur

- (1) Teichert, F.: Betrachtungen zur Staubmessung in der Meteorologie. Z. Meteor. 10 (1956) S. 161-173.
- (2) Diem, M.: Staubbiederschlagsmessungen vor und bei Betrieb eines Dampfkraftwerkes. Meteor. Rdsch. 10 (1957) S. 145-150.
- (3) Neuwirth, R.: Der Aerosolteil der Klimaanalyse für Kurorte. Meteor. Rdsch. 15 (1962) S. 17-19.
- (4) Hemeon, C. L. et al.: Air Pollution Control Association 1953.
- (5) Neuwirth, R.: Regionale Aerosoluntersuchungen. Meteor. Rdsch. 13 (1960) S. 51-54.
- (6) Kuhnke, W. u. Schulze, R.: Arbeit und Wetter. In: Handbuch der gesamten Arbeitsmedizin. Bd. 1, Berlin 1961, S. 633-653.
- (7) Georgii, H. W.: Erste Ergebnisse fortlaufender Registrierung des Kohlenoxydgehaltes der Luft im Zentrum einer Großstadt. Städtehygiene 1960, H. 4.
- (8) Gräfe, K., Hettche, H. O. u. Peters, K. H.: SO₂-Gehalt der Stadtluft in Beziehung zur Gesundheit und zum Wetter. Gesundh.-Ing. 81 (1960) S. 302 bis 308.
- (9) Weiß, E. u. Frenzel, J. W.: Untersuchungen von Luftverunreinigungen durch Rauch- und Industriegase im Raume Linz. Wetter u. Leben 8 (1956) S. 131-147.
- (10) Bangerl, A. u. Steinhauser, F.: Die Verteilung des SO₂-Gehaltes der Luft im Stadtgebiet von Wien. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. B 10 (1959) S. 132-153.

3. 9. Bedeutung von Staub- und SO₂-Meßergebnissen für die Bestimmung von Schornsteinmindesthöhen

von

Kurt Gräfe

(Aus der Untersuchungsanstalt für Städtehygiene im Hygienischen Institut der Freien und Hansestadt Hamburg)

mit 3 Abbildungen und 2 Tabellen im Text

Zusammenfassung

Die von 1958 bis 1962 in der Hamburger Innenstadt gewonnenen Staub- und SO₂-Meßergebnisse, die aus Stundenmitteln kontinuierlicher Registrierungen gewonnen wurden, werden an Hand von Tabellen und Abbildungen mit Staub- bzw. SO₂-Windrosen kurz erläutert. Derartige Meßergebnisse sind erforderlich, um die Vorbelastung bei der Bestimmung der Schornstein-gewonnenen Staub- und SO₂-Meßergebnisse, die aus Stundenmitteln kontinuierlicher Registrierungen gewonnen wurden, werden an Hand von Tabellen und Abbildungen mit Staub- bzw. SO₂-Windrosen kurz erläutert. Derartige Meßergebnisse sind erforderlich, um die Vorbelastung bei der Bestimmung der Schornstein-mindesthöhen nach dem Verfahren von W i p p e r m a n n und K l u g berücksichtigen zu können. Der Einfluß der Vorbelastung auf die Schornsteinhöhe, die aus lufthygienischen Gründen notwendig ist, wird an zwei Beispielen vorgeführt. Zum Schluß werden Möglichkeiten genannt, die es gestatten, mit geringeren Schornsteinhöhen auszukommen, ohne die Forderungen zur Reinhaltung der Luft zu vernachlässigen.

Abstract

Results of dust and SO₂ measurements which have been obtained from hourly averages of continuous records in the city of Hamburg from 1958 to 1962 are presented in tables and diagrams. The latter show the relation of air pollution to the wind-direction. Such records are necessary for calculating the minimum stack height according to W i p p e r m a n n and K l u g. The influence of the pre-existent amount of air pollution on the stack height required for the sake of air hygiene is illustrated by two examples. Finally, possibilities are given which allow lower stacks without neglecting the demands for clean air.

Aufgrund des geltenden Rechts über die Erlaubnis von Dampfkessel- und Heizungsanlagen — insbesondere nach den Änderungen und Ergänzungen von 1959 und 1960 — wird in zunehmendem Maße die Aufgabe gestellt, die Schornsteinmindesthöhe zu bestimmen, die aus lufthygienischen Gründen erforderlich ist, um Schäden durch Luftverunreinigungen an menschlichen, tierischen und pflanzlichen Organismen zu vermeiden. Zur Berechnung der Schornsteinmindesthöhe stehen dem Gutachter mehrere Methoden zur Verfügung, welche die Abschätzung der räumlichen Verteilung und der Verdünnung von Luftverunreinigungen gestatten. In der Bundesrepublik wird seit ca. 2 Jahren hauptsächlich nach dem „Verfahren zur Bestimmung von Schornsteinmindesthöhen“ von W i p p e r m a n n und K l u g (1) gearbeitet. Letztere betonen in ihrer Vorbemerkung zu Recht, daß einerseits die theoretischen Gleichungen und die Beobachtungsdaten Lücken aufweisen, so daß die Aufgabe nicht voll gelöst werden kann, daß aber

andererseits das Verfahren die Möglichkeit bietet, die Berechnung von Schornsteinmindesthöhen zu objektivieren.

Nachstehend werden die Größen aufgezählt, welche bei dem in (1) genannten Verfahren die Höhe des Schornsteins einer mit flüssigem oder festem Brennstoff betriebenen Anlage bestimmen:

- Quellstärke (Auswurf pro Zeiteinheit) des betrachteten Gases bei maximaler Dauerbelastung;
- Austrittstemperatur bei maximaler Dauerbelastung;
- Austrittsgeschwindigkeit bei maximaler Dauerbelastung;
- gesamte Rauchgasmenge pro Zeiteinheit bei maximaler Dauerbelastung;
- Vorbelastung, d. h. die durch andere Quellen im Ausbreitungsgelände verursachte Konzentration des betreffenden Gases;
- maximale Immissionskonzentration (MIK-Wert);
- Höhe der Umgebungsbepflanzung und -bebauung*).

Da die unter e) genannte Vorbelastung für die erforderliche Schornsteinmindesthöhe von besonderer Bedeutung sein kann, wurden von der Untersuchungsanstalt für Städtehygiene des Hygienischen Instituts Ham-

Tab. 1
Staubniederschlag und Staubgehalt in Hamburg

Zeitraum	Mittlerer Staubniederschlag in g/100 m ² .Monat (gewonnen aus Monatssummen)		Mittlerer Staubgehalt in relativen Einheiten (gewonnen aus Stundenwerten)
	Trocken-rückstand	Glüh-rückstand	
Winterhalbjahr			
58/59	512	370	1,58
59/60	452	310	1,15
60/61	581	391	1,14
61/62	592	425	1,18
Sommerhalbjahr			
1959	426	306	1,12
1960	568	406	0,85
1961	485	346	1,04
1962	640	468	0,82
1. 10. 58 - 30. 9. 59	469	338	1,35
1. 10. 59 - 30. 9. 60	510	358	1,01
1. 10. 60 - 30. 9. 61	533	368	1,08
1. 10. 61 - 30. 9. 62	616	446	0,99

*) Dieser Punkt erfüllt nicht die immissionsseitigen Voraussetzungen, die W i p p e r m a n n und K l u g angegeben haben; er ist aber für die Bestimmung der Schornsteinmindesthöhe im Rahmen von lufthygienischen Gutachten für Gemeinden mit Hochhäusern von besonderer Bedeutung. Bei Vorhandensein derartiger „städtebaulicher Akzente“ ist u. E. das Bezugsniveau für den Schornstein entsprechend höher zu legen, wenn die Bewohner der oberen Stockwerke nicht stärker belastigt werden sollen als die der unteren.

burg Staub- und SO₂-Messungen durchgeführt. Als kleine Auswahl der in verschiedenen Stadtgebieten Hamburgs gewonnenen Resultate seien nachfolgend einige aus der Innenstadt wiedergegeben.

Der Staub wurde u. a. mit dem Niederschlagsauffänger nach Löbner und Liesegang (s. Tab. 1, Staubbiederschlag) und mit dem Avigraphen (s. Tab. 1, Staubgehalt) bestimmt. Vor- und Nachteile dieser Meßverfahren wurden in (2) erwähnt.

Abb. 1 zeigt eine sog. Staubwindrose, die durch Korrelation der Stundenmittelwerte der vom Avigraphen aufgezeichneten Staubregistrierungen mit den Stundenmitteln der Windrichtung **) gewonnen wurde (über 8000 Einzelwerte pro Jahr).

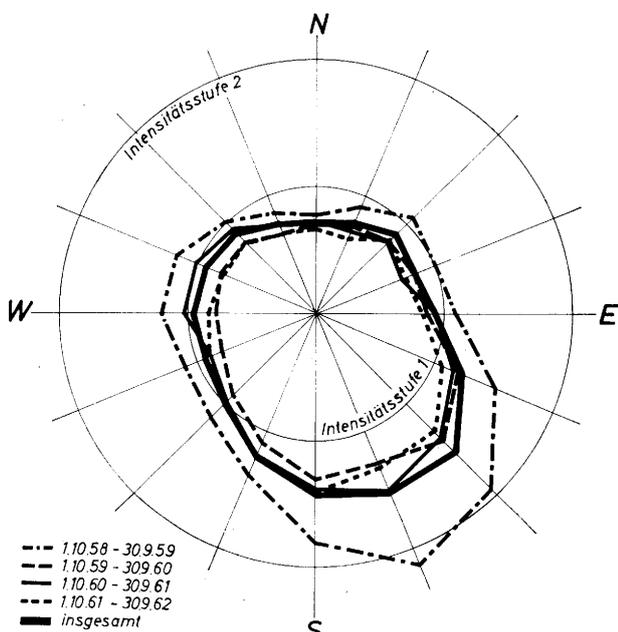


Abb. 1
Staubwindrosen für Hamburg
1958—1962

Der Schwefeldioxyd-Gehalt der Außenluft wird in Hamburg mit Ultragasgeräten der Fa. Wösthoff seit 1958 kontinuierlich gemessen. Die Vor- und Nachteile dieser Meßmethode sowie die ersten Meßergebnisse wurden 1960 beschrieben und zur Gesundheit sowie zu meteorologischen Faktoren in Beziehung gesetzt (3). In Tabelle 2 sind SO₂-Mittelwerte unabhängig von der jeweiligen Windrichtung und -geschwindigkeit angegeben.

Tab. 2
Schwefeldioxyd-Mittelwerte in Hamburg, gewonnen aus Stundenwerten

Zeitraum	mg SO ₂ /m ³
Winterhalbjahr 58/59	0,54
„ 59/60	0,33
„ 60/61	0,30
„ 61/62	0,23
Sommerhalbjahr 1959	0,15
„ 1960	0,16
„ 1961	0,11
„ 1962	0,12
1. 10. 58 — 30. 9. 59	0,33
1. 10. 59 — 30. 9. 60	0,26
1. 10. 60 — 30. 9. 61	0,20
1. 10. 61 — 30. 9. 62	0,18

Diese Mittelwerte reichen jedoch für irgendwelche Begutachtungen nicht aus, sondern gewinnen erst durch

die SO₂-Windrosen an Bedeutung. Letztere sind in den Abbildungen 2 und 3 dargestellt; sie sind in derselben Art entstanden wie die Staubwindrosen.

Tabelle 2 sowie die Abbildungen 2 und 3 zeigen die starke Abnahme des SO₂-Gehaltes in der Hamburger Innenstadt sehr deutlich. Diese erfreuliche Verbesserung der lufthygienischen Situation hat verschiedene Ursachen, u. a. Sanierung des alten Wohngebietes in der Umgebung der Meßstelle, Verwendung schwefelärmerer Brennstoffe, Umstellung von Einzelfeuerungen auf Sam-

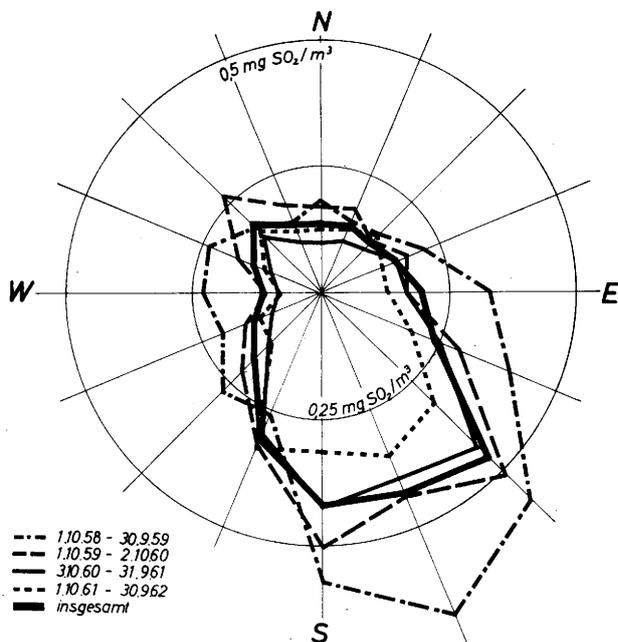


Abb. 2
SO₂-Windrosen für Hamburg
1958—1962

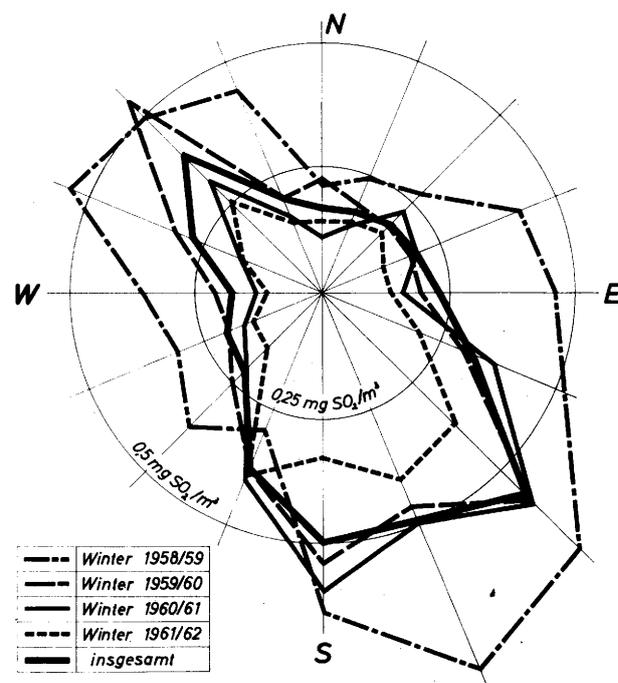


Abb. 3
SO₂-Windrosen für Hamburg
Winterhalbjahre 1958—1962

**) Für die Überlassung der Windwerte sei auch an dieser Stelle dem Deutschen Wetterdienst gedankt.

melheizungen, Errichtung von Schornsteinen, die den lufthygienischen Forderungen genügen.

Welche Meßergebnisse sind nun für die Berücksichtigung der Vorbelastung von Bedeutung? Die in Tabelle 1 angegebenen Staubimmissionswerte der Hamburger Innenstadt liegen in derselben Größenordnung wie die der anderen Hamburger Meßstationen. An keiner Hamburger Station wurde seit 1957 jemals der Wert 1 kg/100 m³ pro Monat überschritten. Dieses relativ günstige Ergebnis ist einerseits auf die recht hohe Windgeschwindigkeit, die größere Turbulenz und damit den besseren Abtransport, andererseits auf den großflächigen, mit Grünanlagen reichlich versehenen Stadtaufbau und die getroffenen Maßnahmen zur Reinhaltung der Luft zurückzuführen. Wegen der geringen Staubimmission war es in Hamburg bisher nicht erforderlich, den Staubauswurf bei der Beurteilung der Schornsteinmindesthöhe zu berücksichtigen.

Beim Schwefeldioxyd liegen die Verhältnisse jedoch völlig anders. Die SO₂-Windrosen zeigen, daß in der Innenstadt der MIK_D-Wert ^{***}) bis zum Jahre 1960 auch im Jahresmittel (Abb. 2) aus den Richtungen Süd-Ost und Süd noch erreicht und im Winterhalbjahresmittel (Abb. 3) erstmalig 1961/62 unterschritten wurde. In der Innenstadt wurden z. B. 1961 Spitzenwerte über, sowie Stundenmittel um 2 mg SO₂/m³ Luft und auch 1962 noch Maxima über, sowie Stundenmittel um 1,5 mg SO₂/m³ registriert. Am Rande sei erwähnt, daß unsere Meßstelle im Industriegebiet in ca. 1 km Entfernung vom Emittenten 1961 sogar einzelne Stundenmittelwerte über 5 mg SO₂/m³ Luft und im Winterhalbjahr 1961/62 vierzig Stundenmittel über 2 mg SO₂/m³ zeigte.

Die nachstehenden Beispiele, die hinsichtlich des Brennstoffverbrauchs bewußt extrem gewählt wurden, zeigen, wie wichtig die Kenntnis der SO₂-Vorbelastung für die Bestimmung der Schornsteinmindesthöhe ist. Zwei geplante Neuansagen haben folgende Kenndaten:

Kenndaten	1. Beispiel	2. Beispiel
Maximaler Brennstoffverbrauch in kg/h	810	2340
Quellstärke des SO ₂ in g/sec	2,7	19,6
Austrittstemperatur in °K	473	433
Austrittsgeschwindigkeit in m/sec	4,8	7,5
Gesamte Rauchgasmenge in Nm ³ /sec	3,1	6,4

Damit ergeben sich nach dem Verfahren von Wipermann & Klug (2) bei dem derzeitigen MIK_D-Wert von 0,5 mg SO₂/m³ Luft je nach der Vorbelastung die nachstehenden Schornsteinmindesthöhen:

Vorbelastung in mg SO ₂ /m ³ Luft	Schornsteinmindesthöhe über Bezugsniveau in m	
	1. Beispiel	2. Beispiel
keine	9	33
0,1	12	39
0,2	15	50
0,3	20	72
0,4	37	133
0,5	∞	∞

Die vorstehenden Angaben veranschaulichen, wie stark sich die Vorbelastung auf die Schornsteinmindesthöhe auswirkt. Die letztgenannte Zeile bedeutet, daß unter den gegebenen Voraussetzungen von der Errichtung der Neuanlagen aus lufthygienischen Gründen abgeraten werden müßte, wenn den Anwohnern keine höhere Belastung als 0,5 mg SO₂/m³ zugemutet werden soll. Falls bei Vorbelastungen < 0,5 mg SO₂/m³ Schornsteinhöhen erforderlich sind, die den Bauherren oder Städteplanern aus wirtschaftlichen oder ästhetischen Gründen nicht vertretbar erscheinen, gibt es folgende Möglichkeiten, um bei gleicher Beachtung der Forderungen zur Reinhaltung der Luft mit geringeren Schornsteinhöhen auszukommen: a) Erhöhung der Rauchgastemperatur bzw. -geschwindigkeit, b) Verminderung der Emission durch Verwendung schwefelärmerer Brennstoffe, c) Anschluß an ein Fernheizwerk, d) Verlegung der Neuanlage in ein Gebiet geringerer Vorbelastung, e) Verminderung der Emission anderer Anlagen, auf welche die hohe Vorbelastung zurückzuführen ist. Hierbei wird nicht verkannt, daß insbesondere die letztgenannten Möglichkeiten noch schwer realisierbar sind. Im Interesse der Gesunderhaltung der Bevölkerung sollte jedoch nicht versäumt werden, die lufthygienischen Erkenntnisse von Medizinern und Naturwissenschaftlern zur Vermeidung von Schäden zu verwirklichen.

Literatur

- (1) Wipermann, F. u. Klug, W.: Ein Verfahren zur Bestimmung von Schornsteinmindesthöhen. Internat. J. Air Poll. 6 (1962) S. 27—48.
Dies.: Schornsteinmindesthöhen; ihre Bestimmung aus Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Diffusion in der Atmosphäre. Entwurf einer VDI-Richtlinie, Juli 1960.
- (2) Gräfe, K.: SO₂- und Staubmeßergebnisse und ihre Bedeutung für lufthygienische Gutachten über Schornsteinmindesthöhen. Städtehygiene 13 (1962) S. 204 bis 207.
- (3) Gräfe, K., Hettche, H. O. u. Peters, K. H.: SO₂-Gehalt der Stadtluft in Beziehung zur Gesundheit und zum Wetter. Gesundh.-Ing. 80 (1960) S. 302—308.
- (4) VDI-Richtlinie 2108: Maximale Immissionskonzentration (MIK), Schwefeldioxyd. Nov. 1961.

^{***}) MIK_D-Wert = Maximale Immissionskonzentration für Dauereinwirkung = 0,5 mg SO₂/m³ Luft (4).

3.10. Ergebnisse und Probleme wolkenphysikalischer Forschung

von

Hans-Walter Georgii

(mit 8 Abbildungen im Text)

Zusammenfassung

Ergebnisse neuerer Untersuchungen auf dem Gebiet der Wolkenphysik werden am Beispiel des Niederschlagsmechanismus dargestellt. Theoretische und experimentelle Untersuchungen über das Wachstum der Tropfen in Wolken durch Kondensation und Koaleszenz, unterstützt durch Messungen der Tropfengrößenverteilung und Tropfenkonzentration sowie des Flüssigwasseranteils in maritimen und kontinentalen Wolken, beweisen die Bedeutung des Koaleszenzmechanismus für die Niederschlagsbildung über den Ozeanen. Enge Zusammenhänge zwischen Kondensationskernspektrum und Tropfengrößenspektrum wurden festgestellt. Neue Erkenntnisse über die Gefrierkernverteilung, den Mechanismus des Wachstums der Eis- und Schneekristalle in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur und der Übersättigung werden mitgeteilt. Sie sind für ein besseres Verständnis der Eisteilchenbildung in „Mischwolken“ von Bedeutung. Abschließend werden neue Forschungsergebnisse über die Bildung und Struktur der Hagelkörner besprochen.

Abstract

Results of recent research in the field of cloud-physics are demonstrated under the topics of the mechanism of rain-formation. Theoretical and experimental investigations on the growth of cloud-droplets by condensation and coalescence are supported by results of measurements of droplet-size distributions, droplet-concentrations and liquid water content in maritime and continental clouds. These results give conclusive evidence for the importance of the coalescence-process for the rain-formation over the oceans. Close relations exist between the spectrum of condensation-nuclei and cloud-droplets. With respect to ice-formation in "mixed" clouds new evidence on the distribution of freezing nuclei and on the mechanism of formation and growth of ice- and snow-crystals is forwarded. Finally new results of investigations on the formation and structure of hail-stones are communicated.

Einführung

Wolken und Niederschlag beeinflussen wie kaum ein anderes Wetterelement das Wohl des Menschen. Dürre, Fruchtbarkeit oder Katastrophen können durch sie hervorgerufen werden. Die zahlreichen Bemühungen um ein besseres Verständnis der Bildung von Wolken und Niederschlägen und die Versuche, diese künstlich zu beeinflussen, sind unter diesem Gesichtspunkt nur zu gut verständlich. Vor der Behandlung der einzelnen Probleme sei eine kurze grundsätzliche Betrachtung über den atmosphärischen Wasserhaushalt vorausgeschickt.

Nach McDonald (1) findet man von der Gesamtwassermenge der Erde, die mit etwa 10^{24} Gramm angesetzt wird, jeweils nur 10^{19} Gramm, d. h. $1/100$ eines Pro-

zents als Gesamtwasserdampfmenge in der Atmosphäre. Wenn man diese Wasserdampfmenge kondensiert und in flüssiger Form über die gesamte Erdoberfläche verteilt, erhält man einen Wasserstand von rund 25 mm Höhe. Dieser Bruchteil des irdischen Wasservorrats wird innerhalb der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre um die Erde transportiert und gelegentlich durch dynamische oder thermische Prozesse teilweise zur Kondensation gebracht. Man kann annehmen, daß etwa $1/25$ des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre jeweils in kondensierter Form vorzufinden ist, gemittelt über alle Jahreszeiten und die gesamte Atmosphäre. Unter günstigen Umständen kann $1/10$ des Wolkenwassers als Regen ausfallen, d. h. nur insgesamt $1/250$ des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre.

Diesen Darlegungen kann man entnehmen, daß jeweils nur ein Bruchteil des irdischen Wasservorrats am atmosphärischen Geschehen teilnimmt, das schließlich zur Wolken- und Niederschlagsbildung führt. Dieser Anteil ist vom hydrologischen Standpunkt aus gesehen klein, doch erweist er sich als äußerst bedeutsam für das Wohl der Menschheit.

Viele Untersuchungen, die in den vergangenen Jahren zu einer erfreulichen Bereicherung unseres Wissens über wolkenphysikalische Vorgänge führten, waren der Erforschung des Niederschlagsprozesses gewidmet. Es erscheint daher zweckmäßig, dieser Entwicklung Rechnung zu tragen und die Vorgänge, die zur Niederschlagsbildung führen, in den Mittelpunkt der folgenden Betrachtungen zu stellen.

Zusammenhang zwischen makrophysikalischen und mikrophysikalischen Vorgängen

Der Prozeß der Niederschlagsbildung ist ein Musterbeispiel für das Zusammenspiel makro- und mikrophysikalischer Vorgänge, die sich gegenseitig beeinflussen und deren Summenwirkung schließlich zur Auslösung des Regens führt.

Als wesentliche makrophysikalische Größen kommen in Betracht:

- 1) die Vertikalbewegung der Luft: Sie kontrolliert das Maß der Abkühlung und damit die zur Kondensation gelangende Wasserdampfmenge.
- 2) die Temperatur der Wolkenbasis: Sie bestimmt die Sättigungsfeuchte bei Eintritt der Kondensation.
- 3) die Schichtdicke der Wolke: Sie begrenzt die durch weitere Kondensation im aufwärts gerichteten Luftstrom frei werdende Wasserdampfmenge.
- 4) die Temperatur der Wolkenobergrenze: Sie ist für das Auftreten von Eisteilchen und die damit verbundene Umwandlung der Wasserwolke in eine „Mischwolke“ entscheidend.

Die mikrophysikalischen Vorgänge bei der Wolkenbildung werden vornehmlich durch folgende Parameter bestimmt:

- 1) Größenverteilung, Konzentration und Konstitution des atmosphärischen Aerosols,
- 2) die Aktivität der vorhandenen Aerosolteilchen als Gefrierkerne,
- 3) das Verhalten der vorhandenen Aerosolteilchen gegenüber Kondensations- und Aggregationsprozessen.

Für das Zusammenspiel dieser Größen und damit für die Auslösung des Niederschlags ist es weiterhin von grundsätzlicher Bedeutung, ob die Wolkenbildung über Ozeanen oder über Kontinenten stattfindet.

Der Kondensationsprozess

Eine notwendige, aber nicht hinreichende Voraussetzung für die Entstehung von Niederschlägen ist das Eintreten der Kondensation. Es muß betont werden, daß der Kondensationsprozeß allein unter keinen Umständen ausreicht, Tröpfchen solcher Größe zu bilden, die, ohne zu verdampfen, eine mehrere hundert Meter dicke wolkenfreie Luftschicht durchfallen und als Regentropfen den Erdboden erreichen könnten.

Eine wesentliche Voraussetzung für das Einsetzen von Kondensationsprozessen in der Atmosphäre ist die Existenz geeigneter Kondensationskerne, die bereits bei geringen Wasserdampfübersättigungen aktiviert werden. Es kann heute mit Bestimmtheit angenommen werden, daß in der unteren und mittleren Troposphäre überall und jederzeit eine ausreichende Zahl Aerosolteilchen vorhanden ist, die diesen Anforderungen genügen. Diese Feststellung ist nicht so selbstverständlich, wie sie erscheinen mag, denn es herrscht beispielsweise stets ein Mangel an geeigneten Gefrierkernen, der sich in der allgemein zu beobachtenden Unterkühlungsfähigkeit der Wolkentröpfchen ausdrückt.

Bei Kondensationsvorgängen in der Atmosphäre wird meist nur ein Bruchteil der vorhandenen Aerosolteilchen aktiviert. Von großer Bedeutung für wolkenphysikalische Prozesse sind in diesem Zusammenhang Untersuchungen über die Zahl der aktivierten Kondensationskerne in Abhängigkeit von der Übersättigung. Derartige Studien sind für geringe Übersättigungen, wie sie in der Atmosphäre vorkommen, erst in jüngster Zeit von Wieland (2) in der Schweiz und von Twomey (3) in Australien vorgenommen worden. Die üblichen Messungen der Zahl der Aitkenkerne oder der „großen“

Kerne haben für diese Fragestellung nur geringe Bedeutung. Abb. 1 zeigt eine Zusammenstellung von Ergebnissen, die von Wieland und Twomey mit geringer Übersättigung gewonnen wurden. Wieland fand unterschiedliche Verteilungen der Kernzahl in Abhängigkeit von der Herkunft der Luftmassen. In Abb. 1 sind die beiden Grenzfälle, eine sogenannte „Mischluftmasse“ mit hoher Kernzahl und eine an Kernen verarmte „Föhnluftmasse“ eingetragen. Alle übrigen Fälle bewegen sich innerhalb der durch diese beiden Extreme gezogenen Grenzen. Die Messungen in Australien zeigen den großen Unterschied zwischen der Konzentration kontinentaler und maritimer Aerosole. Der Anstieg der Zahl der aktivierten Kerne mit zunehmender Übersättigung ist in Australien wesentlich geringer als in Mitteleuropa. Dieser Tatbestand kann wohl auf die in Australien wesentlich niedrigere Konzentration der Aitkenkerne zurückgeführt werden, die hauptsächlich durch industrielle und anthropogene Prozesse erzeugt werden. Die Messungen zeigen jedoch, daß im allgemeinen bei Übersättigungen von 0,1% die Zahl der aktivierten Kerne ausreicht, um die in Wolken gefundenen Tröpfchenzahlen zu erklären. Die „Mischluft“-Kurve in Abb. 1 entspricht annähernd einer Übersättigungsverteilung, die man aus dem Größenverteilungsgesetz des atmosphärischen Aerosols nach Junge berechnen kann, wenn man dessen in Mitteleuropa gemessene Größenverteilungen zugrunde legt.

Eine eingehende Betrachtung des Kondensationsprozesses zeigt, daß die Größenzunahme der Tröpfchen mit weiterer Ankondensation von Wasserdampf verlangsamt wird und infolgedessen eine zunehmende Homogenisierung des Tröpfchenspektrums eintritt. Dieser Effekt war zuerst von Howell (4) im Jahre 1949 unter stark vereinfachten Annahmen untersucht worden. In jüngster Zeit wurden von Neiburger und Chien (5) sowie von Mason und Chien (6) mit Hilfe einer elektronischen Rechenmaschine umfassendere Berechnungen der Tröpfchenverteilung für verschiedene Wolkenarten,

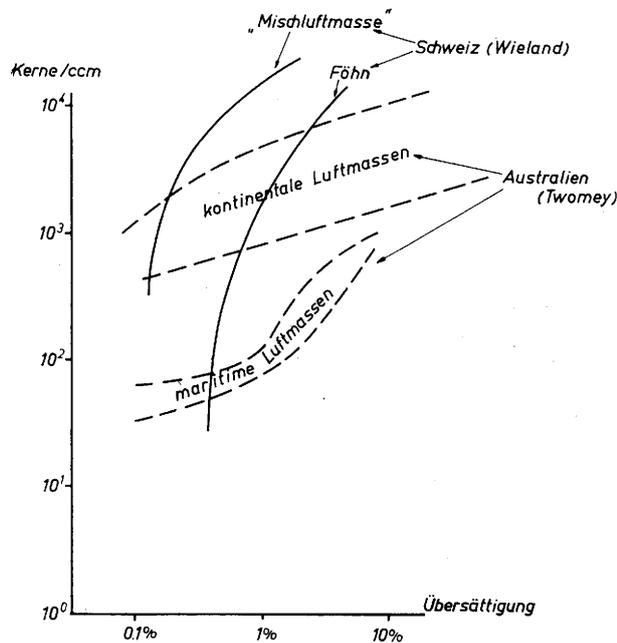


Abb. 1

Konzentration der am Kondensationsprozeß teilnehmenden Kondensationskerne in Abhängigkeit von der Übersättigung

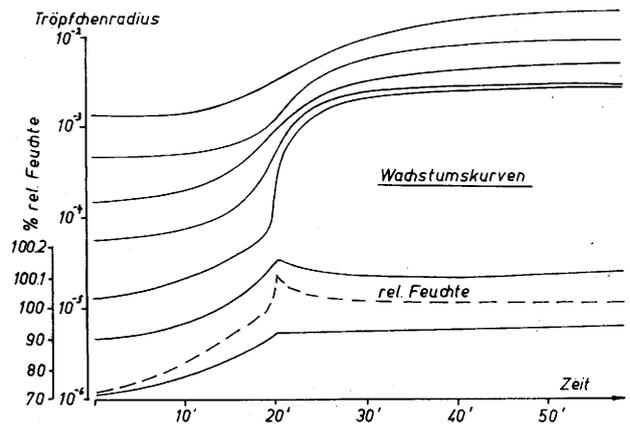
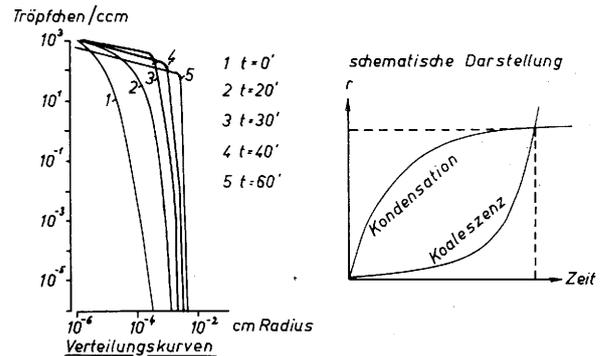


Abb. 2

Wachstum von Wolkentröpfchen in Cumulonimben durch den Kondensationsprozeß (nach Neiburger und Chien)

nämlich Passatcumuli, Cumulonimben, maritimen und kontinentalen Stratus durchgeführt, wobei die Einflüsse unterschiedlicher Aerosolverteilung, die Aufwindgeschwindigkeit und Basistemperatur der Wolken berücksichtigt werden konnten.

Als Beispiel dieser Berechnungen ist in Abb. 2 die Tröpfchengrößenverteilung in einem Cumulonimbus dargestellt, wie sie sich aufgrund des Kondensationsprozesses ergibt. Die Ausgangsgrößenverteilung der Kondensationskerne lag zwischen 10^{-6} cm und 10^{-3} cm Radius, es wurde eine Teilchenzahl von 1030 Kernen pro cm^3 größer als 10^{-6} cm, 115 Kerne/ cm^3 größer als 10^{-5} cm, 1,5 Kerne/ltr. größer als 10^{-4} cm und 1 Kern/ m^3 größer als 10^{-3} cm angenommen. Die Vertikalgeschwindigkeit variierte zwischen 2 und 14 m/s und die Temperaturdifferenz zwischen Wolkenluft und wolkenfreier Umgebungsluft betrug 0° bis $0,5^\circ$ C. Wie man den in Abb. 2 eingezeichneten Wachstumskurven entnehmen kann, wird das Kondensationsniveau im aufsteigenden Luftstrom nach etwa 20 min erreicht, es stellt sich eine Übersättigung von 0,16% ein. Die durch den Kondensationsprozeß aktivierten Kerne über 10^{-5} cm Radius wachsen rasch auf etwa 100fache Größe an, während die Teilchen unter 10^{-5} cm auf etwa 8fache Größe anwachsen, später aber wieder schrumpfen, wenn die Übersättigung abnimmt. Nach 30 min ist der mittlere Radius aller gebildeten Wolkentröpfchen auf über 10^{-3} cm angewachsen, nach 55 min sind alle aktivierten Teilchen größer als $2 \cdot 10^{-3}$ cm. Die Verteilungskurven im oberen Teil der Abbildung zeigen, daß nach 30 min etwa 100 bis 200 Tröpfchen/ cm^3 größer als 10^{-3} cm = 10μ sind, nach 40 min ist etwa 1 Tröpfchen/ltr. größer als 20μ . Unter den vorliegenden Voraussetzungen kann somit nach etwa 40 min die zweite wichtige Phase des Niederschlagsprozesses wirksam werden, nämlich der Koaleszenzmechanismus. Zu diesem Zeitpunkt hat das in dem aufsteigenden Luftstrom emporgetragene Luftquantum eine Höhe von 2300 m erreicht, bei einer Temperatur von $+12^\circ$ C, wenn die Temperatur am Erdboden $+26^\circ$ C betrug und die relative Feuchte 75%. Ein schwerwiegender Einwand kann gegen die Berechnungen von Neiburger und Chien vorgebracht werden. Das in den Kondensationsprozeß einbezogene Luftpaket wird als ein abgeschlossenes System behandelt, es findet kein Luftmassenaustausch zwischen Wolkenluft und Umgebungsluft statt. Diese Annahme ist sicherlich nicht realistisch.

Zusammenfassend sei nochmals betont: Durch den Kondensationsprozeß wird das Spektrum der Wolkentröpfchen homogenisiert, der Größenzuwachs pro Zeiteinheit nimmt ab. Diese Tatsache ist in der schematischen Darstellung in Abb. 2 festgehalten. Der Kondensationsprozeß kann keinesfalls die breiten Tropfenspektren erklären, die bei Meßflügen in Cumulonimben gefunden werden. Zur Erzeugung von Niederschlägen ist ein Prozeß erforderlich, der das Wachstum der Tröpfchen beschleunigt.

Das Zentralproblem des Niederschlagsmechanismus liegt in der Umwandlung von etwa 10 000 bis 100 000 kleinen Wolkentröpfchen zu einem einzigen Regentropfen, der eine mehrere hundert Meter dicke wolkenfreie Schicht durchfallen kann, ohne zu verdampfen. Darüber hinaus ist die Zeit, die zur Bildung dieses Tropfens zur Verfügung steht, beschränkt.

Wir kennen zwei Prozesse, die diesen Bedingungen genügen:

- 1) die Kollision und damit verbundene Koaleszenz von Tropfen oberhalb 20μ Radius,
- 2) das gleichzeitige Auftreten weniger Eisteilchen unter vielen unterkühlten Wassertropfen, das aufgrund der Dampfdruckdifferenz zwischen Wasser und Eis zu einem bevorzugten Wachstum der Eisteilchen auf Kosten der Wassertropfen führt.

Neue Ergebnisse über die Mikrophysik der Wolken

Es dürfte zweckmäßig sein, an dieser Stelle zunächst einige neue Ergebnisse über die mikrophysikalische Struktur der Wolken zu besprechen, die uns über die tatsächlichen Gegebenheiten in der Atmosphäre Aufschluß geben.

Die instrumentelle Ausrüstung zur Messung der wichtigsten Größen, nämlich Tropfengrößenverteilung, Tropfenzahl pro Volumeneinheit und Flüssigwassergehalt der Wolken ist leider immer noch unbefriedigend. Eine weitere Fehlerquelle entsteht durch das zeitliche Nacheinander, mit dem verschiedene Partien einer Wolke untersucht werden können. Dieser Zeitfaktor fällt besonders bei ausgedehnten Schichtwolken stark ins Gewicht. Dieser Umstand mag ein Grund dafür sein, daß sich die Mehrzahl der vorliegenden Messungen über Tropfenverteilung und Flüssigwassergehalt in Wolken auf Messungen an Bergstationen oder Cumuli beschränkt. Als Beispiele für derartige Untersuchungen seien die Arbeiten von Rittberger über die Wolken am Feldberg im Schwarzwald (7), von Dier über Wolken am Jungfraujoch (8) und das Projekt "Shower" über die ortsfeste Wolke auf Hawaii (9) erwähnt.

Die Methode, die zur Bestimmung der Tröpfchenkonzentration in Wolken fast ausschließlich angewandt wird, besteht in dem Abfangen der in einem Luftvolumen enthaltenen Tropfen auf einen mit einem Ölfilm oder einer Magnesiumoxydschicht präparierten Objektträger mit nachfolgender mikroskopischer Auswertung. Hierbei können kleine Tröpfchen (unter 10μ Radius) der Abscheidung entgehen, während große Tropfen (über 100μ Radius) beim Aufprall zerplatzen können, wodurch Fehler bei der Konzentrationsbestimmung entstehen. Dem von Dier angewandten Verfahren, die Wolkentröpfchen zwischen zwei Ölschichten von unterschiedlichem spezifischen Gewicht aufzufangen, ist der Vorzug geringerer Fehlerquellen einzuräumen. Ein neueres, von Squires und Gillespie (10) entwickeltes Gerät ist auf dem Prinzip des Trommelrevolvers aufgebaut. Ein Magazin enthält zehn präparierte Objektträger, die bei Bedienung des Auslösers für $1/30$ Sekunde dem Luftstrom exponiert werden. Eine Folge von zehn Proben der Tröpfchenverteilung in der betreffenden Wolke kann in weniger als 1 Minute gewonnen werden. Der Abscheidefaktor auf den Objektträgern liegt für Tröpfchen über 10μ Radius oberhalb 95%. Messungen der Tropfengrößenverteilung, die von Eldridge (11) mit einem Ultrarot-Transmissometer auf dem Mt. Washington vorgenommen wurden, zeigten allerdings eine sehr große Zahl kleiner Tröpfchen im Größenbereich zwischen 1μ und 10μ , deren Untersuchung mit den konventionellen Verfahren nicht möglich ist.

Für die Bestimmung des Flüssigwassergehaltes in Wolken wurde vor einigen Jahren von Warner und Newham (12) ein neues Gerät entwickelt, das gegenüber früheren Verfahren folgende Vorzüge aufweist: der Flüssigwassergehalt kann beim Durchflug durch Wolken kontinuierlich registriert werden, die hohe Ansprechgeschwindigkeit des Gerätes ermöglicht eine Erfassung von Schwankungen des Flüssigwassergehaltes über kurze Flugstrecken. Das Verfahren beruht auf der Änderung des elektrischen Widerstandes eines Papierbandes beim Auftreffen von Wassertropfen. Das Papierband wird mit konstanter Geschwindigkeit an einer Öffnung vorbeigeführt, durch die die Wolkenluft einströmt. Bei Wassergehalten unter 1 g/m^3 ist die Empfindlichkeit des Gerätes besonders groß.

Messungen der Tropfengrößenverteilung und Tropfenzahl in Cumuli erlauben wichtige Rückschlüsse auf die Neigung dieser Wolken zur Niederschlagsbildung. Außerordentlich wertvoll sind in diesem Zusammenhang die Ergebnisse, die von Squires (13) sowie Squires und Twomey (14) bei Flügen über dem

Pazifik und über Australien erzielt wurden. Während der Flüssigwassergehalt in maritimen Wolken nur etwa 20 bis 30% höher lag als in kontinentalen Wolken, die Aufwindgeschwindigkeit über Land und über dem Meer etwa gleich war, zeigten die Tröpfchenspektren sehr charakteristische Unterschiede. Maritime Cumuli enthalten weniger und größere Tröpfchen als kontinentale Cumuli. Die mittlere Tröpfchenzahl, die in maritimen Cumuli gefunden wurde, betrug $45/\text{cm}^3$, in kontinentalen Cumuli dagegen $228/\text{cm}^3$. Die maximale Tröpfchenzahl, die in maritimen Cumuli gefunden wurde, betrug $470/\text{cm}^3$, in kontinentalen Cumuli dagegen $2800/\text{cm}^3$. Diese Ergebnisse wurden aus über 800 Einzelbeobachtungen gewonnen und erscheinen daher repräsentativ für nicht-regnende Cumuli über Land und Meer. Entsprechend große Unterschiede zeigen sich bei der Tropfenverteilung. Während maritime Cumuli ein breites Tropfenverteilungsspektrum mit einer mittleren Tropfenverteilung von etwa 20 bis 30μ Durchmesser hatten, war das Spektrum

der kontinentalen Wolken sehr schmal mit mittleren Tropfenverteilungen um 15μ . Diese Unterschiede in der mikrophysikalischen Struktur maritimer und kontinentaler Wolken haben wichtige Konsequenzen für die kolloidale Instabilität und erhöhte Niederschlagsneigung maritimer Wolken. Das breite Tropfenverteilungsspektrum und die Gegenwart einiger großer Tropfen bedeuten einen hohen Wirkungsgrad des Koaleszenzmechanismus. Verursacht werden diese Unterschiede durch das völlig verschiedene Kondensationskernspektrum, das über Meeren und Kontinenten angetroffen wird. Die Bedeutung der Arbeiten von Squires und Twomey liegt vor allem darin, daß es ihnen gelang, die Zusammenhänge, die zwischen dem Spektrum der Wolkenverteilung und dem Spektrum der Kondensationskerne bestehen, zu erkennen und durch Messungen der Aktivität der Kondensationskerne bei geringen Übersättigungen und der Tröpfchenverteilung in Wolken zu bestätigen.

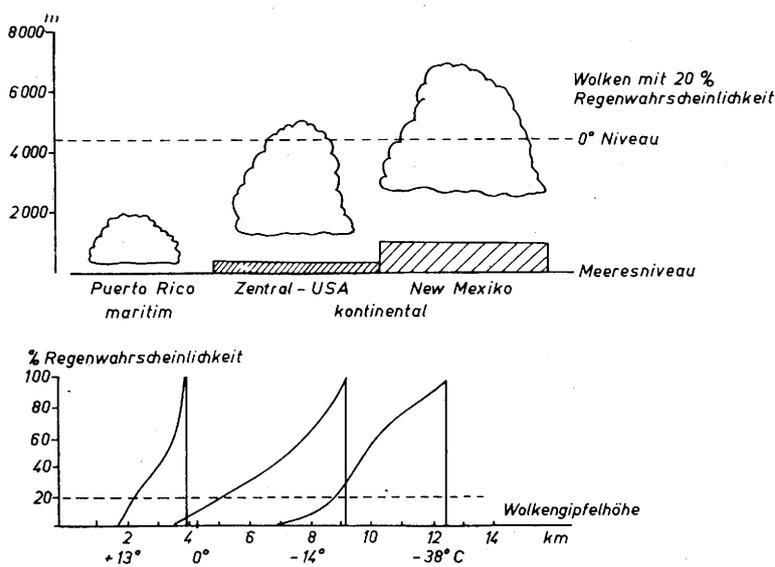


Abb. 3
Regenwahrscheinlichkeit maritimer und kontinentaler Wolken in den Vereinigten Staaten (nach Battan und Braham)

Die hohe Niederschlagsneigung maritimer Wolken ergibt sich auch aus den Untersuchungen von Battan und Braham (15) über dem Karibischen Meer und über den Vereinigten Staaten. Abb. 3 bringt eine zusammenfassende Darstellung dieser Arbeiten. Der obere Teil von Abb. 3 zeigt die Wolkengipfelhöhe, die Wolken mit 20% Niederschlagswahrscheinlichkeit in maritimen und kontinentalen Gebieten erreichen müssen, während die untere Darstellung die Niederschlagswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Wolkengipfelhöhe bzw. der Temperatur der Wolkengipfel angibt. Man erkennt sofort, daß über dem Karibischen Meer der Niederschlagsmechanismus stets in warmen Wolken wirksam wird, während in einer extrem kontinentalen Gegend wie New Mexiko Niederschläge nur in Wolken ausgelöst werden können, die die Nullgradgrenze beträchtlich unterschreiten. Es ist sehr erfreulich, daß durch die oben zitierten Arbeiten von Rittberger und Diem nun auch umfangreiches Beobachtungsmaterial über die mikrophysikalischen Parameter in mitteleuropäischen Wolken zum Vergleich vorliegt. Die Untersuchungen dieser Autoren zeigen ebenfalls, daß bei schmalen Tropfenverteilungsspektren kein oder nur in begrenztem Umfang Niederschlag auftritt, daß dagegen breite Spektren bevorzugt mit länger auftretendem Regen oder Schneefall verknüpft sind. Bei schmalen Spektren fehlen Tropfen über 45μ , während bei breiten Spektren die größten Tropfen

stets über 30μ groß sind und Tropfendurchmesser bis über 85μ auftreten. Bei den von Diem untersuchten Fällen handelt es sich — abgesehen von Hochnebellagen durch Stau der Strömung, die sich aber durch die Besonderheit ihres Tropfenverteilungsspektrums von den anderen Fällen klar abheben — meist um Wolken, in denen neben den Wolkenverteilungselementen Niederschlagskerne (Schnee, Griesel, Graupel, Regentropfen) beobachtet wurden. Die Tropfenzahl bewegte sich in 98,5% aller Fälle unter $300/\text{cm}^3$. Es ist bemerkenswert, daß schmale Tropfenverteilungsspektren häufig bei tiefen Temperaturen (unter -14°C), breite Spektren dagegen überwiegend bei Temperaturen über -14°C beobachtet wurden.

Ähnlich interessante Ergebnisse über die Mikrostruktur der Cumuli liefern die Messungen des Flüssigwassergehaltes, die von Warner (16) sowie von Warner und Squires (17) ebenfalls über dem Pazifik und über Australien erzielt wurden. Drei wesentliche Erkenntnisse müssen dabei herausgestellt werden:

- 1) Der Flüssigwassergehalt in nicht-regnenden oder nur leichten Regen liefernden Cumuli steigt von der Basis der Wolke bis etwa 500 m unterhalb des Gipfels an und nimmt dann rasch mit zunehmender Höhe ab.
- 2) Es wird nie der Flüssigwassergehalt erreicht, der sich aufgrund feuchtadiabatischer Abkühlung einstellen müßte.

3) Das Verhältnis zwischen tatsächlich vorhandenem Flüssigwassergehalt zu theoretisch möglichem Wassergehalt nimmt mit zunehmender Höhe ab.

Abb. 4 illustriert diese Ergebnisse an verschiedenen Beispielen.

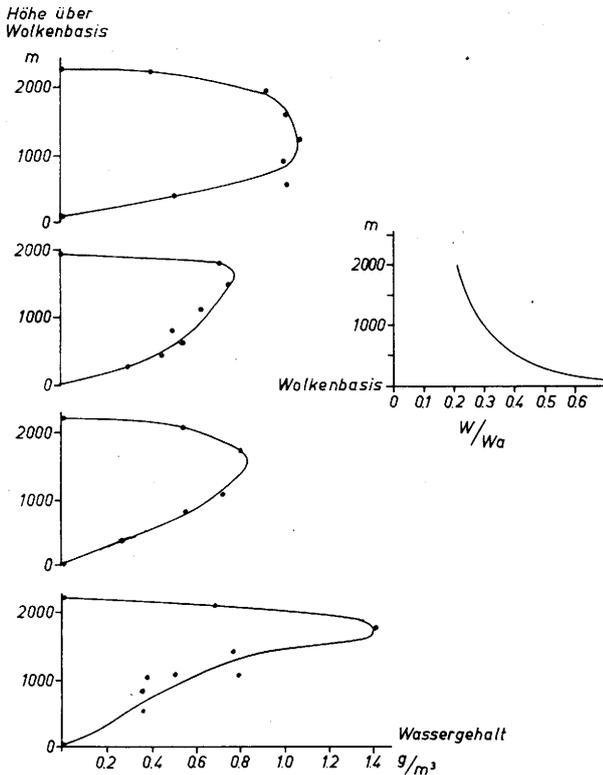


Abb. 4

Flüssigwassergehalt in 4 Cumuluswolken in Abhängigkeit von der Schichtdicke der Wolke (nach Warner)

Der niedrige Flüssigwassergehalt der untersuchten Cumuli und die heftigen Schwankungen des Flüssigwassergehaltes beim Durchflug durch die Wolken lassen sich nur durch die Annahme einer intensiven Mischung der Wolkenluft mit der trockenen Umgebungsluft erklären.

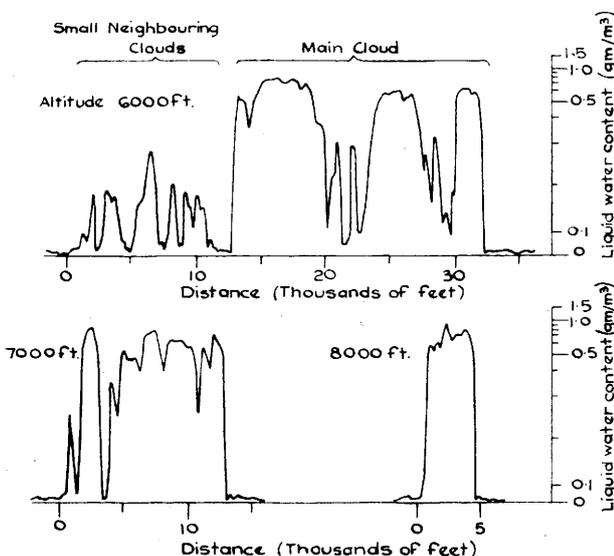


Abb. 5

Fluktuationen des Flüssigwassergehaltes beim Durchflug durch Cumuli (nach Warner)

Abb. 5 zeigt zwei Registrierungen des Flüssigwassergehaltes beim Durchflug durch eine Wolke. Der inhomogene Aufbau der Wolke ist an den starken Fluktuationen des Flüssigwassergehaltes deutlich zu erkennen. Bemerkenswert sind die „trockenen“ Löcher im Inneren der Wolke. Ähnliche Fluktuationen, wie die hier wiedergegebenen, wurden erstmals vor mehr als 10 Jahren von aufm K a m p e (18) bei Meßflügen mit einem Sichtmeßgerät festgestellt. Die Untersuchungen Warners über die Fluktuation des Flüssigwassergehaltes in Wolken sind ein schönes Beispiel für die Möglichkeit, anhand von Messungen mikrophysikalischer Größen in Wolken Rückschlüsse auf dynamische Vorgänge ziehen zu können. Die Registrierungen zeigen einen scharfen Übergang von der wolkenfreien Umgebungsluft beim Einflug in die Wolke. Es fehlt dagegen eine Zone maximalen Flüssigwassergehaltes im Inneren der Wolke, die aufgrund früherer Untersuchungen Zaitsevs (19) erwartet werden sollte. Zaitsev hatte bei seinen Messungen eine wesentlich weniger komplexe Verteilung des Flüssigwassergehaltes vorgefunden mit einem Maximum im Zentrum der Wolke und einer stetigen Abnahme nach den Rändern der Wolke. Nach Ansicht Warners lassen sich seine eigenen Meßergebnisse durch die Theorie von S c o r e r und L u d l a m (20) interpretieren, wobei trockene Umgebungsluft vorwiegend in den noch wachsenden Teilen der Wolke in die Wolkenluft eingemischt wird, d. h. in der Gegend des Wolkengipfels. Die Mischungsvorgänge an den seitlichen Wolkenrändern scheinen geringer zu sein, andernfalls könnte der Übergang von wolkenfreier Luft in die Wolkenluft nicht durch einen solch spontanen Anstieg des Wassergehaltes ausgedrückt werden. Die Zonen niedrigen Wassergehaltes im Inneren der Wolke werden durch Mischungsvorgänge und Absinkbewegungen zwischen Wolkenzellen erklärt.

Der Koaleszenzprozeß

Die vorangegangenen Ausführungen haben gezeigt, daß ein breites Tröpfchenspektrum Vorbedingung zur Niederschlagsbildung ist und daß die Bildung breiter Tropfenspektren in maritimen Wolken erleichtert ist. In maritimen Wolken läuft der Mechanismus der Niederschlagsbildung bei Temperaturen über 0° C vollständig ab. Einer der beiden Prozesse, die zu einer Inhomogenisierung der Tropfengrößenverteilung in Wolken führen, ist der Koaleszenzvorgang. Seine Bedeutung für die Niederschlagsbildung hat zu einem intensiven Studium der Bedingungen geführt, unter denen Wolkentropfen kollidieren und danach zusammenfließen. Der Wirkungsgrad des Koaleszenzvorganges ist für Tröpfchen unter 20 µ Radius sehr gering. Die Grenzgröße von 20 µ wurde erst kürzlich von H o c k i n g (21) als wesentliche Voraussetzung für das Einsetzen der Koaleszenz herausgestellt. Einige Tropfen müssen also durch Kondensation einen Radius von 20 µ erreichen, bevor sie in der Lage sind, andere Tropfen einzufangen und mit ihnen zusammenzuzufießen. Die geringe Konzentration der Salzkerne über den Ozeanen, ihre Größe — die Mehrzahl der maritimen Aerosolteilchen ist größer als 0,5 µ — und ihre Hygroskopizität stehen in Einklang mit den Tropfenzahlen in maritimen Wolken und dem — verglichen mit Wolkentropfen in kontinentalen Wolken — raschen Wachstum der Tröpfchen durch Kondensationsvorgänge. Die Untersuchungen, die über die Produktion und Verteilung der Seesalzkerne in den letzten Jahren durchgeführt wurden, haben entscheidend zum Verständnis der Koaleszenzprozesse in Wolken und ihrer Bedeutung für die Niederschlagsbildung über den Ozeanen beigetragen. Die optimale Tropfengröße für die Wirksamkeit der Koaleszenzprozesse liegt zwischen 20 µ und 1000 µ Tropfen, die größer als 1 mm sind, werden beim Fall bereits so stark deformiert, daß sie beim Aufprall auf den Partner zerplatzen. Wie Laborversuche

zeigen, wird der Wirkungsgrad des Koaleszenzprozesses durch elektrische Aufladung der Tropfen erhöht, doch erscheint es zweifelhaft, ob die elektrischen Felder in „warmen“ Wolken die Wirksamkeit des Koaleszenzprozesses wesentlich beeinflussen.

Mit dem Einsetzen der Koaleszenz nimmt das Tropfenwachstum beschleunigt zu, Tröpfchen von mehreren hundert μ Radius können bereits im turbulenten Wolkenaufwind zerplatzen, auf diese Weise die Zahl der Niederschlags-elemente vervielfachen, so daß bei anhaltender Wasserdampfzufuhr eine Vielzahl von Regentropfen innerhalb einer kurzen Zeitspanne gebildet werden kann.

Der Bergeron - Findeisen - Prozeß

Der Unterschied in Konzentration, Größenverteilung und Konstitution, der zwischen maritimen und kontinentalen Aerosolen besteht, ebenso wie vermindertes Wasserdampfangebot über Land, bewirken, daß der Koaleszenzprozeß über Kontinenten keinen günstigen Wirkungsgrad erreicht. Die kolloidale Stabilität kontinentaler Wolken ist wesentlich größer, ihre Niederschlagsneigung nimmt erst zu, wenn die Wolke größere Höhen und damit Temperaturen unter null Grad Celsius erreicht. Der überwiegende Anteil des Regens, der über Land fällt, wird in Mischwolken gebildet. Es soll an dieser Stelle nicht näher auf den Ablauf der Niederschlagsbildung durch Beteiligung der Eisphase eingegangen werden, der oft diskutiert und allgemein bekannt ist. Unter Hinweis auf die einführenden Bemerkungen zu dem vorliegenden Aufsatz muß folgendes unterstrichen werden:

Es war in der Einleitung betont worden, daß zur Auslösung von Niederschlägen etwa 100 000 Wolken-tröpfchen in einen Regentropfen umgewandelt werden müssen. Diese Bedingung bedeutet, daß der Bergeron - Findeisenprozeß nur dann wirksam sein kann, wenn die Zahl der Eisteilchen klein ist im Vergleich zu der Zahl der gleichzeitig anwesenden unterkühlten Wassertröpfchen. Bei einer mittleren Tröpfchenkonzentration von 100/cm³ ist ein optimaler Wirkungsgrad bei etwa 1—10 Eisteilchen/ltr. gewährleistet. Der Eisteilchenmechanismus wäre nicht imstande, auch nur einen Regentropfen zu erzeugen, wenn die atmosphärischen Aerosolteilchen ebensogute Gefrierkerne wären, wie sie Kondensationskerne sind, d. h. wenn bei Erreichen des Gefrierpunktes ein sofortiges Gefrieren aller vorhandenen Tröpfchen einträte. Die kolloidale Stabilität der Wolke bliebe auf diese Weise erhalten. Es sei an dieser Stelle die interessante Feststellung eingefügt, daß nach den Beobachtungen von Ritterberger und Diem, trotz des gleichzeitigen Auftretens von Eisteilchen und Wassertröpfchen in der Mischwolke bei Temperaturen unter dem Gefrierpunkt, die kolloidale Stabilität der Mischwolke über Stunden erhalten bleibt, d. h. wesentlich länger, als man es nach den Überlegungen von Bergeron und Findeisen erwarten sollte.

Es ist naheliegend, daß in diesem Zusammenhang dem Studium der atmosphärischen Gefrierkerne eine große Bedeutung beigemessen wird. Es ist hier nicht der Raum, auf Einzelheiten einzugehen; ich möchte mich daher auf eine zusammenfassende Betrachtung beschränken, die die in den vergangenen Jahren an verschiedenen Meßstellen der Nord- und Südhalbkugel gewonnenen Ergebnisse berücksichtigt. Die vorliegenden Messungen erlauben heute einen einigermaßen gesicherten Überblick über die mittlere weltweite Verbreitung der Gefrierkerne in der Atmosphäre. Eine eingehende Darstellung der jüngsten Forschungsergebnisse auf diesem Gebiet wurde kürzlich von Bigg (22, 23) veröffentlicht. Abb. 6 zeigt die mittlere Gefrierkernkonzentration auf der Nord- und Südhalbkugel in Abhängigkeit von der Temperatur in der unterkühlten

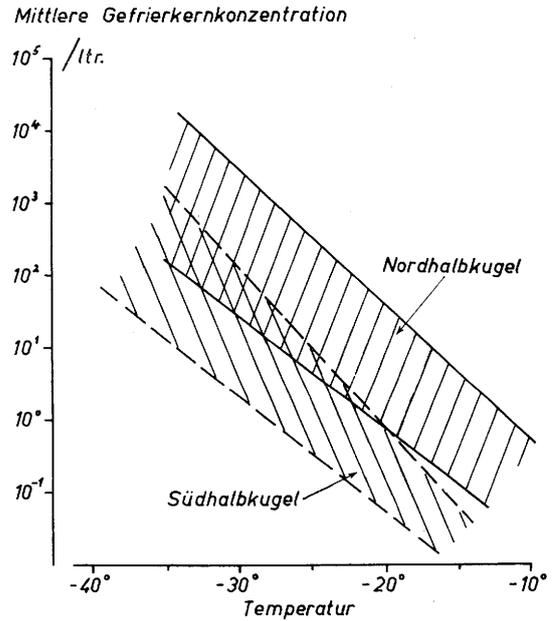


Abb. 6
Mittlere Gefrierkernkonzentration in Abhängigkeit von der Temperatur auf der Nord- und Südhalbkugel
Nordhalbkugel: aufm Kampe-Weickmann, USA: M. — Georgii, Deutschland-Irland: M. — Isono, Japan: M — Kline, USA: E. — Meteor. Res. Flight, England: E. — Rau, Deutschland: M. — Soulage, Frankreich: E. — Südhalbkugel: Bigg, Australien: E, M. — Mossop, Südafrika: E. — Meteor. Service, Neuseeland: E. —
(E = Expansionskammer, M = Mischwolkenkammer)

Mischwolke. Zur Festlegung des Konzentrationsbereiches wurden die Daten der in Abb. 6 angeführten Autoren benutzt. Es muß darauf hingewiesen werden, daß unterschiedliche Meßmethoden angewandt wurden, wobei Messungen in Expansionskammern im allgemeinen niedrigere Werte der Gefrierkernkonzentration ergeben als Messungen in Mischwolkenkammern. Für Einzelheiten wird auf die Literatur verwiesen (24). Der Konzentrationsunterschied, der auf unterschiedliche Instrumentierung zurückzuführen ist, wurde in Abb. 6 bereits berücksichtigt. Nach dem heutigen Stand unserer Kenntnisse darf es als gesichert angesehen werden, daß die Gefrierkernkonzentration auf der Südhalbkugel etwa um den Faktor 10 niedriger liegt als auf der Nordhalbkugel. Eine Konzentration von 1 Eisteilchen/ltr. wird daher auf der Südhalbkugel erst bei Temperaturen um — 20° C bis — 25° C erreicht, auf der Nordhalbkugel dagegen bereits zwischen — 12° C und — 18° C. Die hohe Gefrierkernkonzentration auf der Nordhalbkugel ist auf den höheren Anteil von Partikeln kontinentalen Ursprungs im atmosphärischen Aerosol und damit auf die unterschiedliche Land- und Meerverteilung auf beiden Hemisphären zurückzuführen. Untersuchungen von Georgii und Metnieks (25) an der Westküste von Irland zeigten, daß Aerosolteilchen maritimen Ursprungs erst bei sehr tiefen Temperaturen als Gefrierkerne wirksam werden, während Mason und Maybank (26) die hohe Aktivität einiger im natürlichen Aerosol vorkommender Mineralien mit hexagonaler Kristallstruktur nachweisen konnten. Etwa sieben der insgesamt 28 untersuchten Substanzen waren bereits bei Temperaturen oberhalb — 10° C als Gefrierkerne wirksam.

Neben der Konzentration der Gefrierkerne in Abhängigkeit von der Temperatur, die, wie Abb. 6 zeigt, mit abnehmender Temperatur etwa exponentiell ansteigt, interessiert der Größenbereich der Aerosolteilchen, die als Gefrierkerne wirksam werden. Georgii (27) hat umfangreiche Untersuchungen über die Zusammenhänge zwischen Teilchengröße und Aktivierungstemperatur angestellt, die zeigen, daß vorzugsweise

Teilchen über $0,3 \mu$ bei Temperaturen oberhalb -30°C aktiviert werden und für die Eisteilchenbildung in unterkühlten Wolken und damit für den Prozeß der Niederschlagsbildung interessant sind. Die Aitkenkerne werden erst bei sehr tiefen Temperaturen (unter -35°

(29), aufm Kampe, Weickmann und Kelly (30) und von Grunow (31) zu nennen. Ein Mittelpunkt dieser Untersuchungen ist die Frage, ob die Temperatur oder die Eisübersättigung der Luft oder beide Faktoren gemeinsam für das Auftreten bestimmter Formen der Schneekristalle verantwortlich sind. Hallett und Mason (32) haben bei genauer Kontrolle von Temperatur und Übersättigung Schneekristalle in einer Diffusionskammer gezüchtet. Es ergab sich bei diesen Versuchen einwandfrei, daß die Temperatur für das Auftreten einer bestimmten Form des entstehenden Schneekristalls entscheidend ist. In Abhängigkeit von der Temperatur der Umgebungsluft wurden folgende Variationen der Form festgestellt:

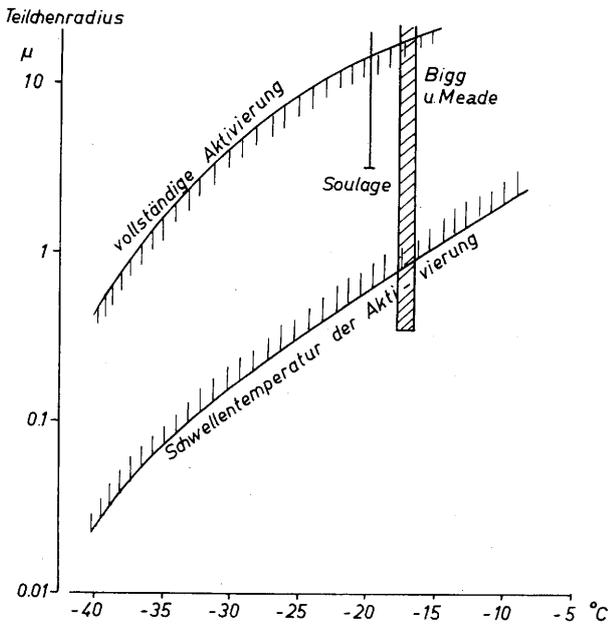


Abb. 7

Zusammenhang zwischen Teilchengröße des atmosphärischen Aerosols und Schwellentemperatur der Eisteilchenbildung

C) als Gefrierkerne wirksam. Abb. 7 gibt eine Übersicht über die Zusammenhänge. Einige Messungen anderer Autoren bei festgehaltener Temperatur fügen sich gut ein. Die Tatsache, daß die Teilchengröße der Aerosolpartikel eine Bedeutung für die Wirkung dieser Teilchen als Eiskeime hat, wird durch folgenden Umstand erklärt, Selbstverständlich ist die kristalline Struktur der Teilchen von primärer Bedeutung für ihre Wirksamkeit als Gefrierkerne. Ein hoher Anteil der kontinentalen Aerosolteilchen besitzt jedoch Mischkerncharakter, d. h. diese Teilchen bestehen aus einem Aggregat löslicher und unlöslicher Komponenten, so daß eine einheitliche kristalline Struktur nicht mehr zu erwarten ist. Bei derartigen Mischkernen wächst die Wahrscheinlichkeit des Auftretens „aktiver“ Stellen auf der Oberfläche, nämlich solcher Stellen, an denen die Eiskeimbildung einsetzen kann, mit zunehmender Teilchengröße.

Über die Vorgänge bei der Eiskeimbildung auf der Oberfläche bestimmter Kristalle wurden von Bryant, Hallett und Mason (28) Untersuchungen angestellt, bei denen das orientierte Wachstum der Eiskeime auf dem Mutterkristall gefilmt wurde. Es zeigte sich, daß die Eisbildung an bevorzugten Stellen, wie Stufen, Kanten oder Brüchen auf der Kristalloberfläche einsetzt. Im reflektierten Licht zeigen die Eiskristalle Interferenzfarben, aus deren Änderung Rückschlüsse über die Zunahme der Dicke des Eiskristalls gezogen werden können. Im allgemeinen breiten sich die Eiskristalle zunächst über die Oberfläche des Mutterkristalls aus, erst wenn sich zwei Eiskristalle berühren, nimmt die Dicke rasch zu.

In der Atmosphäre wachsen die Eiskristalle nach ihrer Bildung verhältnismäßig rasch und erreichen in Cumuli innerhalb 15 Minuten eine Größe von etwa 250μ . Es bilden sich Schneekristalle, deren Formenreichtum schon viele Forscher zu Untersuchungen über deren Ursache angeregt haben. Es sind in diesem Zusammenhang vor allem die Arbeiten von Nakaya

Temperatur	Form der Schneekristalle
0°C bis -3°C	dünne hexagonale Plättchen
-3°C bis -5°C	Nadeln
-5°C bis -8°C	hohle, prismatische Säulchen
-8°C bis -12°C	dicke hexagonale Plättchen
-12°C bis -16°C	Sternchen
-16°C bis -25°C	Plättchen
-25°C bis -50°C	prismatische Säulchen

Sternchen treten im allgemeinen nur bei einer geringen Wasserübersättigung auf. Ist die Übersättigung zur Ausbildung der Sternchen unzureichend, so werden auch im Temperaturbereich zwischen -12°C und -16°C dicke Plättchen gebildet. Das Maß der Übersättigung bestimmt die Geschwindigkeit des Wachstums der Schneekristalle. Durch Sublimation vermag ein Schneekristall unter günstigen Bedingungen innerhalb 30 Minuten bis zu einer Größe von etwa 1 mm anzuwachsen. Seine Fallgeschwindigkeit beträgt dann rund 50 cm/sec , so daß er trotz seiner Größe vom Wolkenaufwind weiter emporgetragen wird. Die Fallgeschwindigkeit wächst auch mit zunehmender Größe nur wenig an. Sternchen dieser Größe sind jedoch sehr zerbrechlich. Im turbulenten Wolkenaufwind können kleine Eisfragmente absplintern, wodurch sich die Zahl der Eiskristalle und damit der Niederschlags Elemente in der Wolke vermehrt. Bereits Bruchstücke von etwa 10μ Größe können als Wachstumszentren für neue Eiskristalle dienen. Die Bedeutung, die diese Splitterbildung für den Niederschlagsprozeß hat, ist heute noch nicht in ihren Einzelheiten erforscht. Auch das Gefrieren von Tropfen ist häufig von der Bildung von Eissplintern begleitet, wie Untersuchungen von Mason und Mitarbeitern zeigten. Dabei können Tropfen im Größenbereich zwischen $0,1$ und 1 mm durch das Zerbrechen der sich bildenden Eisschale rund 100 Eissplinter bilden. Die Versuche zeigten, daß weniger die Tröpfchengröße als die Abkühlungsgeschwindigkeit diesen Vorgang beeinflusst.

Über die Struktur der Hagelkörner

Das Hagelunwetter ist wohl die großartigste Leistung, die der Niederschlagsmechanismus vollbringen kann. Bei der Bildung von Hagelunwettern sind zweifellos die dynamischen Prozesse von ausschlaggebender Bedeutung. Sie haben in der letzten Zeit durch Arbeiten von Dessens (33), Ludlam (34) sowie Ludlam und Browning (35) gebührende Beachtung gefunden. Die Struktur und die Bildung der Hagelkörner selbst war ebenfalls Gegenstand eingehender Untersuchungen durch List (36, 37, 38), sowie durch Mossop und Kidd (39). List entwickelte eine Dünnschnitt-Technik, die es erlaubt, Schichten von $0,3$ bis $0,4 \text{ mm}$ Dicke aus den Hagelkörnern herauszuschneiden, ohne ihre Struktur zu verletzen. Diese Methode erlaubt ein genaues Studium des Schichtenaufbaues

und des Einschlusses von Luftblasen. Die Verwendung von polarisiertem Licht bei der mikroskopischen Untersuchung der Dünnschnitte macht die Kristallstruktur sowie die Größe und Anordnung der einzelnen Eiskristalle im Hagelkorn sichtbar. Bei fast allen untersuchten Hagelkörnern war es möglich, die Wachstumszentren zu lokalisieren. In etwa 80% der Fälle war der Ursprung des Hagelkornes ein Graupel, in einigen wenigen Fällen ein großer, plötzlich gefrorener Tropfen. Beim Wachstum des Hagelkornes können zwei Phasen deutlich unterschieden werden:

- 1) Trockenes Wachstum: Unterkühlte Tröpfchen, die mit dem Hagelkorn kollidieren, gefrieren sofort an der Oberfläche des Hagelkornes. Beim schnellen Gefriervorgang werden Luftblasen eingeschlossen. Der Volumenzuwachs ist durch das Entstehen von porösem Eis beträchtlich.
- 2) Nasses Wachstum durch Verdichtung: Kollidierende Tröpfchen zerfließen auf der Oberfläche des Hagelkornes und überziehen die Oberfläche mit einem Wasserfilm. Wasser dringt in die poröse Eisschicht ein. Es bildet sich eine glatte Oberfläche, ohne Einschluss von Luftblasen, aus. In die Kavernen eingedrungenes Wasser kann über längere Zeit flüssig erhalten bleiben. Der Gefriervorgang vollzieht sich langsam, die Volumenzunahme ist gering.
- 3) Bildung von Schwammeis: Hierbei handelt es sich um eine andere Form des nassen Wachstums, wobei

sich ein Eisgerüst in zunehmendem Maße mit Wasser anfüllt.

Diese neuen Erkenntnisse erklären ein rascheres Wachstum der Hagelkörner, als dies auf Grund älterer Theorien angenommen wurde. Die schnellere Größenzunahme der Hagelkörner steht in besserem Einklang mit den dynamischen Prozessen in der Wolke. Das Wachstum der Hagelkörner wird durch drei Prozesse beschleunigt:

- 1) die Bildung von porösem Eis,
- 2) die meist elliptische Form der Hagelkörner, die einen besseren Wirkungsgrad beim Abfangen unterkühlter Tröpfchen ergibt,
- 3) die voluminöse Eisstruktur setzt die Fallgeschwindigkeit herab, wodurch die Verweilzeit der Hagelkörner in der Wolke erhöht wird.

Die Ausführungen dieses Aufsatzes zeigen die Vielfalt der Prozesse, die an der Bildung des Niederschlags beteiligt und häufig miteinander verknüpft sind. Es ist daher vielleicht zweckmäßig, sie in einer schematischen Übersicht zusammenzufassen, die die Niederschlagsbildung in warmen Wasserwolken ($T > 0^{\circ}\text{C}$) und in unterkühlten Mischwolken ($T < 0^{\circ}\text{C}$) zeigt. Es sind die verschiedenen Phasen angegeben, die beim Koaleszenz- bzw. beim Bergeron-Findeisenprozeß durchlaufen werden, und die verschiedenen Möglichkeiten angedeutet, die die Entwicklung von Schneekristallen zu Schneeflocken bzw. Graupel und Hagel nehmen

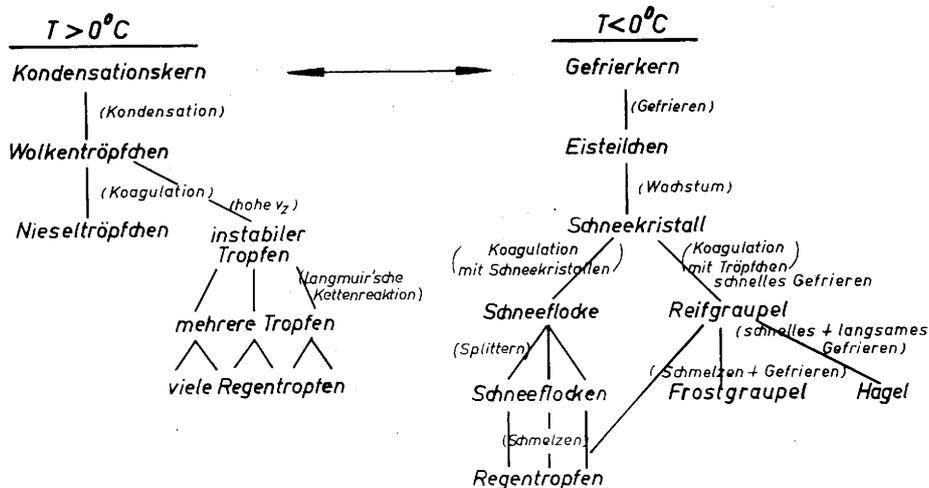


Abb. 8
Schematische Darstellung des Vorganges der Niederschlagsbildung in der Atmosphäre

kann. Das in Abb. 8 wiedergegebene Schema leidet naturgemäß unter dem Mangel aller derartigen Darstellungen, daß es das Geschehen, das sich in der Wolke bei der Niederschlagsbildung tatsächlich abspielt, stark vereinfacht und daher nur unvollkommen beschreibt. Insbesondere sind die Fälle nicht berücksichtigt, bei denen der Koaleszenzmechanismus und der Bergeron-Findeisenprozeß in der gleichen Wolke wirksam sind. Diese Fälle sind offenbar gar nicht so selten, und Todd (40) konnte an einzelnen Beispielen nachweisen, daß sich das Übergewicht des einen oder des anderen Mechanismus im Regentropfenspektrum und seiner Änderung während des Regens ausdrückt.

Der Niederschlagsmechanismus ist nur ein Teilgebiet der Wolkenphysik. Der vorliegende Aufsatz zeigt, daß insbesondere die mikrophysikalischen Vorgänge, die zur Erzeugung von Niederschlägen beitragen, heute recht gut erforscht und bekannt sind. Der zukünftige Schwerpunkt der Forschung sollte sich mehr auf die dynamischen Prozesse verlagern und die Zusammen-

hänge zwischen Mikrophysik der Wolken und Wolken- und Wolkenphysik klarstellen. Gleichzeitig wäre einer Vertiefung unserer Kenntnisse über die räumliche und zeitliche Verteilung und Entwicklung der Wolken- und Niederschlagsselemente in den Wolken erforderlich, die wiederum eine Verbesserung der Meßtechnik zur Voraussetzung hat. Die Geschwindigkeit des Fortschrittes auf diesem Forschungssektor darf nicht zu optimistisch beurteilt werden, da es im Gegensatz zu vielen mikrophysikalischen Vorgängen nicht möglich ist, dynamische Prozesse und ihren Einfluß auf die Wolken- und Niederschlagsselemente unter realistischen Bedingungen im Laboratorium zu reproduzieren.

Der vorliegende Aufsatz wurde während eines Forschungsaufenthaltes am Imperial College of Science and Technology, Department of Cloud Physics, London, zusammengestellt. Der Verfasser möchte diese Gelegenheit benutzen, Herrn Professor B. J. Mason für wertvolle Diskussionen zu danken.

Literatur

- I. Zusammenfassende Werke
 - Fletcher, N. H.: *The Physics of Rainclouds*. Cambridge 1962.
 - Mason, B. J.: *The Physics of Clouds*. Oxford 1957.
 - Mason, B. J.: *Clouds, Rain and Rainmaking*. Cambridge 1962.
- II. Originalarbeiten
 - (1) McDonald, J. E.: Physics of Cloud Modification. In: *Advances of Geophysics* 5 (1958) S. 223—303.
 - (2) Wieland, W.: Die Wasserdampfkondensation an natürlichem Aerosol bei geringen Übersättigungen. Diss. Zürich 1956.
 - (3) Twomey, S.: The nuclei of natural cloud formation. Part I: The chemical diffusion method and its application to atmospheric nuclei. *Geofis. pura e appl.* 43 (1959) S. 227—242.
 - (4) Howell, W. E.: The growth of cloud drops in uniformly cooled air. *J. Meteor.* 6 (1949) S. 134—149.
 - (5) Neiburger, M. and Chien, C. W.: Computations of the growth of cloud drops by condensation using an electronic digital computer. In: *Physics of precipitation*. Woods Hole, Mass., 1959 = *Geophys. Monogr.* No. 5, S. 191—210.
 - (6) Mason, B. J.: and Chien, C. W.: Cloud-droplet growth by condensation in cumulus. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 88 (1962) S. 136—142.
 - (7) Rittberger, W.: Zur Struktur der Wolken. *Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat.* A 11 (1959) S. 333—367.
 - (8) Diem, M.: Zur Struktur der Wolken. *Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat.* A 13 (1962) S. 34—56.
 - (9) Mordy, W. A.: Geographic and climatic notes on the Project Shower area. *Tellus*, Stockholm, 9 (1957) S. 471—474.
 - (10) Squires, P. and Gisselpe, C. A.: A cloud-droplet sampler for use on aircraft. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 78 (1952) S. 387—393.
 - (11) Eldridge, R. G.: Measurements of cloud drop-size distributions. *J. Meteor.* 14 (1957) S. 55—59.
 - (12) Warner, J. and Newnham, T. D.: A new method of measurement of cloud-water content. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 78 (1952) S. 46—52.
 - (13) Squires, P.: The microstructure and colloidal stability of warm clouds. *Tellus*, Stockholm, 10 (1958) S. 256—271.
 - (14) Twomey, S. and Squires, P.: The influence of cloud nucleus population on the microstructure and stability of convective clouds. *Tellus*, Stockholm, 11 (1959) S. 408—411.
 - (15) Battan, L. J. and Braham, R. R.: A study of convective precipitations. *J. Meteor.* 13 (1956) S. 587—591.
 - (16) Warner, J.: The water content of cumuliform clouds. *Tellus*, Stockholm, 7 (1955) S. 449—457.
 - (17) Warner, J. and Squires, P.: Liquid water content and the adiabatic model of cumulus development. *Tellus*, Stockholm, 10 (1958) S. 390—394.
 - (18) aufm Kampe, H. J.: Visibility and liquid water content in clouds in the free atmosphere. *J. Meteor.* 7 (1950) S. 54—57.
 - (19) Zaitsev, V. A.: Liquid water content of cumuliform clouds. *Trudy, Leningrad Glavn. Geofiz. Obs.* Nr. 19 (1950) S. 122.
 - (20) Scorer, R. S. and Ludlam, F. H.: Bubble theory of penetrative convection. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 79 (1953) S. 94—103.
 - (21) Hocking L. M.: The collision efficiency of small drops. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 85 (1959) S. 44—50.
 - (22) Bigg, E. K.: Summary of measurements of ice nucleus concentrations. *Bull. Obs. Puy de Dôme* 1960. S. 89—98.
 - (23) Bigg, E. K.: Natural atmospheric ice nuclei. *Sci. Progr.* Vol. 49 (1961) No. 195.
 - (24) Report on the Pasadena cooperative program of ice nucleus measuring technique. Pasadena (Calif.) 1957.
 - (25) Georgii, H. W. and Metnieks, A. L.: An investigation into the properties of atmospheric freezing nuclei and sea-salt nuclei under maritime conditions at the west coast of Ireland. *Geofis. pura e appl.* 41 (1958) S. 159—176.
 - (26) Mason, B. J. and Maybank, J.: Ice-nucleating properties of some natural mineral dusts. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 84 (1958) S. 235—241.
 - (27) Georgii, H. W.: Über die Eiskeimbildung in unterkühlten Wolken in ihrer Abhängigkeit vom atmosphärischen Aerosol. *Ber. Dt. Wetterd.* Nr. 58 (1959).
 - (28) Bryant, G. W.; Hallett, J. and Mason, B. J.: The epitaxial growth of ice on single-crystalline substrates. *J. Phys. Chem. Solids* 12 (1960) S. 189.
 - (29) Nakaya, U.: *Snow crystals: Natural and artificial*. Cambridge (USA) 1954.
 - (30) aufm Kampe, J., Weickmann, H. K. u. Kelly, J. J.: The influence of temperature on the shape of ice crystals growing at water-saturation. *J. Meteor.* 8 (1951) S. 168—174.
 - (31) Grunow, J.: Snow crystal analysis as a method of indirect aerology. In: *Physics of precipitation*. Woods Hole, Mass., 1959 = *Geophys. Monogr.* No. 5, S. 130—141.
 - (32) Hallett, J. and Mason, B. J.: The influence of temperature and supersaturation on the habit of ice-crystals grown from the vapor. *Proc. Roy. Soc. A* 247 (1958) S. 440.
 - (33) Dessens, H.: Severe hailstorms are associated with very strong winds between 6000 and 12000 meters. In: *Physics of precipitation*. Woods Hole, Mass., 1959 = *Geophys. Monogr.* No. 5, S. 333—338.
 - (34) Ludlam, F. H.: The hail problem. *Nubila* 1 (1958) S. 12—94.
 - (35) Browning, K. A. and Ludlam, F. H.: Airflow in convective storms. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 88 (1962) S. 117—135.
 - (36) List, R.: Growth and structure of graupel and hailstones. In: *Physics of precipitation*. Woods Hole, Mass., 1959 = *Geophys. Monogr.* No. 5, S. 317—324.
 - (37) List, R.: New developments in hail research. *Science* 132 (1960) S. 1091—1098.
 - (38) List, R.: Physical methods and instruments for characterizing hailstones. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 42 (1961) S. 452—466.
 - (39) Mossop, S. C. and Kidder, R. E.: Artificial hailstones. *Bull. Obs. Puy de Dôme* 1962, S. 65—80.
 - (40) Todd, C. J.: Physics of precipitation in winter storms at Santa Barbara, California. In: *Physics of precipitation*. Woods Hole, Mass., 1959 = *Geophys. Monogr.* No. 5, S. 402—408.

3.11. Formung und Bildung von Graupel und Hagel

von

J. Friedrich Nagel

(mit 4 Abbildungen und 2 Tabellen im Text)

Zusammenfassung

Aus Fallexperimenten mit geeigneten Modellkörpern wird abgeleitet, daß Graupeln in konischer Form mit der Spitze nach unten gerichtet entstehen. Änderung der Windgeschwindigkeit und Turbulenz können die Graupeln veranlassen, um ihre Nebenachse zu rotieren und dadurch rund zu werden. An drei Beispielen wird der Einfluß gezeigt, den die Gestalt der Graupeln und die Größe der sich ansetzenden Regentropfen auf die Form der sich bildenden Hagelsteine hat.

Abstract

It is deduced from fall-experiments with suitable models that graupels come into existence in a conical shape with the apex pointing downwards. A change in the wind velocity and turbulence can cause the graupels to rotate round the subsidiary axis and therefore to become round. Three examples are given in order to show the influence which the shape of the graupels and the size of the depositing raindrops have on the shape of the forming hailstones.

In der Abb. 1 sind einige ungewöhnliche Formen von Hagelsteinen gezeigt, die zu verschiedenen Zeiten in Pretoria, Südafrika, fielen. Die Dimensionen sind aus dem eingezeichneten Maßstab, 1 cm, zu ersehen.

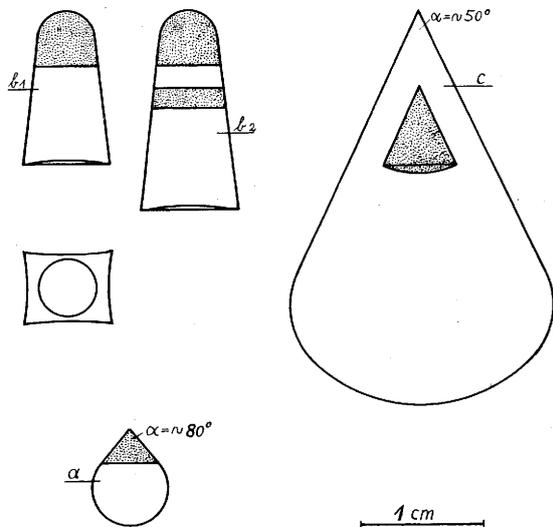


Abb. 1
Form von Hagelsteinen

Die Hagelkörner (Abb. 1a) hatten alle die gleiche Form und ungefähr dieselbe Größe. Der kugelförmige Teil war transparent, der kegelförmige Teil war undurchsichtig. Die Grenzfläche war eben, Der Winkel an der Spitze betrug ungefähr 80°.

Die Hagelsteine (Abb. 1b1) bestanden aus einem undurchsichtigen, abgerundeten Teil und einer durchsichtigen, abgestumpften Pyramide mit rechteckiger Grundfläche. Die Längsseiten waren scharfkantig und leicht eingebuchtet (weniger als gezeichnet). Die Grundfläche war stärker eingebuchtet (mehr als gezeichnet). Während 90 bis 95% die Form b1 hatten, war bei den übrigen (b2) noch eine undurchsichtige Schicht vorhanden. Alle Grenzflächen waren eben.

Die Hagelsteine (Abb. 1c) waren semitransparent. Etwa 100 wurden untersucht, und in jedem war eine konische Graupel enthalten. Der Winkel an der Spitze der Hagelsteine und der Graupeln betrug ungefähr 50°.

Es konnte nicht erklärt werden, wie sich diese Hagelsteinformen bildeten. Jedoch war zu vermuten, daß die Form der Hagelsteine vor allem bestimmt wird durch die Gestalt der Graupeln und die Größe der sich ansetzenden Regentropfen. Bis jetzt war allgemein die Meinung verbreitet, daß konische Hagelsteine mit der Spitze nach oben gerichtet fallen. Es war aber nicht bekannt, wie konische Graupeln fallen, auch nicht, wie sich dieselben formen.

R. List (1) hat viele konische Graupeln untersucht und gefunden, daß dieselben im Mittel so aussehen wie in Abb. 2 dargestellt ist. Er fand, daß der Winkel α sehr verschieden war, nämlich zwischen 45 und 95°, im Mittel etwa 70°. Dagegen fand er, daß der Winkel β stets ungefähr 90° war. Demnach haben konische Graupeln die Form von Kugelsektoren. Der Durchmesser der Fläche, an der der Kegel und der Kugelabschnitt zusammenstoßen, sei mit D bezeichnet. Haupt- und Nebenachse sind eingezeichnet. Die Abbildung stellt also eine konische Graupel mittlerer Form und Größe dar ($D = \sim 0,5$ cm).

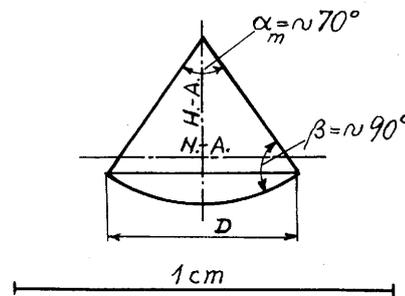


Abb. 2
Konische Graupel

Es wurden Modelle von Kugelsektoren mit verschiedenen Winkeln α aus einem Material mit der geringen Dichte von 0,03 g/cm³ hergestellt. Darum war die Fallgeschwindigkeit der Modelle so klein, daß dieselben viel größer als die natürlichen Graupeln gemacht werden konnten; denn, da die Reynolds'sche Zahl bestimmt ist durch $Re = \rho v d / \mu$, ist nur zu beachten, daß für die

Luftdichte ρ und die dynamische Viskosität μ der Luft das Produkt aus der Strömungsgeschwindigkeit, hier also aus der Fallgeschwindigkeit, v und dem Durchmesser d des fallenden Körpers, dieselbe Größe hat wie bei den natürlichen Graupeln, um Schlüsse aus den Experimenten ziehen zu können.

Die Modelle wurden zunächst in ruhiger Luft aus 13 m Höhe in den drei Lagen: mit der Spitze nach oben, mit der Spitze nach unten und mit der Spitze zur Seite gerichtet, fallen gelassen. Das Ergebnis ist aus Tab. 1 zu ersehen.

Fünf Modelle dieser Art wurden aus einem Kunststoff mit der Dichte $1,2 \text{ g/cm}^3$ hergestellt. Diese wurden in 2 m tiefem, ruhigem Wasser fallen gelassen. Das Ergebnis aus diesem Experiment ist in Tab. 2 dargestellt.

Falleexperimente wurden auch mit Modellen durchgeführt, bei denen der Winkel α noch viel größer als 100° war. Das Gesamtergebnis kann folgendermaßen zusammengefaßt werden:

Für $\alpha < 45^\circ$ ist die stabilste Lage mit der Spitze zur Seite gerichtet. Wenn α zwischen 45 und 55° ist,

fallen die Modelle so, daß sie sich wie Rotationspendel bewegen. Der Winkel γ nimmt mit zunehmendem Winkel α ab. Wenn α zwischen 60 und 90° ist, ist die stabilste Lage mit der Spitze nach unten gerichtet. Ist $\alpha > 115^\circ$, ist die stabilste Lage mit der Spitze nach oben gerichtet. Bei Winkeln α von etwa 55° und 100° besteht jeweils ein Übergangsstadium von der einen stabilen Lage in die andere.

In stabiler Lage zeigen die Modelle die Neigung, sich um ihre Hauptachse zu drehen. Durch eine solche Drehung wird die Stabilität erhöht.

Die Modelle aus dem leichteren Kunststoff wurden dann bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten wieder aus 13 m Höhe in den drei vorher erwähnten Lagen fallen gelassen. Diejenigen, bei denen der Winkel $\alpha < 55^\circ$ war, führten ähnliche Bewegungen aus wie in ruhiger Luft; diejenigen aber, bei denen $\alpha > 55^\circ$ war, rotierten sofort nach dem Loslassen um ihre Nebenachse. Im Augenblick der Freigabe werden ja die Modelle dem seitlich auf sie wirkenden Wind plötzlich frei ausgesetzt; es wurde jedoch wiederholt erreicht, daß dieselben bei einer Windstille losgelassen wurden und,

Tab. 1
Charakteristische Bewegungen von Kugelsektoren (Kunststoff, $\rho = 0,03 \text{ g/cm}^3$) während des Fallens in ruhiger Luft aus 13 m Höhe

α Grad	D cm	charakteristische Bewegungen nach Freigabe in Lage		
		$a = \triangle$	$b = \nabla$	$c = \triangleright$
35	1	nimmt Lage c an	nimmt Lage c an	fällt in Lage c
40	1	" " c "	" " c "	" " " c
45	1	bewegt sich mit der Spitze nach oben gerichtet wie ein Rotationspendel, $\gamma = \sim 160^\circ$		
50	1	ähnlich wie bei $\alpha = 45^\circ$, aber $\gamma = \sim 70^\circ$		
55	2	fast stabil	stabil	nimmt Lage b an
60	2	" "	"	" " b "
65	2	" "	"	" " b "
70	1	" "	"	" " b "
75	3	stabil	"	" " b "
80	1	nimmt Lage b an	"	" " b "
85	3	stabil	"	" " b "
90	3	"	"	" " b "
95	4	"	"	nimmt Lage a oder b an
100	4	"	"	rotiert um die Nebenachse
105	4	"	"	rotiert um die Nebenachse

Tab. 2
Charakteristische Bewegungen von Kugelsektoren (Kunststoff, $\rho = 1,2 \text{ g/cm}^3$) während des Fallens in 2 m tiefem, ruhigem Wasser

α Grad	charakteristische Bewegungen nach Freigabe in Lage		
	$a = \triangle$	$b = \nabla$	$c = \triangleright$
40	bewegt sich mit der Spitze nach oben gerichtet wie ein Rotationspendel, $\gamma = \sim 120^\circ$		
55	← rotiert um die Nebenachse →		
70	nimmt Lage b an	stabil	nimmt Lage b an
85	fast stabil	"	" " b "
100	stabil	"	" " b "

während sie noch fielen, Wind einsetzte. Dann rotierten dieselben ebenfalls sofort um ihre Nebenachse.

Es muß angenommen werden, daß konische Graupeln, die die Form von Kugelsektoren haben, Lagen

annehmen und Bewegungen ausführen wie die Kunststoffmodelle.

Aus den Ergebnissen kann geschlossen werden, daß alle Graupeln sich immer zuerst in konischer Form an

Schneekristallen bilden wie in Abb. 3 dargestellt ist. Zweifellos erfolgt die Vergraupelung in der Weise, daß dieselbe an der gesamten Oberfläche des Schneesterns beginnt; doch werden sich besonders viele unterkühlte Wolkentropfen in der Mitte, vor allem unten, ansetzen, wo allmählich die Spitze entsteht. Der freie Raum zwischen den Sternarmen füllt sich auf. Der Winkel α wird immer spitzer und schließlich im Mittel zu etwa 70° . Durch Drehung um die Hauptachse entsteht die gleichmäßige Form.

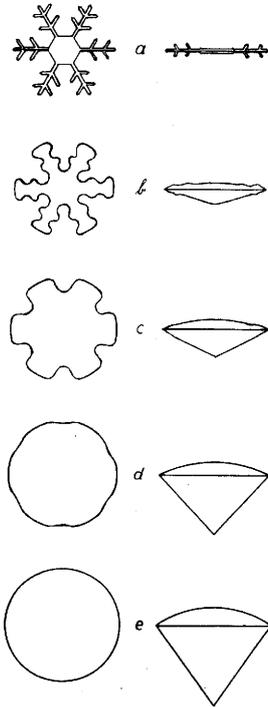


Abb. 3
Wahrscheinliche Formung einer konischen Graupel an einem Schneestern

Die verschiedenen Winkel α haben zweifellos ihren Ursprung in der Form und Größe der Schneekristalle und in der Dauer der ungestörten Vergraupelung. Runde Graupeln entstehen durch Rotation konischer Graupeln um ihre Nebenachse. Diese Rotation kann durch Turbulenz oder Änderung der Windgeschwindigkeit verursacht werden und kann natürlich schon im Entwicklungsstadium der Graupeln vorkommen. In dem Falle werden wohl die zarten Sternarme teilweise oder ganz abbrechen.

Mit den erhaltenen Erkenntnissen läßt sich nun die Entstehung der Hagelsteinformen der Abb. 1a und 1c erklären, aber noch nicht diejenige der Form 1b. Um dieses zu erreichen, wurden verschiedene Modelle hergestellt, darunter auch solche der Abb. 1b1. Das verschiedene Dichteverhältnis von Graupeln und Eis, das zu 0,5:0,9 angenommen war, wurde durch Eindrücken einer bestimmten Anzahl feiner Holzstifte in den entsprechenden Teil der Modelle erreicht. Fallexperimente zeigten, daß die Modelle stets mit den breitesten Seiten senkrecht zur Pendelebene pendelten. Beim Fall aus 13 m Höhe pendelten die Modelle 3- bis 4mal, wobei die Ausschwingungen etwa 30° nach jeder Seite betragen. Mit diesem Ergebnis läßt sich nun auch die Bildung der Hagelsteinform 1b erklären.

Wahrscheinlich entstanden die Hagelsteine der Abb. 1 in folgender Weise:

a) Konische Graupeln, mit der Spitze nach unten gerichtet, wurden von großen, unterkühlten Regentropfen eingeholt. Beim Zusammentreffen drang Wasser in den kugelförmigen Teil der Graupeln ein, und jedes Graupel-Wasser-Gebilde drehte sich herum. Durch die so erlangte günstige aerodynamische Form fiel das Gebilde schneller als die Regentropfen, von denen sich einige daran niederschlagen konnten. Durch Drehung um die Hauptachse entstand die gleichmäßige Form.

b) Runde Graupeln wurden von großen Regentropfen, etwa 0,4 cm im Durchmesser, eingeholt. Beim Zusammentreffen drang Wasser teilweise in die Graupeln ein. Jedes Graupel-Wasser-Gebilde drehte sich herum und pendelte mit den breitesten Seiten senkrecht zur Pendelebene. Deshalb konnten sich andere Regentropfen fast nur an diese beiden Seiten ansetzen. Deren Wasser wurde durch die Pendelungen teilweise an die Seiten, aber noch mehr an das untere Ende geschleudert. Dadurch aber wurden die andern beiden Längsseiten immer größer. Hatte deren Größe diejenige der erstgenannten Seiten genügend überschritten, drehte sich die Pendelebene um 90° . Dieser Vorgang hat sich wohl mehrfach wiederholt. — Die Form der Abb. 1b2 ist wahrscheinlich dadurch entstanden, daß zwei Graupel-Wasser-Paare zusammengekommen sind. Nach Umkehr ist die Anordnung Graupel-Wasser-Graupel-Wasser entstanden, wie in Abb. 4 dargestellt ist. Der Wassertropfen zwischen den beiden Graupeln ist teilweise in beide Graupeln eingedrungen und hat auch den Raum um die Graupeln ausgefüllt. Dadurch sind beide Graupeln zur Berührung gekommen, und durch das eingedrungene Wasser wurden die entsprechenden Graupelteile transparent. Aus dem Rauminhalt dieser durchsichtigen Schicht ergibt sich, unter Abzug der Graupelanteile, daß die Regentropfen etwa 0,4 cm im Durchmesser waren.

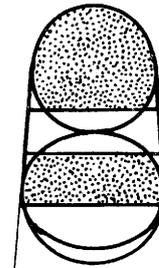


Abb. 4
Formung des Hagelsteins der Abb. 1b2

c) Die konischen Graupeln der Abb. 1c bewegten sich wie Rotationspendel. Kleine, unterkühlte Regentropfen schlugen sich rund um die Graupeln nieder, jedoch mehr dort, wo die größten Bewegungen stattfanden, also am dickeren Ende. Daß es sich hierbei um kleine Tropfen handelte, kann daraus geschlossen werden, daß diese Hagelsteine semitransparent waren. Durch den größeren werdenden kegelförmigen Hagelstein verlagerte sich der Massenmittelpunkt immer mehr zum dickeren Ende hin, wodurch der Pendelwinkel γ stets kleiner und schließlich zu 0° wurde. Dann konnten sich nur noch unten Regentropfen ansetzen. Durch Drehung um die Hauptachse entstand die gleichmäßige Form.

Literatur

- (1) List, R.: Kennzeichen atmosphärischer Eispartikeln. Z. angew. Math. Phys. 9a (1958) S. 180 — 192 und 217 — 234.

3. 12. Zur Entstehung von Strahlungsnebel

von

Ernst Frankenberger

(mit 3 Abbildungen im Text)

Zusammenfassung

Zur Erweiterung der Grundlagen für eine Nebelprognose wurden Wind-, Temperatur- und Dampfdruckmessungen an den 70 m hohen Funkmasten des Deutschen Wetterdienstes zu Analysen der Quellen und Senken abendlicher Temperaturänderungen von regen- und nebelfreien Oktobertagen benutzt.

Es wird gezeigt, daß an Inversionsabenden zwischen 20 und 23 Uhr Ortszeit die größten Abkühlungsgeschwindigkeiten bereits in Höhen von einigen Dekametern auftraten. Im Mittel des ganzen Monats entstand hier aus der Zunahme der Diffusionskoeffizienten mit der Höhe eine Erwärmung um $0,13^{\circ}\text{C/h}$, aus der Abnahme vertikaler Temperaturgradienten mit der Höhe eine Abkühlung um $0,25^{\circ}\text{C/h}$ und aus der Zunahme der effektiven Ausstrahlung mit der Höhe eine Abkühlung um $0,45^{\circ}\text{C/h}$.

Auf die Abhängigkeit dieser Größen von den meteorologischen Bedingungen wird eingegangen.

Abstract

Results of temperature — and humidity — measurements within the lowest 7 decameters at Quickborn, concerning clear evening hours of October have been used to find out the different causes of cooling. The conclusion is, that the heat loss effected by the divergence of radiation flux is greater than the cooling by means of the divergence of turbulent heat flux.

Es wird über Versuche berichtet, die beim Meteorologischen Observatorium Hamburg, Außenstelle Quick-

born, ausgeführt worden sind und zum Ziele haben, die Größe der an der abendlichen Abkühlung beteiligten Wärmestromsenken abzuschätzen. In letzter Zeit sind mehrfach im Aerosol der untersten Luftschichten vertikale Strahlungsstromdivergenzen gemessen worden, die sich mit bekannten Daten der Kohlensäure- und Wasserdampf-Emissionsfähigkeit allein nicht erklären lassen.

J. P. Funk (1) fand 1962 abends vor Nebel nahe am Boden pro Meter Erhebung eine Zunahme der effektiven Ausstrahlung bis zu $19\text{ mcal} \cdot \text{cm}^{-2}\text{min}^{-1}$, und Ende 1958 sind nachts vom Fuß bis zum Gipfel der Quickborner Funkmasten mittlere Zunahmen um 15, maximale bis zu $30\text{ mcal} \cdot \text{cm}^{-2}\text{min}^{-1}$ pro 68 m gemessen worden.

Ohne die Beteiligung von Strahlungsstrom-Divergenzen an der Nebelentstehung verdiente dasjenige, was wir bisher Strahlungsnebel genannt haben, wenigstens bei seinem Beginn, diesen Namen nicht; denn B. Rodhe (2) hat gezeigt, daß vertikale turbulente Wärmestromdivergenzen in der Luft über einem sich abkühlenden Boden erste Tröpfchen nur als Mischungsnebel bilden können, indem sich dort gesättigt feucht gewordene, verschieden temperierte Luftteilchen beim Vertikalaustausch vermengen.

Im rechten Teil der Abb. 1 sind Mittelwerte der stündlichen Temperaturabnahme (ausgezogen) und der stündlichen Dampfdruckänderung (punktiert) aus der Zeit zwischen 20 und 23 Uhr WOZ von regen- und nebelfreien Oktoberabenden als Funktion der Höhe eingetragen, wobei zwischen Abenden mit und ohne Bodeninversion unterschieden ist. Während die größte

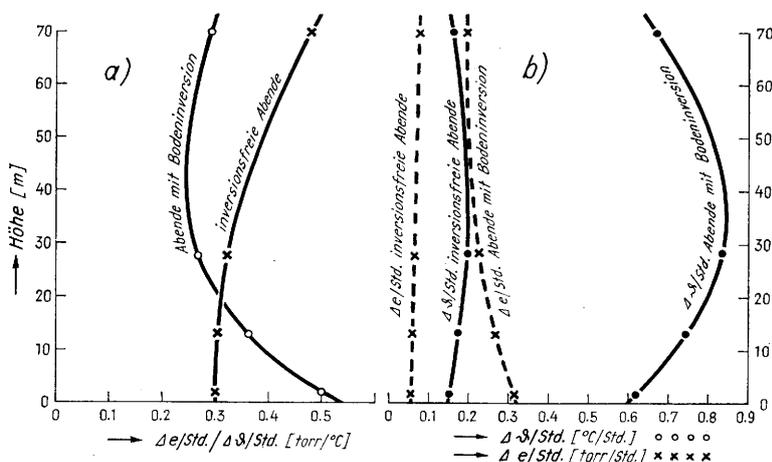


Abb. 1

a) Quotient aus den stündlichen Änderungen des Dampfdruckes und der Temperatur im Oktober gegen 21 Uhr MEZ
 b) Stündliche Temperatur- und Dampfdruck-Änderung (negative Werte) im Oktober gegen 21 Uhr MEZ

Abkühlungsgeschwindigkeit nach Sonnenuntergang dicht über dem Boden beobachtet wird, findet man sie hier, zwischen 20 und 23 Uhr, bereits in Höhen von ca. 35 m, so daß die Abkühlung höherer Schichten die der unteren einzuholen sucht. Wir haben festzustellen, ob dieser Vorgang ganz oder teilweise durch die zeitliche Änderung vertikaler Diffusionskoeffizienten und ihrer Ableitung nach der Höhe erklärt werden kann. Strahlungsstromdivergenzen wirken nur auf die Lufttemperatur erniedrigend, nicht aber auf den Wasserdampfgehalt der Luft, solange sie ungesättigt ist. Deshalb liegt es nahe, die zeitliche Änderung des Dampfdrucks und die Form der Dampfdruckprofile zur Ableitung von Diffusionskoeffizienten zu benutzen. Daß die zeitliche Änderung des Dampfdrucks in 35 m Höhe kein Maximum besitzt, spricht noch nicht unbedingt für das Vorhandensein von Strahlungsstromdivergenzen. Bevor auf die Rechnungen eingegangen wird, sei am linken Teil der Abb. 1 auf den starken Wasserdampfentzug bodennaher Luft durch den turbulenten Austausch hingewiesen. Hier sind Quotienten der stündlichen Dampfdruck- und Temperaturänderungen als Funktion der Höhe aufgetragen. Der für die bodennächsten Schichten gültige Zahlenwert 0,53 dieses Quotienten stimmt mit der Abnahme des Sättigungsdampfdrucks pro Grad Celsius überein, die für den Mittelwert der Temperatur bodennächster Luftschichten gilt, so wie er von B. Rodhe für Wetterlagen mit Taubildung gefordert wird. Wir sehen daran, daß bei Bestehen von Bodeninversionen Tau entstand, obwohl die psychrometrische Differenz in 2 m Höhe niemals 0,9° C unterschritt.

Zu den Austauschrechnungen

Aus den vorliegenden Registrierungen des Oktobers haben wir für die Rechnungen solche ausgewählt, bei denen sich die aufgezeichneten vertikalen Temperaturunterschiede sehr stetig ändern und nur kleine kurzperiodische Schwankungen aufweisen.

$$c_p \cdot \int_1^2 \rho \vartheta_a dz$$

mit

$$\vartheta_a = K \cdot (K'/K \cdot \theta' + \theta'')$$

stellt die Differenz der turbulenten Wärmeströme dar, welche die Niveaus 1 und 2 durchfließen. Der Punkt steht für die zeitliche Ableitung, der Strich für die Ableitung nach der Höhe. Entsprechend gilt für die Dampfdruckänderung pro Zeiteinheit

$$\dot{e} = K \cdot (K'/K \cdot e' + e'')$$

Den Quotienten K'/K konnten wir für Abende mit höheren Windgeschwindigkeiten, bei denen wir eine Änderung der Schubspannung mit der Höhe vernachlässigen durften, mit dem negativen Wert des Quotienten u''/u' gleichsetzen. Für geringere Windgeschwindigkeiten wurden wegen der Abnahme der Schubspannung mit der Höhe Reduktionswerte benutzt, die aus einer Dissertation von Ernst (3) abgeleitet sind. Sie betragen z. B. für 35 m Höhe bei 1 m/sec (gemessen in 10 m Höhe) 0,55, bei 2 m/sec 0,7 und bei 3 m/sec 0,8. Für \dot{e} haben wir einen Mittelwert der Zeit von 20 bis 23 Uhr benutzt, der noch zur Berücksichtigung der Advektion mit 1/24 der Dampfdruckänderung von Mittag zu Mittag des Folgetages korrigiert wurde. Für die erste und zweite Ableitung des Dampfdruckes nach der Höhe verwendeten wir stündliche Mittelwerte. Mit diesen Daten konnten wir aus der letztgenannten Gleichung vertikale Diffusionskoeffizienten berechnen. Die möglichen Fehler werden noch angegeben. Für größere Windgeschwindigkeiten und für Temperaturzunahmen mit der Höhe kleiner als 2,5° pro 70 m Höhe stimmten sie befriedigend überein mit ausschließlich nach Windwerten berechneten, wie auch mit denen, die man einem von Frankenger (4) veröffentlichten, aus Wärmehaushaltsdaten gewonnenen Diagramm entnehmen

kann. Bei schwachem Wind und stärkerer Bodeninversion hatten sie Werte herab bis 220, waren damit jedoch größer als die in einfacher Weise (5) aus der Windstruktur berechneten.

Diese Diffusionskoeffizienten wurden nun mit den aus vertikalen Profilen der potentiellen Temperatur entnommenen ersten und zweiten Differentialquotienten der Temperatur nach der Höhe in die Gleichung für $\dot{\vartheta}_a$ eingesetzt. So ergab sich für einzelne Höhen diejenige Temperaturänderung (meist handelt es sich um Abkühlungen), welche allein auf Divergenzen vertikaler turbulenter Leitungs-Wärmeströme zurückgeht.

Je größer die Windgeschwindigkeit, um so ähnlicher zeigten sich die in der Klammer der Gleichung für ϑ_a enthaltenen Anteile, von denen der erste zu der behandelten Zeit meist positiv, der zweite meist negativ ist, um so geringer wird die Genauigkeit der Rechnung und um so ähnlicher wurde im allgemeinen ihre Summe der beobachteten Abkühlungsgeschwindigkeit. Bei stärkeren Inversionen tritt aber der erwärmende Einfluß des ersten Gliedes gegen den abkühlenden des zweiten Gliedes zurück. Die für einzelne Höhen berechneten $\dot{\vartheta}_a$ -Werte, die in 30 m Höhe rund 26%, in 13 m Höhe bis zu 75% der beobachteten Abkühlungsgeschwindigkeiten ausmachen, wurden graphisch zu einem Profil ergänzt, über das zwischen den Schichtgrenzen integriert worden ist. Als Schichtgrenzen sind die Höhen 2 und 70 m eingesetzt worden, in denen wir Strahlungsstromwerte gemessen haben.

An den beobachteten Abkühlungsgeschwindigkeiten, welche ebenfalls Mittelwerte aus der Zeit zwischen 20 und 23 Uhr darstellen, ist zur Berücksichtigung der Advektion wie beim Dampfdruck eine Korrektur von 1/24 der in 70 m Höhe beobachteten Änderung von Mittag zu Mittag des Folgetages angebracht worden. Wegen der Nähe der See hatten wir zu prüfen, ob nicht quer zur Windrichtung Inhomogenitäten des Temperaturfeldes vorlagen, die über Divergenzen horizontaler Wärmeflüsse auf die Änderungsgeschwindigkeit der Temperatur einwirken konnten. Es zeigte sich aber, daß die in 70 m Höhe gemessenen Temperaturen durchschnittlich nur 0,1° C niedriger waren als die Wassertemperaturen der Seegebiete, deren Abstand vom Meßfeld rund 60 km beträgt. Die vertikalen Gefälle sind um einen Faktor 10³ größer als die horizontalen gefunden worden, was durch die größere Intensität des Queraustauschs nicht kompensiert werden kann.

Ziehen wir von den beobachteten Abkühlungsgeschwindigkeiten die austauschbedingten ab, so gibt es für den Rest außer den möglichen Fehlern des Verfahrens keine andere Erklärung als die Wirksamkeit von Strahlungsstromdivergenzen.

Zu den Strahlungsstrommessungen

Wie eingangs erwähnt, hatten wir im November und Dezember 1958 zwei Geräte der ersten Serie von Lupolenstrahlungsbilanzmessern nach Prof. Schulze eingesetzt. Zur Eliminierung von Mängeln der Eichung mußten die Instrumente halbmonatlich ausgetauscht werden. Ihre Anfälligkeit gegen Taubeschlag zwang dazu, nur Registrierungen auszuwerten, bei deren Entstehung die relative Luftfeuchtigkeit nicht größer als 95% gewesen ist. Wir hatten einen evt. störenden Einfluß des Funkmastes auf die das obere Gerät von unten erreichende Strahlung geprüft, indem wir von dessen Standort aus nach unten photographiert haben. Die störenden Mastteile machen nur 3% des Halbraumwinkel-Integrals aus.

Die Strahlungsbilanzmesser sind jetzt wesentlich verbessert worden. In Abb. 2 sieht man rings um die Lupolenhaube den von Herrn Dr. Fleischer konstruierten Ringspalt, durch den zur Vermeidung von

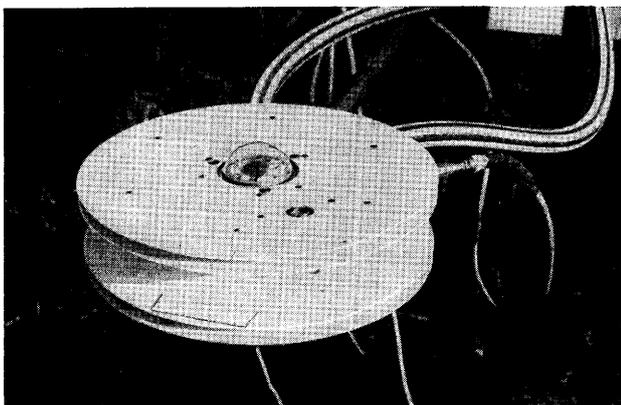


Abb. 2
Strahlungsbilanzmesser nach Schulze

Tau leicht angeheizte Luft (Übertemperatur ca. 10° C) geblasen wird. Es ist dünnere Lupolenfolie verwendet und die Oberflächen der Thermosäulen eben und kreis-

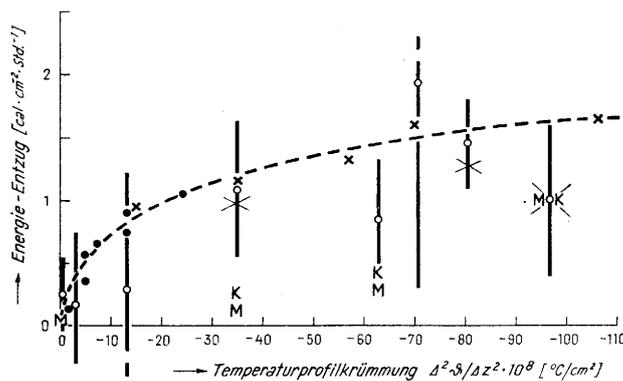


Abb. 3
Strahlungsbedingter Energieverlust nebel freier Luft von 0 bis 70 m Höhe im Oktober über Quickborn, 21 Uhr MEZ

folgt sind. Als Ordinate in Abb. 3 dient der stündliche Energieentzug, als Abszisse haben wir einen zweiten Differenzenquotienten der Temperatur aus folgendem Grunde benutzt:

Die durch geschlossene kleine Punkte symbolisierten Werte der Strahlungsstromunterschiede ($Q_2 - Q_{70}$) von 1958, wie auch die durch kleine Kreuze gekennzeichneten Meßwerte von 1962 liegen dicht bei einer Kurve, die den Nullpunkt der Abszisse schneidet. Einen ähnlich stetigen Verlauf zeigen sie auch, wenn man sie über dem Temperaturunterschied der Geräte aufträgt, doch verschwindet dann die Differenz der Strahlungsbilanzwerte erst, wenn das untere Gerät 0,90° wärmer als das obere ist. Bei solcher Temperaturschichtung ist über unserem Meßfeld der als Abszisse benutzte, hier angeführte zweite Differenzenquotient der Temperatur nahe null.

$$\Delta^2 \vartheta / \Delta z^2 = \left[\frac{\vartheta_{13} - \vartheta_2}{1100} - \frac{\vartheta_{70} - \vartheta_{13}}{5700} \right] / 3400 \quad [^\circ\text{C}/\text{cm}^2]$$

Auch Divergenzen der Strahlungsströme einer Wasserdampf- und Kohlensäure-Atmosphäre, die für einige unserer Oktoberabende in dankenswerter Weise von Herrn Dr. Kohlische berechnet worden sind, erwiesen sich bei geringem vertikalen Dampfdichtegefälle weitgehend dem zweiten Differentialquotienten der Temperatur proportional. Daß unser zweiter Differenzenquotient einen so engen Zusammenhang mit der Differenz der Strahlungsstromwerte ($Q_2 - Q_{70}$) zeigt, ist physikalisch zu begründen. Sein Zahlenwert stimmt mit dem zweiten Differentialquotienten der Temperatur eines Niveaus (ca. 11 m) überein, das dicht bei der Höhe der höchsten Windhindernisse in der Umgebung des Meßfeldes liegt. Hier hat der Reynolds-stress seinen

förmig gemacht worden. Zwei solcher Instrumente wurden im gesamten Meßbereich geeicht und wieder in den Höhen 70 und 2 m eingesetzt. Trotz der Verbesserungen zeigten sie bei gleicher Temperaturschichtung dieselbe Zunahme der effektiven Ausstrahlung mit der Höhe wie die alten Geräte.

Van Eimern (6) hat 1950 die Verteilung der Bodentemperatur-Minima des Quickborner Geländes mit Hilfe von Minimumthermometern und hochempfindlichen Thermographen vermessen. Nach den Ergebnissen ist nicht zu erwarten, daß die mittlere Bodenstrahlungstemperatur für das obere Gerät um mehr als 0,50° C verschieden ist von der auf das untere Gerät wirkenden Strahlungstemperatur des Bodens. Der Differenz der Strahlungsbilanzwerte entspricht somit im wesentlichen ein Energieentzug pro Zeiteinheit aus der 68 m mächtigen Luftschicht durch Strahlung des Aerosols. Wir vergleichen ihn in Abb. 3 mit den bei gleichen Temperaturschichtungen beobachteten, durch Austausch nicht erklärbar Energieentzügen, wozu wir annehmen, daß die Abkühlungen bei konstantem Druck er-

Maximalwert, was sich in einer besonders großen Krümmung der Temperaturprofile auswirkt, solange überhaupt Wind weht. Wir meinen, daß schon dieser Zusammenhang die gemessenen Strahlungsstromunterschiede als wirklichen Strahlungseffekt ausweist. Die Meßgenauigkeit der größeren Werte von ($Q_2 - Q_{70}$) wird zu 15% geschätzt.

Berechnete Werte von

$$(Q_2 - Q_{70}) = c_p \int \varrho (\dot{\vartheta}_{\text{beob.}} - \dot{\vartheta}_a) dz$$

sind als Werte erster Näherung in den großen offenen Kreisen in Abb. 3 eingetragen. Zu ihnen gehört der durch lange vertikale Striche angegebene Fehlerbereich. Für einige Abende, deren vertikale Temperatur- und Dampfdruckunterschiede sich besonders willkürlich interpolieren ließen, lohnte sich eine genauere Berechnung. Ihr Resultat ist in den großen Kreuzen angegeben.

Der gemessene Energieentzug pro Zeiteinheit ist im Durchschnitt nur wenig größer als der berechnete. Die Bereiche möglicher Fehler überlappen sich. Mit dem Schwerpunkt der Buchstaben K und M sind in Abb. 3 Differenzen der Strahlungsströme ($Q_2 - Q_{70}$) angegeben, die für Wasserdampf- und Kohlensäureatmosphäre numerisch nach Brooks von Herrn Dr. Kohlische (K), bzw. aus Strahlungsdiagrammen nach Möller (M) bestimmt worden sind. Abgesehen von dem am weitesten rechts dargestellten Fall sind diese Werte niedrig. Wir sahen am Quotienten $\dot{\vartheta}/\dot{\vartheta}$ im linken Teil von Abb. 1, daß die Luft in Bodennähe ziemlich feucht ist. Möglicherweise wächst das Emmissionsvermögen des Aerosols in der Nähe des Taupunktes an.

Übersichtlich und einfach ist folgende Berücksichtigung der möglichen Fehler, von denen wir entgegen der Erwartung hier annehmen wollen, daß sie sämtlich die gemessenen und berechneten Strahlungsstromdivergenzen zu groß erscheinen ließen. Wir wenden sie auf die drei Fälle an, die in Abb. 3 durch große Kreuze gekennzeichnet sind:

1) Die beobachtete mittlere stündliche Temperaturabnahme, welcher nach Berücksichtigung advektiver Einflüsse (von durchschnittlich $0,03^{\circ}\text{C}$) ein mittlerer Energieentzug von $1,60 \text{ cal/cm}^2\text{Std.}$ entsprechen hat, sei um $0,1^{\circ}\text{C}$ zu groß gewesen. Dann verbleibt ein Gesamtenergieentzug

$$\text{von } -1,39 \text{ cal} \cdot \text{cm}^2\text{h}^{-1}.$$

2) Die bekannte Wärmehaushaltsmethode nach Sverdrup hatte an den drei Abenden gegen 21 Uhr mittlere abwärtsgerichtete Wärmeströme von nur $0,29 \text{ cal/cm}^2\text{Std.}$ erbracht. Gerade abends ist diese Methode mancherlei Fehlermöglichkeiten unterworfen. Die einfachere unmittelbare Feinstruktur-Meßmethode lieferte bei abwärtsgerichteten Wärmeströmen durchschnittlich um 12% größere Flüsse, so daß wir mit einem Bodenwärmestrom L_0 von $-0,34 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2}\text{h}^{-1}$ rechnen sollten. In einem Einzelfall ist aber mit letztgenannter Methode sogar ein um 62% größerer zur Bodenoberfläche gerichteter Wärmefluß gemessen worden als mit dem Sverdrup-Verfahren. Um die vertikale Zunahme der effektiven Ausstrahlung nicht zu überschätzen, nehmen wir an, L_0 habe $-0,56 \text{ cal} \cdot \text{cm}^2\text{min}^{-1}$ betragen.

Unsere Berechnung von $(L_2 - L_{70})$ hatte für die drei Abende einen Mittelwert von $-0,31 \text{ cal/cm}^2\text{Std.}$ erbracht, so daß wahrscheinlich etwa 1/10 des in die Bodenoberfläche fließenden Wärmestroms der Abkühlung Schichten entstammt, die oberhalb 70 m Höhe liegen. Wir nehmen das auch für den Höchstwert von L_0 an, so daß der Größtwert von $(L_2 - L_{70})$ circa $-0,51 \text{ cal} \cdot \text{cm}^2\text{h}^{-1}$ beträgt:

$$(L_2 - L_{70})_{\text{max}} = -0,51 \text{ cal} \cdot \text{cm}^2\text{h}^{-1}$$

3) Als Differenz der unter 1) und 2) genannten Beträge erhalten wir einen Mindestbetrag der Zunahme effektiver Ausstrahlung mit der Höhe von

$$(Q_2 - Q_{70})_{\text{mind.}} = -0,88 \text{ cal} \cdot \text{cm}^2\text{h}^{-1}$$

4) Dem Kurvenverlauf entsprechend, der zwischen den gemessenen Strahlungsbilanzwerten mittelt, liest man in Abb. 3 über den Werten zweiter Differenzenquotienten der drei Abende $(Q_2 - Q_{70})$ -Werte ab, deren Mittelwert $-1,44 \text{ cal/cm}^2\text{Std}^{-1}$ beträgt. Entgegen der van Eimernschen Feststellung nehmen wir nun an, die auf das obere Gerät einwirkende Strahlungstemperatur des Bodens sei um $1,4^{\circ}\text{C}$ höher gewesen, als die Strahlungstemperatur des unter dem unteren Strahlungsbilanzmesser befindlichen Bodens. Es ist das der-

jenige Temperaturunterschied, der zwischen den Minima der nächtlichen Lufttemperaturen 5 cm über Gras und nacktem Boden eingetreten war. Die gemessene Differenz der Strahlungsbilanzwerte würde damit um $0,59 \text{ cal cm}^{-2}\text{Std}^{-1}$ zu hoch, und ihr mittlerer wahrer Wert betrüge

$$(Q_2 - Q_{70}) = -0,81 \text{ cal} \cdot \text{cm}^2\text{h}^{-1}$$

Trotz der Annahme extremer Fehler ist der Energieentzug durch Strahlung, im Mittel $-0,84 \text{ cal} \cdot \text{cm}^2\text{h}^{-1}$, auch in diesem Fall noch 65% größer als der Energieentzug durch Austausch, der nur $-0,51 \text{ cal} \cdot \text{cm}^2\text{h}^{-1}$ ausmacht. Da der letztgenannte zu einem erheblichen Absinken des Taupunktes führt, ist die Wirkung der Strahlungsstromdivergenzen um ein vielfaches größer als die des Austauschs.

Zur Anwendung

Um in gesättigter Luft von 5°C einen den Flugverkehr behindernden Nebel zu erzeugen, der 50 m Mächtigkeit hat, muß eine Energie von circa $0,6 \text{ cal/cm}^2 \text{Std.}$ abgeführt werden. Wir sehen aus Abb. 3, daß Strahlungsstromdivergenzen diesen Entzug innerhalb eines Zeitraums ermöglichen, der kleiner als eine Stunde ist. Wie der am weitesten rechts dargestellte Fall beweist, ist dieser Entzug auch in reiner Kohlensäure- und Wasserdampf-atmosphäre u. U. schon nach 33 Minuten vollzogen. Um Luft von 5°C zur Sättigung zu bringen, muß pro 10% Sättigungsdefizit nochmals der gleiche Energiebetrag abgestrahlt werden. Es eröffnen sich hier Aussichten, die wesentlichsten Vorgänge bei der Vorbereitung und Ausbildung von Strahlungsnebel unmittelbar zu messen. Die Ablesung vertikaler Differenzen der Strahlungsbilanz kann dem Meteorologen zur Prognose dienen. Sie ist nicht so unzuverlässig, wie die Extrapolation des Ganges solcher meteorologischer Größen, die ein breites turbulentes Schwankungsspektrum besitzen.

Literatur

- (1) Funk, J. P.: Radiative flux divergence in radiation fog. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 88 (1962) S. 233-249.
- (2) Rodhe, B.: The effect of turbulence on fog formation. Tellus, Stockholm, 14 (1962) S. 49-86.
- (3) Ernst, P. O.: Reibungswind, Gradientwind und Stabilität. Diss. Hamburg 1948.
- (4) Frankenberger, E.: Der Austauschkoeffizient über Land. Beitr. Phys. Atm. 30 (1958) S. 175.
- (5) Frankenberger, E.: Über den Vertikalaustausch. Beitr. Phys. Atm. 32 (1960) S. 283-299.
- (6) Eimern, J. van: Kleinklimatische Geländeaufnahme in Quickborn/Holstein. Ann. Meteor. 4 (1951) S. 259-269.

3.13. Die Bedeutung der Lufterlektrizität in der Meteorologie

von

Richard Mühleisen

(mit 20 Abbildungen und 1 Tabelle im Text)

Zusammenfassung

Nach einem Überblick über die lufterlektrischen Erscheinungen und die historische Entwicklung des Gebietes werden die Einflüsse und Ursachen aufgezählt, welche die Deutung lufterlektrischer Messungen erschweren. Diese Einflüsse stammen zumeist aus anthropogenen Quellen und stehen in Verbindung mit lokalen und bodennahen Erscheinungen. Eine andere Ursache für die Schwierigkeiten der Interpretation sind die Abweichungen vom Gleichgewichtszustand im lufterlektrischen Stromkreis.

Das wichtigste Problem der Lufterlektrizität ist die Entstehung der Gewitterelektrizität. Es ist bis heute nicht gelöst, und viele Hypothesen stehen einander gegenüber, ohne daß eine Entscheidung möglich ist. Verwandt ist das Problem der elektrischen Aufladungen von Flugkörpern; es werden die möglichen Ursachen aufgezählt.

Ergebnisse lufterlektrischer Feldstärkemessungen in der freien Atmosphäre werden diskutiert. Durch Integration der Feldstärke über die Höhe kann die Spannung zwischen Ionosphäre und Erde ermittelt werden. Diese Größe ist wohl die einzige wirkliche globale Größe, welche eng mit der Weltgewittertätigkeit korreliert ist.

Zum Schluß wird von Resultaten und Messungen an der See berichtet, welche zur Beurteilung der Carnegie-messungen auf den Ozeanen wichtig erscheinen und einen Beitrag zur Turbulenz der maritimen Luft liefern können. Mit diesen Beispielen soll gezeigt werden, wie lufterlektrische Messungen zur Lösung konkreter meteorologischer Probleme durchaus mit Erfolg verwendet werden können.

Abstract

First a general view of atmospheric electric phenomena and the historical development in this area is given. The influences and reasons which make it difficult to explain atmospheric electric measurements are named. These influences usually come from anthropogenic sources and are in connection with local phenomena and events near the ground. Another reason for the difficulties in the interpretation are the deviations from the steady state in the atmospheric electric circuit.

The most important question in atmospheric electricity is the origine of the thunderstorm electricity. It has not been solved until today. Many hypotheses are opposite. A similar problem is the electrical charging of flying objects. Possible causes are enumerated.

The results of atmospheric electric field measurements in the free atmosphere up to 30 km are discussed. By integration of the field strength with the altitude the voltage between ionosphere and earth could be evaluated. This is the single global value which is probably closely connected with the world thunderstorm activity.

Finally results of measurements at the sea are reported. They seem to be important for the estimation of the Carnegie-results. Furthermore they can be used as an indicator for the turbulence of maritime air. These examples show that atmospheric electric measurements can help to the solution of concrete meteorological problems.

Beziehungen zwischen den lufterlektrischen Elementen

Die Lufterlektrizität ist ein Randgebiet der Physik der Atmosphäre. Sie zeigt die charakteristischen Merkmale von Randgebieten, deren Wert mehr oder weniger zweifelhaft ist, und welche häufig falsch eingeschätzt werden. Die Bedeutung wird im allgemeinen erheblich wachsen, wenn in einem solchen Randgebiet eine große Entdeckung gemacht wird oder wenn ein solches Randgebiet wertvolle Indikatoren oder Hilfsmittel für andere Wissenschaften liefern kann. In jedem Fall aber sind die Erfolge von Arbeiten auf einem solchen Randgebiet am größten, wenn man die ureigensten Elemente und Grundlagen intensiv und nüchtern untersucht.

Aus dem Randgebiet Lufterlektrizität sind schon mehrfach große Entdeckungen hervorgegangen. Zum großen Nachteil für das Randgebiet sind diese Entdeckungen aber sehr bald selbständig geworden. Man kann an das Gebiet der kosmischen Strahlung denken oder an das Gebiet Aerosolphysik. Die kosmische Strahlung wurde entdeckt, als lufterlektrische Erscheinungen, nämlich die mit der Höhe zunehmende Leitfähigkeit der Luft, beobachtet wurden. Über die Bedeutung der kosmischen Strahlung in der vergangenen Zeit braucht nichts gesagt zu werden. Die Aerosolphysik hat ebenfalls ihren Ursprung in der Lufterlektrizität. Es sind bei Untersuchungen der Ionen die schwerbeweglichen Großionen entdeckt worden, welche sich später als geladene Aerosolteilchen herausgestellt haben. Da die Ladung dieser Teilchen gegenüber ihren sonstigen Eigenschaften eine untergeordnete Rolle spielt, ist auch hier ihr Ausscheiden aus dem Gebiet der Lufterlektrizität verständlich.

Die ureigensten Elemente der Lufterlektrizität sind deshalb heute:

das lufterlektrische Feld in der gesamten Erdatmosphäre, die Leitfähigkeit der Luft, hervorgerufen durch Ladungsträger der verschiedensten Art, Kleinionen, Molekül- und Atomionen und Elektronen, elektrische Raumladungen bei einem Überwiegen der Ladungsträger eines Vorzeichens gegenüber den Ladungsträgern des anderen Vorzeichens, Ströme in der Atmosphäre, und zwar sowohl Leitungsströme als auch Konvektionsströme, schnelle Entladungserscheinungen z. B. Blitze, welche dann schnelle Feldänderungen, Feldsprünge, Sferics hervorbringen,

alle Mechanismen, nach welchen elektrische Ladungen in der Atmosphäre insbesondere durch Ladungstrennung entstehen können.

Die Schwierigkeit der Erklärung luftelektrischer Erscheinungen liegt vor allem in der engen Verknüpfung der einzelnen Größen miteinander. Dies geht am besten aus dem allseits bekannten Schema des luftelektrischen Stromkreises hervor, welches heute in der üblichen, erweiterten Form in Abb. 1 dargestellt wird.

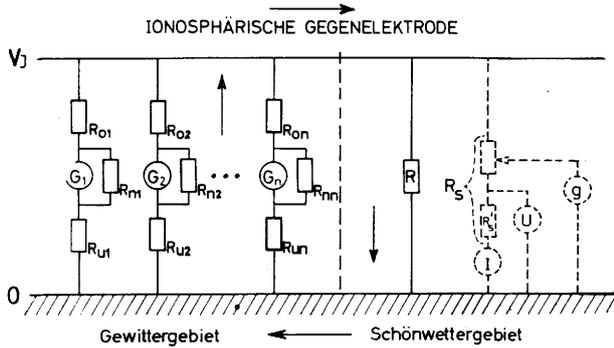


Abb. 1
Modell des luftelektrischen Gesamtstromkreises

Man sieht links die wichtigsten Generatoren, nämlich die einzelnen Gewitter, welche von ihrer positiven Oberseite aus positive Ladungen durch die gut leitende Luft über den Cb in die Ionosphäre abgeben; von ihrer meist negativen Unterseite geben sie hauptsächlich negative Ladungen an die Erdoberfläche ab. Beide „Elektroden“ — Erde und Ionosphäre — verteilen diese Ladungen in wenigen Sekunden über die ganze Erde. In den einfachsten Fällen fließt deshalb an jeder Stelle der Schönwettergebiete der Erde ein Strom von der Ionosphäre zur Erde, welcher vom Widerstand der betrachteten Luftsäule R und der Spannung U zwischen Ionosphäre und Erde abhängt. Das luftelektrische Feld E, am Erdboden oder in der freien Atmosphäre gemessen, ist also nichts anderes, als der Potentialunterschied pro Höheneinheit, welcher als Spannungsabfall an einem Teil des Säulenwiderstands R_s abfällt*).

Leider ist aber noch eine 2. Art von Generatoren in der Nähe der Erdoberfläche in Aktion; sie ist z. T. natürlichen und z. T. anthropogenen Ursprungs (Abb. 2 und 3). Diese Generatoren sind die Ursache dafür, daß die Deutung luftelektrischer Meßergebnisse so verwirrend und kompliziert ist. Es handelt sich um alle Arten

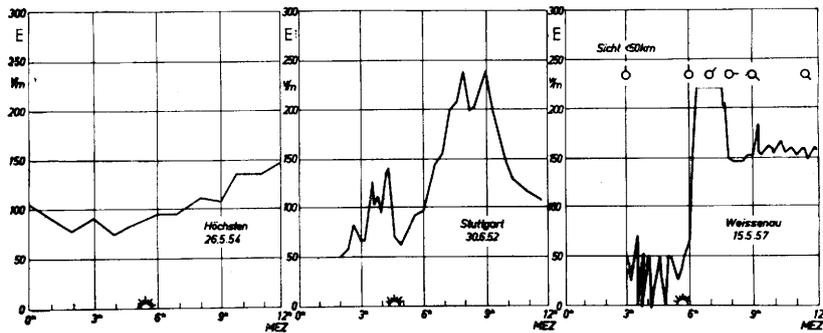


Abb. 2
Beispiele für die große Variation des luftelektrischen Feldes bei Schönwetter

von geladenen Aerosolwolken, welche z. T. in niedrigen Wolken, z. T. im Nebel und z. T. in Rauchwolken, Abgasen von Städten und Kraftfahrzeugen usw. auftreten. Diese sind von solcher Größe, daß sie die luftelek-

trischen Größen außerordentlich verändert und alle Einflußparameter sind nur in günstigsten Fällen zu erkennen und zu trennen.

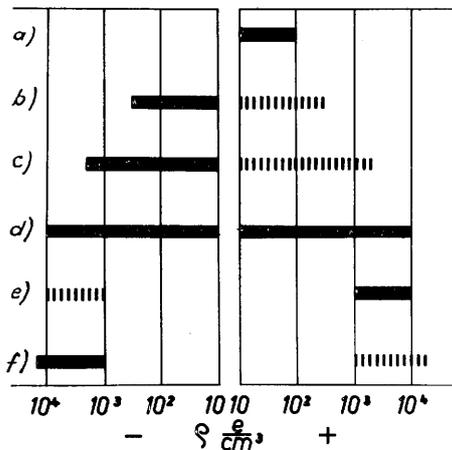


Abb. 3
Elektrische Raumladungsdichten in der Atmosphäre
a) bei Schönwetter
b) bei schwachem Niederschlag
c) bei Nebel
d) bei Schnee und Gewitter
e) bei Rauch und Dampf
f) bei chemischen Abgasen

trischen Felder und Ströme um denselben Betrag wie die globalen Ursachen verändern können, z. T. sind sie sogar noch viel wirksamer. Damit werden aber die

In der Übersicht der Tab. 1 sind die grundlegenden Beziehungen zwischen den luftelektrischen Größen in einfachster Form zusammengestellt. In der 2. Spalte werden für das luftelektrische Feld E, für die Vertikalstromdichte j_v , für die Leitfähigkeit und für die elektrischen Raumladungen die Minimal- und Maximalwerte angegeben, wobei es sich nur um Näherungswerte handeln kann. In den weiteren Spalten bedeutet ein Kreuz jeweils die Abhängigkeit der betrachteten Größe von den Parametern, welche die Meßgröße bestimmen. Aus dieser Übersicht geht z. B. hervor, daß das luftelektrische Feld am Erdboden von mindestens 4 Parametern abhängt, nämlich der Spannung zwischen Ionosphäre und Erde V_j , über deren Meßmöglichkeiten weiter unten noch näheres ausgeführt wird, vom Säulenwiderstand $R = \int_0^\infty \rho dh$, von der elektrischen Leitfähigkeit $\lambda = 1/r$ und von der Raumladungsdichte ρ in der Nachbarschaft des Meßortes. Ähnliches gilt für die anderen luftelektrischen Größen. Für die Leitfähigkeit der Luft ist noch besonders zu erwähnen, daß sie hauptsächlich von der Ionisierung q , von der Aerosolkonzentration N und ganz wesentlich von der Größenverteilung des Aerosols $N(r)$ abhängt; in der Nähe des Erdbodens hängt sie sogar noch in genau nicht bekannter

*) Aus praktischen Gründen ist es in der luftelektrischen Literatur üblich, unter E die Vertikalkomponente des elektrischen Feldes ($= dV/dz$) zu verstehen (positives Vorzeichen bedeutet deshalb, daß der Feldvektor zur Erdoberfläche gerichtet ist).

Tab. 1

Übersicht über die luftelektrischen Elemente, deren Werte bei Schönwetter und die funktionellen Beziehungen

	mittl. Streubreite bei Schönwetter	V_J (Iono- sphären- potential) global	$R = \int_0^\infty r dh$ (Säulen- widerstand) Luftmasse	Λ (Luftleit- fähigkeit) lokal	ρ (el. Raum- lad.-Dichte) lokal
Luftelektrische Feldstärke			Abhängigkeit		
$E = j_v \cdot r = j_v \cdot \frac{1}{\Lambda} = \frac{V_J}{R} \cdot \frac{1}{\Lambda}$	50 bis 500 V/m	+	+	+	—
$E' = E + E_\rho$	—500 bis +5000 V/m	+	+	+	+
Vertikale Leitungsstromdichte					
$j_v = \frac{V_J}{R_S}$	0,5 bis $3 \cdot 10^{-12}$ A/m ²	+	+	—	—
$j'_v = \frac{V_J}{R_S} + \Lambda \cdot E_\rho$	—2 bis $+5 \cdot 10^{-12}$ A/m ²	+	+	+	+
Elektrische Leitfähigkeit der Luft					
$\Lambda = e(n_+ k_+ + n_- k_-) = f(q, N(r), E)$	0,5 bis $3 \cdot 10^{-14}$ 1/Ω m				
Elektrische Raumladungsdichte					
$\rho = f(n_+ - n_-, N_+ - N_-, E')$	0 bis 10^9 e/m ³				
Erklärung					
e = elektr. Elementarladung					
E, j', Λ, R, S = Feldstärke, Vertikalstrom, Leitfähigkeit, Säulenwiderstand in verunreinigter Atmosphäre					
E_ρ = Feldstärkeanteil hervorgerufen durch künstliche Raumladungen					
n_+, n_- = pos. bzw. neg. Kleinionendichte					
k_+, k_- = pos. bzw. neg. Kleinionenbeweglichkeit					
q = Ionisierungsstärke (Weitere Erklärungen im Text)					

Weise von der Feldstärke E ab. Elektrische Leitfähigkeit und elektrische Raumladungsdichte sind also auch nicht nur vom Zustand und von der Zusammensetzung der Luft allein, sondern noch von der elektrischen Feldstärke und in jedem Fall sehr erheblich von der Art der Luftbewegung abhängig.

Man sieht daraus ohne weiteres, wie schwierig es ist, luftelektrische Meßergebnisse zu deuten, weil es nur in wenigen Fällen möglich ist, alle Einflußgrößen, welche z. T. Integralwerte darstellen, einwandfrei zu messen.

Noch eine weitere Größe ist zu beachten: alle luftelektrischen Stromkreise sind nur selten im stationären Gleichgewicht. Alle Veränderungen haben endliche und z. T. lange Einstellzeiten, wie seit einiger Zeit bekannt ist.

Die Ionisierung durch Radioaktivität, kosmische Strahlung oder auch kurzwelliges Licht erzeugt in Bruchteilen von Sekunden ein positives Atom oder Molekül und ein Elektron. Ebenfalls noch in Bruchteilen von Sekunden lagert sich in der unteren Atmosphäre das Elektron an ein neutrales Molekül an, und an die positiven und negativen Ionen lagern sich in derselben kurzen Zeit weitere Moleküle an und bilden die langlebigen Kleinionen, welche aus ca. 10 Molekülen und 1 elektrischen Elementarladung bestehen und für die Leitfähigkeit der Luft sorgen. Die Ionisierung in Erdbodennähe kann sich beträchtlich und schnell ändern, wenn z. B. die Alphastrahlungen von radioaktiven Substanzen an der Erdoberfläche durch Tau, Reif oder Niederschlag verhindert, nach Verschwinden des Niederschlages jedoch ermöglicht werden. Solche Effekte sind bisher kaum beobachtet worden, spielen aber sicher gelegentlich eine beträchtliche Rolle. Für die Leitfähigkeit der Luft ist jedoch der Ionengehalt n maßgebend. Dieser stellt sich ins Gleichgewicht mit einer Einstellzeit von der Größenordnung einiger Minuten. Für diese Zeit gilt $\tau = n/q$. Sie kann zwischen 30 und 500 Sekunden betragen. Sie hängt noch stark vom Aerosolgehalt der Luft ab.

Die Strömung im großen luftelektrischen Stromkreis hat eine Zeitkonstante von der Größenordnung einer Stunde. Nach Kasemir (1) ist diese Einstellzeit $\tau = \epsilon_0/\Lambda$, wobei für Λ der kleinste Wert der elektrischen Luftleitfähigkeit in dem betrachteten Stromkreis einzusetzen ist. Diese Einstellzeit bedeutet, daß sich bei Änderung z. B. der Ionosphärenspannung oder der Ladung einer in der Höhe befindlichen Wolke das luftelektrische Feld am Erdboden und der Vertikalstrom erst nach einer Einstellzeit von unter Umständen Stunden wieder im stationären Gleichgewicht befindet. Es bedeutet ferner, daß bei schnelleren Schwankungen der Gleichgewichtszustand überhaupt nicht erreicht wird. Dies ist in vielen Fällen zu beachten.

Aus den bisherigen Erfahrungen geht klar hervor, daß luftelektrische Messungen nur selten eine wertvolle Information liefern können, nämlich dann, wenn alle Einflußparameter erfassbar sind. Dies wird in den meisten Fällen in Erdbodennähe nicht der Fall sein, und deshalb ist es ausgeschlossen, aus einer luftelektrischen Messung am Erdboden oder meist auch in der freien Atmosphäre eine eindeutige Prognose, z. B. auf den Wetterablauf, auf das Eintreten von Nebel oder Niederschlägen u. a. zu machen. Natürlich kann für einen ganz bestimmten Meßort unter Berücksichtigung langjähriger Erfahrungen und unter Zuhilfenahme der Beobachtung anderer Elemente ein gelegentlich zutreffender Schluß gezogen werden. Aber eine Verallgemeinerung ist unmöglich.

Nunmehr sollen die ureigensten Probleme der Luftelektrizität aufgeführt werden. An erster Stelle steht die Entstehung der Gewitterelektrizität. Hierfür werden eine ganze Anzahl von elektrisch getönten Effekten verantwortlich gemacht. Eine 1955 vom Verfasser zusammengestellte Tabelle der wichtigsten Erscheinungen, welche zur Ladungstrennung führen können und in Gewitter und an Niederschlagselementen möglich sind, ist im Handbuch der Physik (2) erschienen. Neuerdings wird noch ein von Mason und Maybank (3)

entdeckter Prozeß erwogen. Darnach sollen unterkühlte Wassertröpfchen beim Zusammenstoß nur an der Oberfläche gefrieren und im weiteren Verlauf wieder platzen, so daß Eissplitterchen vom zurückbleibenden Wassertröpfchen abspringen. Wie bei vielen anderen Prozessen sind die beteiligten Partikel verschieden geladen: die Eissplitter positiv, der zurückbleibende Tropfen negativ.

Alle erwähnten Elektrifizierungsprozesse spielen sich in zwei Phasen ab:

- 1) im Primäreffekt der Ladungstrennung,
- 2) in den sekundären Vorgängen, welche zur räumlichen Trennung der Ladungsträger verschiedenen Vorzeichens führen und damit große Raumladungen erzeugen. Das zweite besorgen in jedem Fall die Schwerkraft und Luftwiderstände, die je nach Teilchenart und -größe zu einer Separierung führen. Es spielt dabei im kleinen Raum keine Rolle, ob die Luft selbst ruht oder bewegt wird. Erst in den großen Räumen einer Gewitterwolke wird natürlich diese Separierung durch die Art der Luftströme, Auf- und Abwinde weiter getrieben.

Die Primäreffekte der Ladungstrennung lassen sich noch in verschiedene Gruppen einteilen:

- a) Erzeugung von geladenen Teilchen durch Reibung von Oberflächen aneinander. Hier führen bereits geringe Unterschiede der Dielektrizitätskonstante oder der Oberflächenform zur Ladungstrennung.
- b) Erzeugung von geladenen Teilchen durch Zerstörung des Materieverbandes und damit auch Änderung und Neubildung von Oberflächen. Beispiele hierfür sind der Lenard-Effekt beim Zerreißen von Wassertröpfchen, die Elektrifizierung beim Abbrechen von Eissplittern, von Schneekristallen u. a.
- c) Entstehung von Potentialunterschieden zwischen den Phasen bei Phasenänderungen des Wassers. Beispiele: Volta-Spannungen, Workman-Reynolds-Effekt zwischen Wasser und Eis.
- d) Der asymmetrische Ioneneinfang nach Wilson in einem vorhandenen elektrischen Feld.

Zu Ziffer c) sollen noch einige eigene, vorläufige Untersuchungsergebnisse mitgeteilt werden. Das eine ist die elektrische Ladungsbildung bei Kondensation und Verdampfung von Wasser an Oberflächen. Diese Erscheinung wurde durch eine große Zahl von Messungen in der bodennahen Luft unseres Institutsgeländes in Weissenau ermittelt. Es fiel dabei die außerordentlich rasch vor sich gehende Änderung der elektrischen Raumladungsdichte von hohen negativen zu hohen po-

sitiven Werten auf. Diese tritt bei etwas dunstiger Atmosphäre nach Sonnenaufgang an Schönwettertagen ein, wenn die relative Feuchtigkeit von nahezu 100% abzunehmen beginnt (Abb. 4a). Die umgekehrte Erscheinung, nämlich die Entstehung negativer Raum-

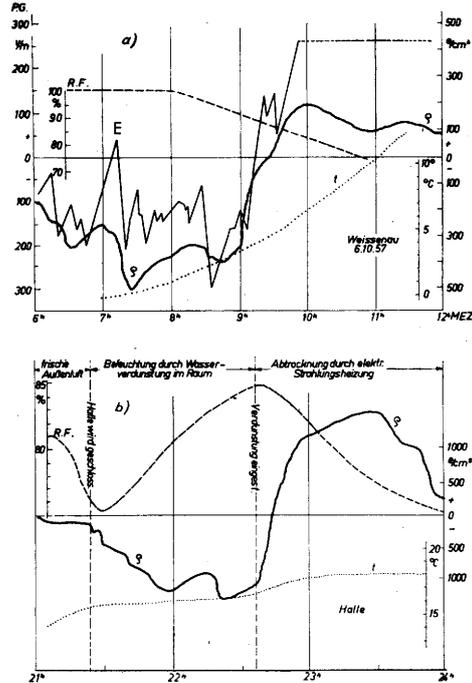


Abb. 4
a) Umschlag des luftelektrischen Feldes und der Raumladungsdichte bei Abtrocknen der Luft
b) Negative Raumladungsbildung bei künstlicher Befeuchtung und positive Raumladungsbildung bei Abtrocknen der Luft im geschlossenen Raum

ladungen in bodennaher Luft, erfolgt meist im Laufe des Abends und der Nacht, wenn die relative Feuchtigkeit hohe Werte annimmt. Bei Laborversuchen konnte dieselbe Änderung der elektrischen Raumladungsdichte entdeckt werden durch künstliche Befeuchtung der in einem Raum eingeschlossenen Luft. Ebenso konnte im Laborversuch der Umschlag der negativen Raumladung in eine positive Raumladung durch Trocknung der Luft mittels Ultrarot-Strahlern nachgebildet werden (Abb. 4b und Abb. 5) (Mühleisen (4)).

Ein zweiter Versuch zur elektrischen Ladungsbildung bei Reifbildung läßt sich ebenfalls sehr leicht im Laboratorium nachbilden. Auf tiefe Temperatur abgekühlte

Trocknung durch URStrahler	Intensität
Frischluff	3 KW
" "	10 KW
" "	13 KW
12Std. gealterte Luft	13 KW
Frischluff, mit K-Kernen anger.	13 KW
Befeuchtung durch Wasserverdunstung in Frischluff	
" " „ durch K-Kerne angereichert durch Verdunstung von Na Cl-Lösung	
Lenard-Effekt	
destilliertes Wasser	
½ destill. Wasser u. ½ Leitungswasser	
Leitungswasser Na Cl-Lösung 0,1 %	

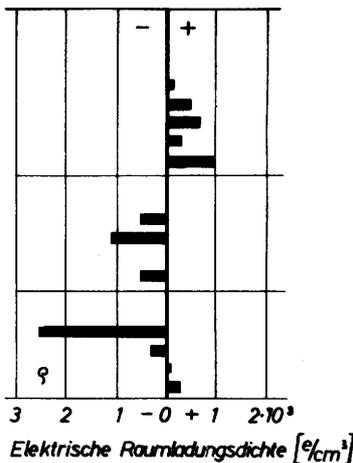


Abb. 5
Zusammenstellung der Meßergebnisse der elektrischen Raumladungsbildung bei Befeuchtung und Abtrocknung der Luft

Metallstäbe, welche mit einem empfindlichen Elektrometer versehen sind, laden sich negativ auf, solange aus der Umgebungsluft Wasser am Metallstab sublimiert und sich Reif bildet. Dieselbe Ladungstönung konnten wir an freifliegenden und Fessel-Ballonen beobachten. Durch die luftelektrische Radiosonde wurden negative Aufladungen des Perlonaufhängedrahtes während der Reifbildung am Perlondraht nachgewiesen, wenn das Ballongespann durch eisübersättigte Luft flog.

Ohne diese beiden Effekte zu einer Hypothese der Gewitterelektrizität ausarbeiten zu wollen, soll doch erwähnt werden, daß diese durchaus in der Lage sind, große Raumladungen nicht nur in Bodennähe, sondern auch innerhalb von Wolken zu erzeugen. Zunächst soll aber die Erklärung der Effekte vorangetrieben werden. Daran wird z. Z. gearbeitet.

Die Ladungsbildung durch anthropogene Quellen wurde schon früher untersucht (Mühleisen (5)). Einige Beobachtungen und Ergebnisse über die Ände-

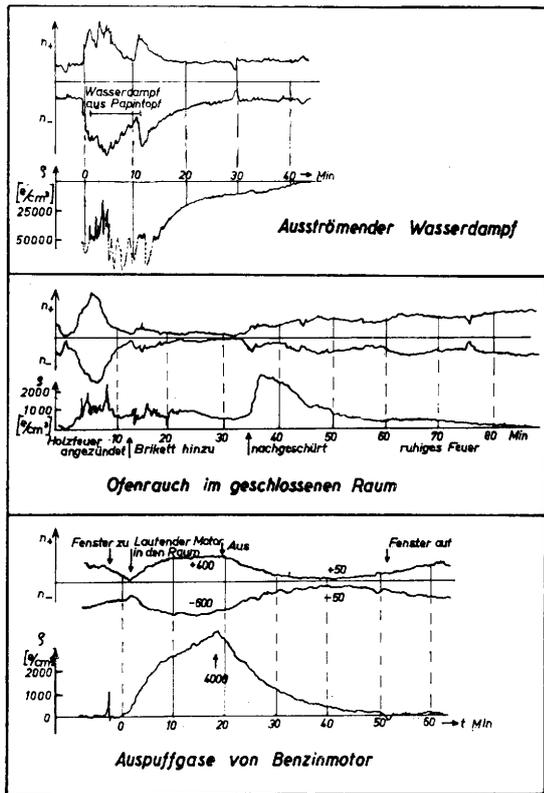


Abb. 6
Raumladungsbildung
bei Wasserdampf, Ofenrauch und Auspuffgasen

rung der elektrischen Raumladungsdichte und der Konzentration der positiven und negativen Kleinionen sind in Abb. 6 zusammengestellt. Sowohl bei den erwähnten wie bei vielen anderen Verbrennungsvorgängen oder chemischen Reaktionen verlassen die gasförmigen Produkte oder die dabei entstehenden Schwebstoffe die Quellen in geladenem Zustand und lassen sich luftelektrisch noch in großer Entfernung von der Quelle nachweisen. Es ist schon mehrfach gefragt worden, wo bei solchen Versuchen die Ladung mit dem entgegengesetzten Vorzeichen bleiben würde. Ein erst kürzlich durchgeführter Versuch mit einem hoch isoliert aufgestellten Kraftwagen gab darauf die Antwort. Wie aus Abb. 6c hervorgeht, sind die Auspuffgase eines Benzinmotors positiv geladen. Wir konnten nunmehr sehr leicht nachweisen, daß sich der isoliert aufgestellte Kraftwagen tatsächlich negativ auflud.

An dieser Stelle soll auf elektrische Aufladungen von Flugkörpern kurz eingegangen werden, welche im Zeitalter des Flugverkehrs und der Raketen interessieren. Dieses Problem kann nur hinsichtlich der grundlegenden Erscheinungen behandelt werden, welche zu einer elektrischen Ladung von fliegenden Körpern führen können, da der Verfasser über keine ausreichenden Erfahrungen verfügt. Insgesamt 5 verschiedene Vorgänge möchte ich hier nennen:

- 1) Die elektrische Aufladung eines Flugkörpers in reiner Luft kommt aller Wahrscheinlichkeit nach nicht vor. Beobachtungen von Reinhardt an der Flugwissenschaftlichen Forschungsanstalt, München*), von einem für luftelektrische Messungen ausgerüsteten Segelflugzeug aus zeigen bis jetzt sehr deutlich, daß sich das Segelflugzeug in reiner Luft nicht auflädt. Gleichzeitig sind aber schon eine größere Anzahl von Anzeichen dafür vorhanden, daß andere Effekte, die bisher wenig beachtet wurden, zur Aufladung führen.
- 2) Zusammenstoß des Flugkörpers mit Partikeln in der Atmosphäre. Dabei wird einmal an Aerosolteilchen zu denken sein, zum anderen an Niederschlagteilchen aller Art. Letzteres ist allgemein bekannt und führt zu erheblichen Aufladungen. Das erste ist noch zu untersuchen. Ziemlich sicher ist aber, daß hierbei Aufladungen noch unbekannter Größe auftreten können.
- 3) Wie schon die Versuche mit dem Kraftwagenauspuff erwiesen haben, lädt sich ein Körper, welcher Abgase abgibt, selbst auf, und diese Erzeugung von elektrischen Ladungen wird selbstverständlich bei angetriebenen Flugkörpern der bisher üblichen Art ebenfalls auftreten.
- 4) Entsprechend dem asymmetrischen Ioneneinfang von Niederschlagsteilchen — einem Effekt, welcher von Wilson zuerst gefunden wurde und welcher für die Ladung von am Boden ankommenden Niederschlagsteilchen die wichtigste Rolle spielt — wird auch ein Flugkörper in ionenhaltiger Luft bei Vorhandensein von elektrischen Feldern aufgeladen. Bewegt sich derselbe in Richtung des Potentialgradienten, dann wird er durch die Polarisation an den Oberflächen im elektrischen Feld vermehrt Ionen des Vorzeichens einfangen, welche entgegengesetzt zu der Influenzladung an der Vorderseite des Flugkörpers ist; d. h. an der Vorderseite des Flugkörpers werden die angezogenen Ionen eingefangen, an der Rückseite des Flugkörpers hingegen können die durch elektrische Kräfte angezogenen Ionen wegen der Eigenbewegung nur z. T. oder überhaupt nicht den Körper erreichen. Dieses führt dann zur Eigenladung des fliegenden Körpers. Welche Größe von Eigenladungen dadurch auftritt, läßt sich mit den Formeln von Whipple und Chalmers (6) in erster Näherung ausrechnen.
- 5) Daß bei Flugkörpern mit galvanischer Erdverbindung hohe Ladungen an der Oberfläche auftreten, ist bekannt. Ebenso können erhebliche Ladungen auftreten, wenn der Flugkörper eine große Ausdehnung in Richtung der elektrischen Feldlinien hat, hervorgerufen z. B. durch eine Antenne oder aber durch den sicher gut leitenden Auspuffstrahl. Sobald dieser langgestreckte Leiter große Potentialunterschiede überbrückt, werden bei hohen Feldstärken durch Koronaentladungen, deren Stärke von der Form der Spitzen an den Enden des Leiters abhängt, zudem noch große eigene Gesamtladungen erzeugt. Diese Art von Aufladungserscheinungen bei

*) Herrn Prof. H. G. Müller, Flugwissenschaftliche Forschungsanstalt, München, möchte ich an dieser Stelle herzlich danken für die Möglichkeit, daß Herr Reinhardt seine luftelektrischen Untersuchungen fortsetzen kann.

Flugkörpern ist quantitativ schwer zu übersehen, besonders auch deswegen, weil die Geschwindigkeit der Ionen auch in starken elektrischen Feldern geringer ist als die Fluggeschwindigkeit der in Betracht gezogenen Körper.

Nun sollen noch einige Ergebnisse aus den eigenen Arbeiten über Lufterlektrizität aufgeführt werden.

Das lufterlektrische Feld in der freien Atmosphäre

Wenn schon am Erdboden die lufterlektrische Feldstärke außerordentlich stark variiert und zeitlich schwankt, so wird man doch erwarten, daß in einer gewissen Höhe über dem Erdboden, z. B. über der Grundschicht der Atmosphäre, die Verhältnisse ausgeglichener sein werden. Das trifft bedingt zu, aber es ist zu bedenken — wie oben ausgeführt wurde —, daß die Abhängigkeit der lufterlektrischen Feldstärke von der Ionosphärenspannung, vom Säulenwiderstand der Atmosphäre und von der örtlichen Leitfähigkeit der Luft erhalten bleibt. Wir haben in den letzten Jahren

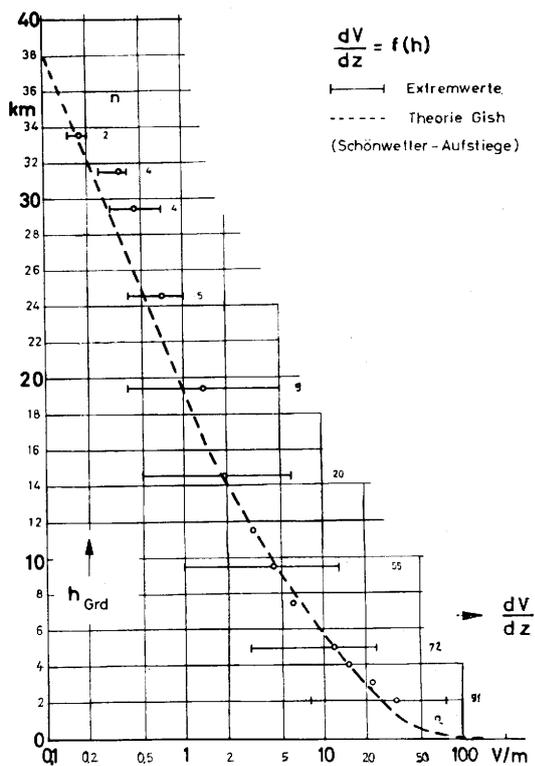


Abb. 7

Zusammenstellung der Mittelwerte und der Extremwerte der lufterlektrischen Feldstärke dV/dz in Funktion der Höhe bis

in Weissenau eine größere Zahl von Ballonaufstiegen ausgeführt, bei welchen das lufterlektrische Feld in Funktion der Höhe gemessen wurde. Eine große Anzahl von Aufstiegen ging bis etwa 10—12 km Höhe, eine geringere Zahl bis in die Stratosphäre. Das Ergebnis dieser Ballonaufstiege ist in Abb. 7 wiedergegeben, wobei die Kreise die Mittelwerte aus einer Anzahl von Ballonaufstiegen darstellen und die beiden Enden der waagerechten Striche die Extremwerte in der betreffenden Höhe zeigen. Man erkennt leicht, daß die Variationsbreite bis etwa 20 km Höhe 1:10 beträgt, d. h. also genau so groß ist, wie etwa an der Erdoberfläche. Dabei ist zu beachten, daß es sich um Schönwetteraufstiege handelte, bei welchen in der ganzen Zeit kein Niederschlag fiel und die Bewölkung kleiner als 3/10 betrug. Erst ab 24 km Höhe sind die Schwankungen nicht mehr so groß, wobei aber zu berücksichtigen ist, daß auch die Zahl der Aufstiege geringer ist. Die gestrichelte Kurve stammt aus der Theorie von Gish (7), welcher aus den gemittelten Leitfähigkeitswerten

verschiedener Autoren unter der Annahme eines mittleren vertikalen Leitungsstromes diese Kurve errechnet hat. Man sieht, wie die Kurve sehr nahe durch die Mittelwerte unserer gemessenen Feldstärken geht. Vielfach sind bei älteren Ballonaufstiegen viel höhere Werte für die Höhen über 10 km angegeben worden. Nach unseren Erfahrungen kommen diese aber an Schönwettertagen nicht vor und sind wahrscheinlich auf Nullpunktsfehler der älteren lufterlektrischen Radiosonden zurückzuführen. Wir haben dagegen die Feldstärke in großer Höhe bei unseren Aufstiegen mit einem um das 5- oder 10fache verlängerten Sondenabstand gemessen und deshalb ebenfalls hohe Genauigkeit erzielen können.

Das lufterlektrische Feld, gemessen mit Potentialradiosonden ist ein sehr empfindlicher Indikator für Dunstschichten und Dunstgrenzen in der freien Atmosphäre. Das zeigen die beiden Beispiele von Ballonaufstiegsergebnissen, Abb. 8 und 9. An der Obergrenze der Grundschicht in etwa 2 km Höhe fällt das lufterlektrische Feld mehr oder weniger stark auf kleine Werte ab und zeigt so die Obergrenze der Grundschicht exakt an, welche z. B. im Fall der Abb. 8 nur undeutlich aus dem Temperatur- und Feuchteverlauf zu erkennen ist. Sowohl Feldstärkemessungen als auch Leitfähigkeitsmessungen in der freien Atmosphäre lassen sich zur genauen Höhenbestimmung von Dunstschichten, Nebelschichten und Wolken gut verwenden, auch wenn es sich um Eisteilchen, wie z. B. in Cirren handelt.

Wenn man die lufterlektrische Feldstärke vom Boden bis zu großer Höhe in der Stratosphäre kontinuierlich gemessen hat, dann läßt sich daraus die Spannung zwischen Ionosphäre und Erde durch Integration der Feldstärke über der Höhe ermitteln. Dies wurde von Fischer (8) für etwa 60 Weissenauer Ballonaufstiege ausgeführt. Zwei Beispiele solcher Integrationsaufstiege sind in Abb. 8 und 9 wiedergegeben. Vor dem Ein-

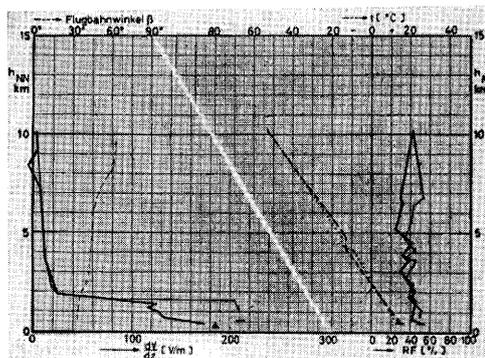


Abb. 8

Ballonaufstieg zur Bestimmung des Ionosphärenpotentials
 Sonde Nr.: A 160 Datum: 07.03.61
 Startort: Weissenau 450 mNN Startzeit: 15.51 GMT
 Höhe des Gipfelpunktes: 10100 mNN Gipfelzeit: 16.19 GMT
 Landeort: Hergatz i. Allgäu 540 mNN Landezeit: 16.53 GMT
 Wetterlage: 7 Ci, Sicht 50 km, Bodenwind C O
 Vorherrschend atlantischer Tropikluft
 Sonden Daten: Sondenlänge 0,5 m
 Bemerkungen: Aufstieg lag im Einflußbereich der Stadt Ravensburg, Abstieg über ungestörtem Gelände, Parallelaufstieg zu A 161
 Ionosphärenpotential: (Abstiegsauswertung) $V_j = 352 \pm 26$ kV

satz der lufterlektrischen Radiosonden für den Zweck der Ermittlung der Ionosphärenspannung waren diese einer eingehenden Untersuchung unterzogen worden. Bei den ersten Aufstiegen wurde bald erkannt, daß die Höhen über etwa 12—15 km, also innerhalb der Stratosphäre nicht mehr durch direkte Messungen erfaßt werden müssen, sondern daß es genügt, einen Ballonaufstieg mit einer Feldstärkemessung bis zur Tropopause oder etwas darüber auszuführen. Die Feldstärke und der Anteil der Potentialdifferenz zwischen Tropopause und Ionosphäre ist dann durch Extrapolation genügend genau ermittelbar.

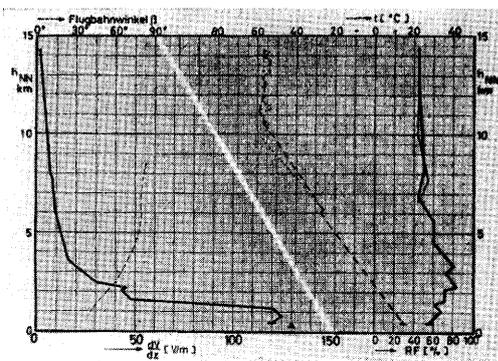


Abb. 9

Ballonaufstieg zur Bestimmung des Ionosphärenpotentials
 Sondage Nr.: A 129 Datum: 27.10.60
 Startort: Weissenau 450 mNN Startzeit: 13.18 GMT
 Höhe des Gipfelpunktes: 14300 mNN Gipfelzeit: 13.52 GMT
 Landeort: Wasserburg/Inn 420 mNN Landezeit: 14.42 GMT
 Wetterlage: 4 Cs, Sicht 50 km, Bodenwind SW 1
 Vorherrschend subtropischer Warmluft
 Sondendaten: Sondenlängen 0,8/1,6/3,2 m. Verlängerung in
 6,5 und 8 km
 Bemerkungen: Gleichzeitiger Aufstieg in Uppsala/Schweden
 Ionosphärenpotential: $V_j = 278 \pm 16 \text{ kV}$

Eine erhebliche Genauigkeitssteigerung wurde dadurch erreicht, daß bei allen Aufstiegen versucht wurde, auch den Abstieg auszuwerten. Ein schwach aufgeblasener Ballon sorgte dafür, daß nach Abtrennung des Trageballons die Abstiegsgeschwindigkeit gleich der Aufstiegsgeschwindigkeit = ungefähr 300 m/min wurde. Außerdem wurden eine Reihe von gleichzeitigen Doppelaufstiegen angesetzt, wobei zwischen den beiden Aufstiegsorten verschiedene Entfernungen zwischen wenigen km bis zu 1500 km lagen. Ein solches Beispiel ist in der Abb. 9 zu erkennen, wo gleichzeitig mit Weissenau auch ein luftelektrischer Aufstieg in Uppsala/Schweden durchgeführt wurde, bei welchem das Ionosphärenpotential lediglich 5% höher herauskam als in Weissenau.

Das Gesamtergebnis läßt sich kurz so zusammenfassen: Die Spannung zwischen Ionosphäre und Erde ist im Mittel 280 kV. Sie schwankt aber sehr viel stärker als bisher vermutet wurde; die von Fischer ermittelten Extremwerte sind 180 kV als Minimalspannung und 380 kV als Maximalspannung. Besonders interessant ist die Auswertung dieser Werte für die Ionosphärenspannung nach Tages- und Jahreszeiten. Obwohl das Meßmaterial noch gering ist, kamen doch bereits bemerkenswerte Ergebnisse dabei zum Vorschein. Einmal ist es bereits möglich, einen wahrscheinlichen Wert

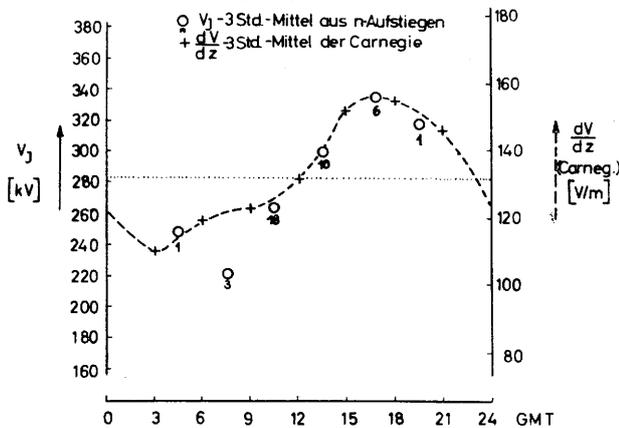


Abb. 10

Die 3stündigen Mittelwerte des Ionosphärenpotentials (o) und des ozeanischen Feldwertes auf der Carnegie (+)

für die jahreszeitliche und tageszeitliche Schwankung zu geben. Abb. 10 zeigt den Mittelwert für die Meßergebnisse zu verschiedenen Tageszeiten. In die gleiche

Darstellung wurden einmal die 3-Stundenmittel aus einer Anzahl von Ballonaufstiegen eingetragen und die 3-Stundenmittel der Potentialgradienten über dem Meer, welche an Bord der „Carnegie“ gemessen worden sind. Man sieht eine überraschende Übereinstimmung zwischen diesen beiden völlig verschiedenen Meßmethoden, welche damit die unter sehr schwierigen Verhältnissen gemessenen Werte der „Carnegie“ bestätigt und damit auch eine weitere Stütze für die Wilsonsche Hypothese bedeutet, nach welcher die Weltgewittertätigkeit die Ursache für die Ionosphärenspannung und für das elektrische Feld der Erde ist. Wenn

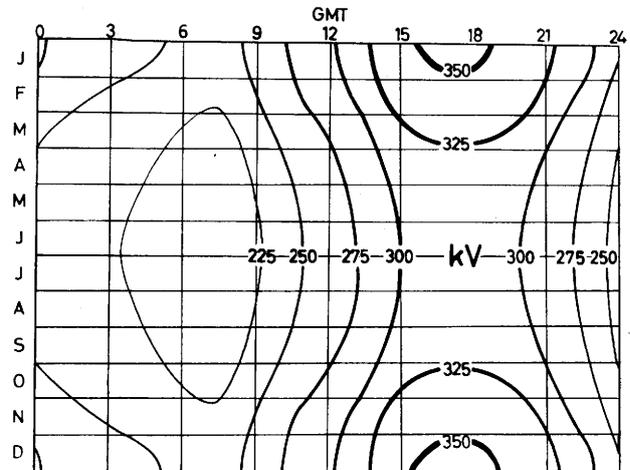


Abb. 11

Das mittlere Ionosphärenpotential als Funktion der Tages- und Jahreszeit

man nach Fischer aus den ungefähr 60 Ballonaufstiegen eine jahres- und tageszeitliche Variation herauslesen will, dann kann man in der Abb. 11 das Ergebnis in einer Isoliniendarstellung für die Potentiale erkennen. Während einerseits zu allen Jahreszeiten der Tagesgang mit seinem Minimum am frühen Morgen und seinem Maximum am Abend zu erkennen ist, fällt das jahreszeitliche Minimum im Hochsommer und das Maximum der Ionosphärenspannung im Winter besonders auf. Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu der häufig gehörten Ansicht, daß die Gewitterhäufigkeit im nördlichen Sommer am größten sein müsse, weil ja die Landflächen der Erde zum größeren Teil auf der Nordhalbkugel liegen. Wenn man aber berücksichtigt, daß die tropischen Gewitter einmal eine höhere Ergiebigkeit als Folge des höheren Wasserrumsatzes haben, zum anderen aber auch in größere Höhen hinaufreichen, so daß der Widerstand nach Abb. 1 zwischen Oberseite der Cb und der Ionosphäre geringer ist, dann ist leicht einzusehen, daß die tropischen Gewitter einen viel größeren Beitrag zur Aufladung der Ionosphäre leisten als die übrigen Gewitter auf der Erde. Mit dem neuen Beobachtungsmaterial der World Meteorological Organization (WMO) von den Gewittern der tropischen Zonen konnte Fischer zeigen, daß tatsächlich die Gewitterhäufigkeit in den Tropen im Sommer der Nordhalbkugel ein Minimum hat. Auf diese Weise konnte die schon 1929 von Whipple ausgesprochene Vermutung erneut bestätigt werden.

Schon mehrfach wurden Beziehungen zwischen Beobachtungswerten des luftelektrischen Feldes und des Ionosphärenpotentials aufgestellt, von dem angenommen wurde, daß es täglich gleichartig und nur wenig — entsprechend der häufig veröffentlichten Mittelwertskurve — schwankt. Diese Annahme muß fallengelassen werden. Sie gilt — wie auch die Abb. 10 zeigt — lediglich für die Mittelwerte aus einem größeren Kollektiv und über alle Jahreszeiten. Diese Mittelwertkurve darf also auf keinen Fall für den einzelnen Tag angesetzt werden. Dies geht nicht nur aus den großen Schwan-

kungen der gemessenen Ionosphärenpotentialwerte und ihrer Streuung bei einzelnen Aufstiegsreihen hervor, sondern sie ist in derselben Weise aus den einzelnen, auf der „Carnegie“ gemessenen Tagesgängen des luftelektrischen Feldes zu erkennen. Die Abb. 12 soll dies an einigen Beispielen vom luftelektrischen Feld an der Meeresoberfläche, gemessen auf der „Carnegie“, wiedergeben. Man sieht sehr deutlich, daß in den gezeigten Fällen keine Ähnlichkeit mit dem gemittelten Tagesgang besteht.

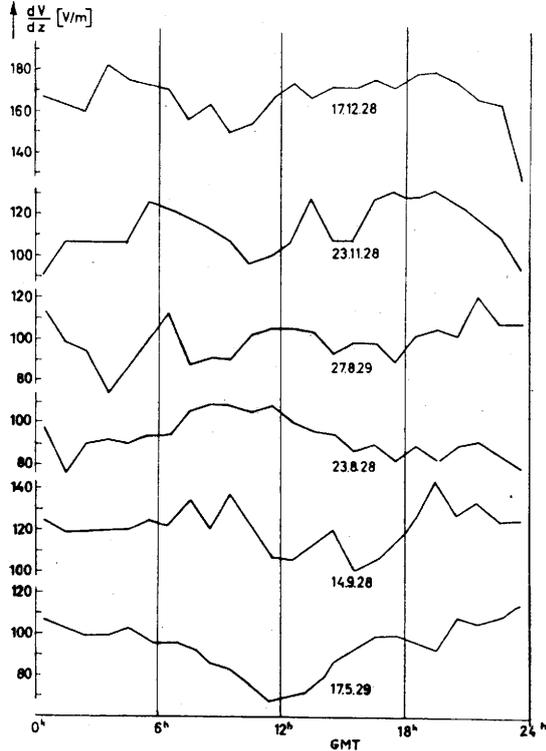


Abb. 12
Einzelne Tagesgänge der Feldstärken über den Meeren, gemessen auf der Carnegie

Die große Bedeutung der Bestimmung der Ionosphärenspannung liegt darin, daß man mit Messungen an einem Ort der Erde die Möglichkeit hat, die gesamte Gewittertätigkeit auf der Erde zu überwachen, zumindest einen Anhaltswert dafür zu bekommen. Es ist zu vermuten, daß dies die einzige Meßmethode überhaupt

ist, mit der ohne den Einsatz einer Unmenge von einzelnen Beobachtungsstationen etwas über die Weltgewittertätigkeit ausgesagt werden kann. Da die Integration der Feldstärke über die Höhe einen verhältnismäßig glatten Verlauf der Feldstärke erfordert, ist allerdings eine homogene Schichtung in der Atmosphäre ohne starke Variation in der Umgebung des Meßortes Voraussetzung. Diese Bedingung wird im allgemeinen nur an Schönwettertagen erfüllt sein. Es müßten deshalb zur laufenden Überwachung der Weltgewittertätigkeit mehrere Stationen auf der Erde an Orten zur Verfügung stehen, wo mit einer großen Zahl von Schönwettertagen gerechnet werden kann. Es ist zu hoffen und anzustreben, daß eine solche Zusammenarbeit im nächsten Geophysikalischen Jahr erreicht wird. Vielleicht ergibt sich daraus eine Möglichkeit, den Einfluß von extraterrestrischen Erscheinungen, wie z. B. die Variation der Sonnenstrahlung in bestimmten Spektralgebieten oder ähnliches, auf die meteorologischen Größen auf der Erde zu erforschen.

Feldstärkemessungen an ausgezeichneten Orten

Wie zu Beginn ausgeführt wurde, hat es wenig Sinn, aus luftelektrischen Beobachtungen Schlüsse auf das großräumige Wettergeschehen zu ziehen. Es wird hingegen in vielen Fällen möglich sein, kleinräumige Untersuchungen mit Erfolg durch luftelektrische Messungen zu erweitern. Will man aber trotzdem großräumige Untersuchungen auf luftelektrischer Basis durchführen, dann bietet sich dazu auf den Meeren oder großen Seen Gelegenheit. Aus diesem Grunde wurden luftelektrische Feldmessungen mit Beginn des Geophysikalischen Jahres an der Nordseeküste vorbereitet und ab 1957 durchgeführt. Ein sehr ruhiger Verlauf des luftelektrischen Feldes und der anderen luftelektrischen Werte wurde erwartet, wenn nicht durch die Brandung Störungen eintreten würden. Zur großen Überraschung fanden sich aber bei auflandigen Winden außerordentlich starke und schnelle Schwankungen des luftelektrischen Feldes, so groß, daß die Variationsbreite etwa von der Größenordnung des mittleren Feldstärkewertes war. Sehr bald wurde erkannt, daß die stark schwankenden Werte nur bei Winden von See auftreten und daß der Verlauf des luftelektrischen Feldes bei einer Drehung des Windes auf Land ganz dem über den Kontinenten entspricht. Deutlich geht dies aus dem Auszug einer Registrierung über einige Stunden hervor, welche in Abb. 13 wiedergegeben ist. Während zu Beginn der

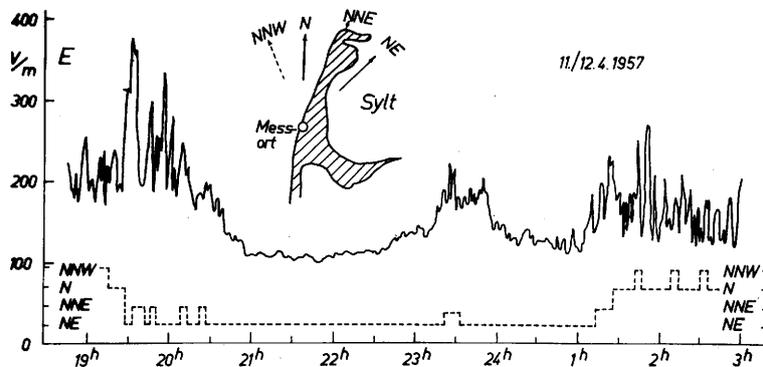


Abb. 13
Verlauf des luftelektrischen Feldes bei Wind von See her (bis 20.30, etwa um 23.30 und ab 1 Uhr) und von Land her (20.30 bis 23 Uhr und 24 bis 1 Uhr)

Darstellung der Wind Nord-Nordwest war, also von See her kam, drehte er im Laufe des Abends auf Nordost, wobei gleichzeitig das luftelektrische Feld sehr ruhig wurde und einen durchaus normalen Wert von 120 V/m einnahm. Schon eine kleine Drehung des Windes in

Richtung zur See um 23.30 Uhr zeigt sich wieder durch leichte Erhöhung und Schwankung der Werte und bei der endgültigen Drehung des Windes nachts ab 01.30 Uhr sind wieder die hohen Schwankungen des Feldes zu erkennen.

Die Ergebnisse mehrjähriger luftelektrischer Registrierungen an der Nordseeküste und auch auf der Insel Helgoland lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- 1) Im Gegensatz zum luftelektrischen Feldverlauf auf dem Lande sind die mittleren Feldstärken an der Küste bei Winden von See her durchwegs höher (250 V/m an Stelle von ca. 120 V/m); dies steht mit der geringeren Leitfähigkeit der Meeresluft im Einklang und ist auch an kontinentalen Seen gefunden worden.
- 2) Das luftelektrische Feld schwankt bei auflandigen Winden zeitlich um ein Vielfaches stärker als auf dem Lande (Abb. 14); die Schwankungsamplituden haben dieselben Größen wie die Feldwerte, und die Perioden variieren je nach Windgeschwindigkeit zwischen etwa 2 und 12 Minuten (höhere Windgeschwindigkeit entspricht den kürzeren Perioden).

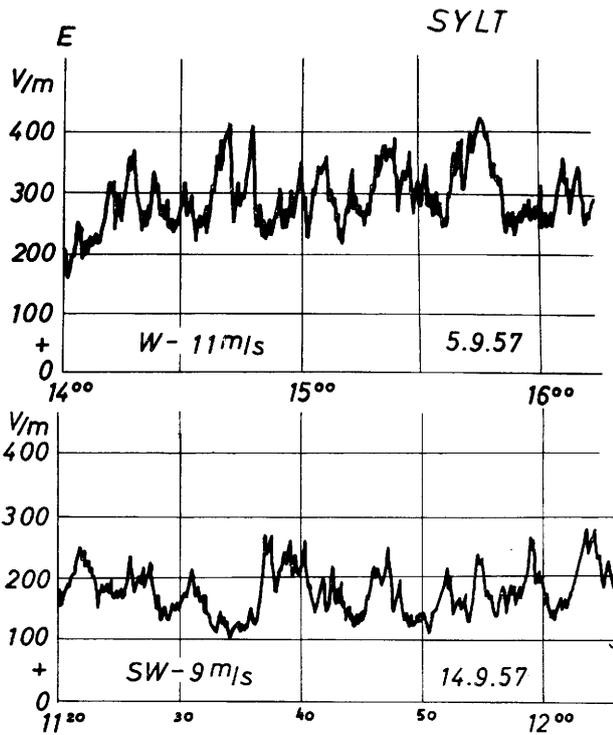


Abb. 14
Charakteristische luftelektrische Schwankungen bei Winden von See

- 3) Die hohen Feldwerte erscheinen gleichzeitig mit positiven elektrischen Raumladungen von 0 bis 400 Elementarladungen je cm^3 , und die Schwankungen von Feld- und Raumladung verlaufen synchron, wie Abb. 15 zeigt.

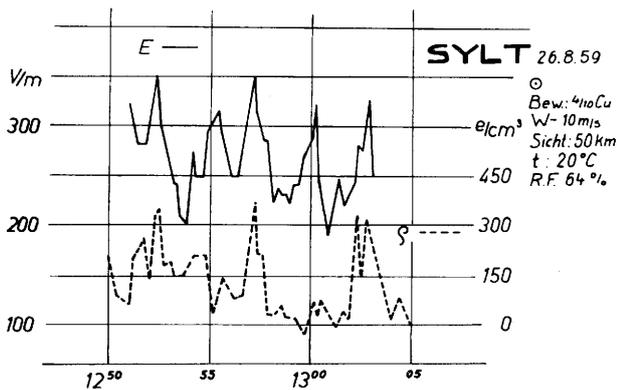


Abb. 15
Luftelektrische Feldstärke E und Raumladungsdichte ρ am Strand bei Winden von See

- 4) Mit der luftelektrischen Radiosonde am Fesselballon konnte, nachdem einige Schwierigkeiten in der salzhaltigen Luft überwunden waren, nachgewiesen werden, daß die Feldschwankungen innerhalb der ersten 100 m über Grund abklingen. Dasselbe Ergebnis bekommt man auch aus der Raumladungsdichte, welche am Boden gemessen wurde.
- 5) Landeinwärts in Windrichtung nehmen sowohl die elektrische Feldstärke als auch deren Schwankungen rasch ab. Nach einer Entfernung von einigen km von der Küste oder nach halbstündigem Weg der Luft über Land herrschen bereits Kontinentalverhältnisse.
- 6) Die großen elektrischen Raumladungen entstehen nicht in der Küstenbrandung, sondern auf dem freien Meere. Mehrere Meßreihen mit Ruderboot und Motorboot außerhalb der Küstenbrandungszone bestätigten dies, wie das Beispiel in Abb. 16 beweist.

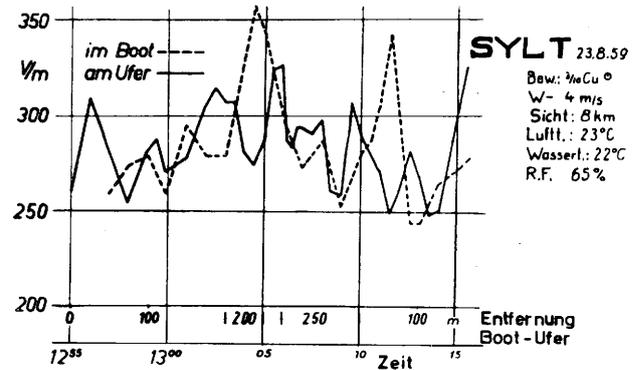


Abb. 16
Luftelektrischer Feldverlauf auf See im Vergleich zum Ufer

Nach der Sicherung dieser Beobachtungs- und Registrierergebnisse waren zwei Befunde zu erklären:

- 1) wie kann in Meeresluft eine elektrische Raumladungsdichte von 400 e/cm^3 entstehen?
- 2) woher rühren die starken Schwankungen?

Beide Fragen lassen sich heute beantworten. Dabei ist es noch offen, ob es verschiedene Erklärungsmöglichkeiten für das 1. Problem gibt. Messungen aller luftelektrischen Größen auf dem Bodensee (9) führten zu dem bemerkenswerten Resultat, daß auf einem ruhigen See der über Land vergeblich gesuchte Elektrodeneffekt tatsächlich in reiner Form auftritt; dies äußert sich in einer Abnahme der Feldstärke in den untersten Metern über der Wasseroberfläche von E_0 auf die Hälfte von E_0 in 10 und mehr Meter Höhe darüber (Abb. 17 und 18), in einer stark verminderten Konzentration

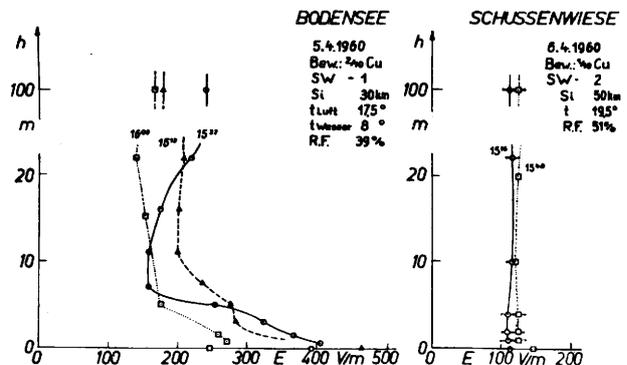


Abb. 17
Elektrodeneffekt über See und Land

der negativen Kleinionen an der Wasseroberfläche gegenüber den in normaler Konzentration vorhandenen positiven Kleinionen und in einer starken positiven Raumladung an der Wasseroberfläche, welche dem Gradienten der Feldstärke entspricht. Damit wurde eine natürliche Ursache für eine Raumladungsbildung

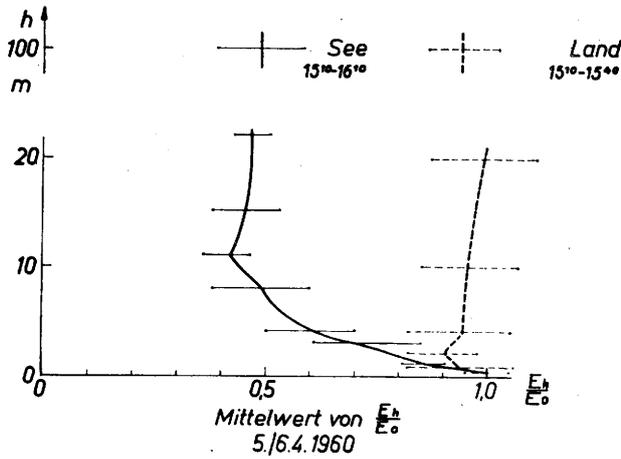


Abb. 18

Elektrodenneffekt über See und Land

E_0 = luftelektrische Feldstärke an der Erd- und Wasseroberfläche
 E_h = luftelektrische Feldstärke in der Höhe h

über See gefunden, die auch auf den Meeren wirksam sein muß.

Während auf dem Bodensee bei sehr schwachem Wind (1 Beaufort) keine größeren Schwankungen beobachtet wurden, sind diese das Bemerkenswerte für die Nordsee. Diese Schwankungen sind aber sofort verständlich, wenn eine turbulente Luftströmung vorliegt, bei welcher Luftquanten von der Meeresoberfläche gegen solche aus Höhen über 10 m ausgetauscht werden. Dies kann aber bei den hohen Windgeschwindigkeiten über dem Meere erwartet werden. Die Registrierungen dieses Sommers dienten zur Bestätigung dieser Annahme. So wurden mit einem schnellaufenden Kompensationsschreiber neben der elektrischen Feldstärke die Lufttemperatur, die Windgeschwindigkeit und die Himmelsheelligkeit im und nahe dem Zenit registriert. Es zeigte sich bald, daß alle Größen sehr häufig einen un schwer erkennbaren Parallelgang aufwiesen (Abb. 19).

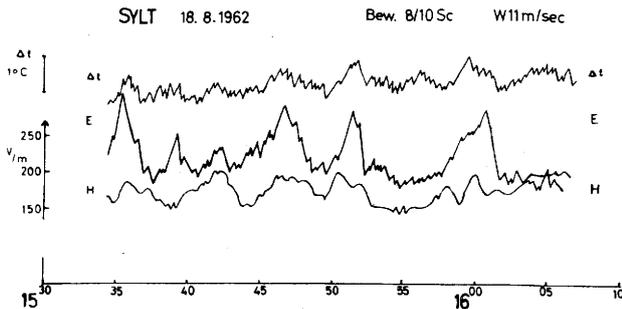


Abb. 19

Parallelgang von luftelektrischem Feld E, Temperaturschwankung Δt und Zenithelligkeit H

Dies läßt sich leicht erklären: Wenn Luft über das Meer strömt, welche kälter ist als das Wasser, dann wird die wassernächste Schicht wärmer, während sich eine elektrische Raumladung als Folge des Elektrodeneffektes bildet. Gleichzeitig nimmt die Luft Wasserdampf auf und wird feuchter. Hebt sich diese Luft dann nach einigen Minuten von der Wasseroberfläche ab und wird gegen frische Luft von oben ausgetauscht, dann kommt am Meßort kältere, trockenere Luft mit einem geringen Gehalt an positiver Raumladung oder keiner an. Das luftelektrische Feld fällt stark. Dieser Austauschvorgang muß sich auch am Wolkenbild ablesen lassen*). Über der aufsteigenden feuchten Luft müssen sich nämlich niedrige Stratocumuli bilden. Diese wurden tatsächlich beobachtet. Sie zogen dann über den Meßort, wenn das Feld anstieg und bestätigen vollkommen das angenommene Bild vom Austauschvorgang in der Meeresluft. Dadurch entstand dann bei geeignetem Sonnenstand der Parallelgang zwischen Feld und Himmelsheelligkeit.

Zuletzt wurde auf Sylt auch noch der Wasserdampfdruck und die Windgeschwindigkeit gleichzeitig mit Lufttemperatur und luftelektrischer Feldstärke von Pirlet und Jessel**) registriert (Abb. 20). Die Parallelität des großen Ganges der vier Größen ist bemerkenswert und bestätigt treffend das oben ausgesprochene Modell der Luftströmung und des turbulenten Austausches.

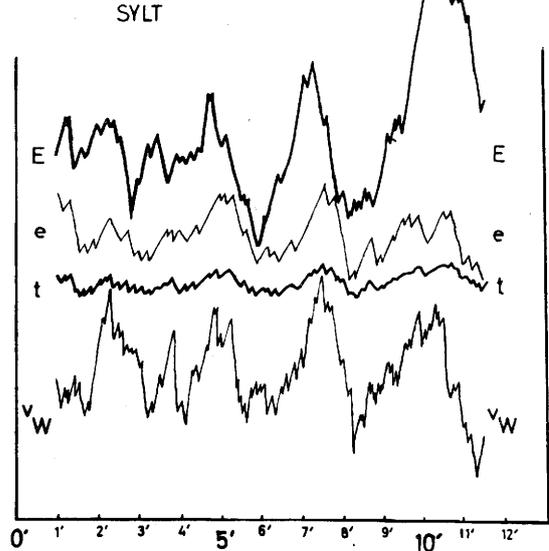


Abb. 20

Luftelektrisches Feld E, Wasserdampfdruck e, Lufttemperatur t und Windgeschwindigkeit v_w (Annähernder Parallelgang während 12 Minuten)

So konnte zum Schluß gezeigt werden, wie luftelektrische Messungen wertvolle Informationen für meteorologische Probleme liefern können, wenn man sie grundlegend und intensiv verfolgt. Es kann erwartet werden, daß auch die Lösung des Problems der Niederschlags Elektrizität wertvolle Aspekte für die Meteorologie abgeben wird.

Literatur

- (1) Kasemir, H. W.: Antenna problems of measurement of the air-earth current. USASRD Techn. Rep. 2022 (1959).
- (2) Mühleisen, R.: Atmosphärische Elektrizität. In Handbuch der Physik Bd. 48, Berlin 1957. S. 562 — 563.
- (3) Mason, B. I. and Maybank, I.: The fragmentation and electrification of freezing water drops. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 86 (1960) S. 176 — 185.
- (4) Mühleisen, R.: Elektrische Ladungen an Aerosol-, Dunst- und Nebelteilchen. Ber. Dt. Wetterd. Nr. 51 (1959) S. 62 — 66.
- (5) Mühleisen, R.: Die luftelektrischen Elemente im Großstadtbereich. Z. Geophys. S.-Bd. (1953) S. 142 — 160.
- (6) Whipple, F. J. W. and Chalmers, J. A.: On Wilson's theory of the collection of charge by falling drops. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 70 (1944) S. 103 bis 119.
- (7) Gish, O. H.: Evaluation and interpretation of the columnar resistance of the atmosphere. Terr. Mag. 49 (1944) S. 159 — 168.
- (8) Fischer, H. J.: Die elektrische Spannung zwischen Ionosphäre und Erde. Dissertation Stuttgart 1962.
- (9) Mühleisen, R.: Electrode effect measurements above the sea. J. atm. terr. Phys. 20 (1961) S. 79 — 81.

*) Diese Anregung verdanke ich Herrn Reinhardt, Flugwissenschaftliche Forschungsanstalt, München.

**) Herrn Prof. Pirlet und Herrn Dr. Jessel danke ich sehr für die freundschaftliche Überlassung des Registrierstreifens.

3.14. Zum Mechanismus der elektrostatischen Ladungsbildung beim Zerblasen fallender Tropfen

von

Frank Frügel

(mit 4 Abbildungen im Text)

Zusammenfassung

Hochgeschwindigkeitsaufnahmen fallender Tropfen mit seitlichem Anblasen zeigen eine auffallende Kettenbildung von Kleinsttröpfchen. Es gelingt mit elektrostatischer Aufladung, einen formgleichen Effekt zu erzielen, der einen Analogie-Schluß nahelegt.

Abstract

Using modern means of High Speed Photography (a so-called "Strobokin" High Frequency Flasher, which works up to 50 000 microsecond flashes per second) some photographic results on falling droplets being spraid by a side wind and electrostatic spattered droplets were received. The similarity of these absolute different mechanisms seems to approve that there will be the same process in both cases, viz. the forming of a chain of electrostatic charged droplets, caused by the wind or the same phenomena of a drop scheme caused by electrostatic power. Perhaps the process is reversible.

Das Verhalten verschiedener Flüssigkeiten bei elektrostatischer Zerstäubung wurde in einer Arbeit von K. Schultze (1) beschrieben. Dort wurde auch das Auftreten von Raumladungen während der Zerstäubung behandelt. Ergänzend zu dieser Arbeit hat der Verfasser mit Hilfe von Hochgeschwindigkeitsphotographie unter Ausnutzung extrem kurzer Belichtungszeiten und hoher Bildfolgen Studien gemacht über das Erscheinungsbild bei pneumatischer und elektrostatischer Zerstäubung. Zuerst wurde ein fallender Tropfen gemäß Abb. 1 untersucht. Der Tropfen pas-

sierte eine Lichtschranke und löste dadurch die elektronische Starteinrichtung der „Strobokin“-Hochgeschwindigkeitsfunkenblitzzeitlupe aus. Beim Eintreten des Tropfens in die durch ein Gebläse simulierte Aufwindbewegung mit etwa 5 m/sec Geschwindigkeit trat die photographische Einrichtung in Tätigkeit. Der Tropfen wurde in seinen verschiedenen Phasen des Zerblasens vor dunklem Hintergrund gemäß Abb. 2 photographiert. Hierbei zeigt sich, daß er zuerst teller-

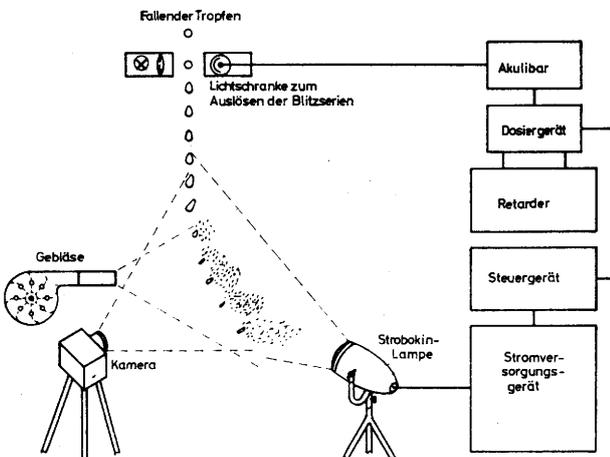


Abb. 1

Anordnung zur Aufnahme der Zerstäubung fallender Tropfen durch einen seitlich auftreffenden Luftstrom. Die Luftgeschwindigkeit ist etwa 5 m/sec, entsprechend mittleren Aufwindgeschwindigkeiten unter Wolken. Der fallende Tropfen wird vor dunklem Hintergrund durch die periodischen Blitze der Strobokin-Lampe beleuchtet und auf der stillstehenden Kamera aufgenommen.



Abb. 2

Aufnahmefolge eines Tropfens mit Zerblasen gemäß Abb. 1. Man beachte das Auftreten von Tröpfchenkettten am 6. Tropfenbild von oben, wobei an dieser Stelle gleichzeitig elektrostatische Ladung gemessen wurde. Als Tropfenmaterial wurde destilliertes Wasser benutzt.

förmig verflacht und danach hutartig aufgeblasen wird, wobei die Krempe in Windrichtung liegt. Der „Hutrand“ zerreißt und bildet dann, erkennbar am 6. Tropfenbild von oben, sehr kurzzeitig Tröpfchenkettten aus.

Bekanntlich treten elektrostatische Ladungen (negative Elektrizität) immer dann auf, wenn aus einer Wasseroberfläche kleine Stücke (Durchmesser $<10^{-6}$ cm) herausgerissen werden. Die zurückgebliebenen Tropfen sind dann positiv. Studiert man mittels eines elektrostatischen Auffängers rechts neben dem Tropfen die elektrostatische Feldverteilung, so beobachtet man, daß bei isolierenden Flüssigkeiten, auch bei destilliertem Wasser, an dieser Stelle elektrostatische Ladungen produziert werden. Phänomenologisch kann man dabei das Auftreten von elektrostatischer Ladung mit der Beobachtung der Tröpfchenketten gleichsetzen. Das Feld erfährt in der Tat beim weiteren Verfolgen des Zerblasens keine zusätzliche Steigerung. Bei Benutzung gewöhnlichen Leitungswassers als Tropfenmaterial ist die elektrostatische Ladung der Tröpfchen nur unbedeutend oder überhaupt nicht meßbar, da offenbar die elektrolytische Leitfähigkeit des Tropfens kurz vor dem Zerspringen noch hoch genug ist, um einen Ausgleich der durch Oberflächenvergrößerung entstehenden Ladung weitgehend zu bewirken.

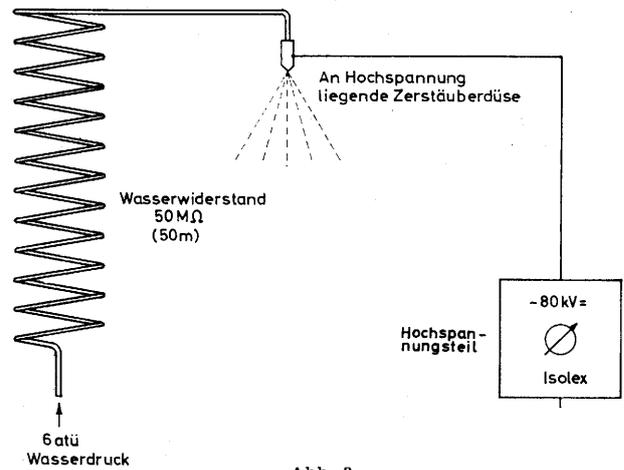


Abb. 3

Anordnung zur elektrostatischen Zerstäubung von Flüssigkeit (Azeton oder Wasser). Die Flüssigkeit wird durch einen langen Rohrwiderstand mit Druck zugeführt, die Düse selbst liegt an Hochspannung.

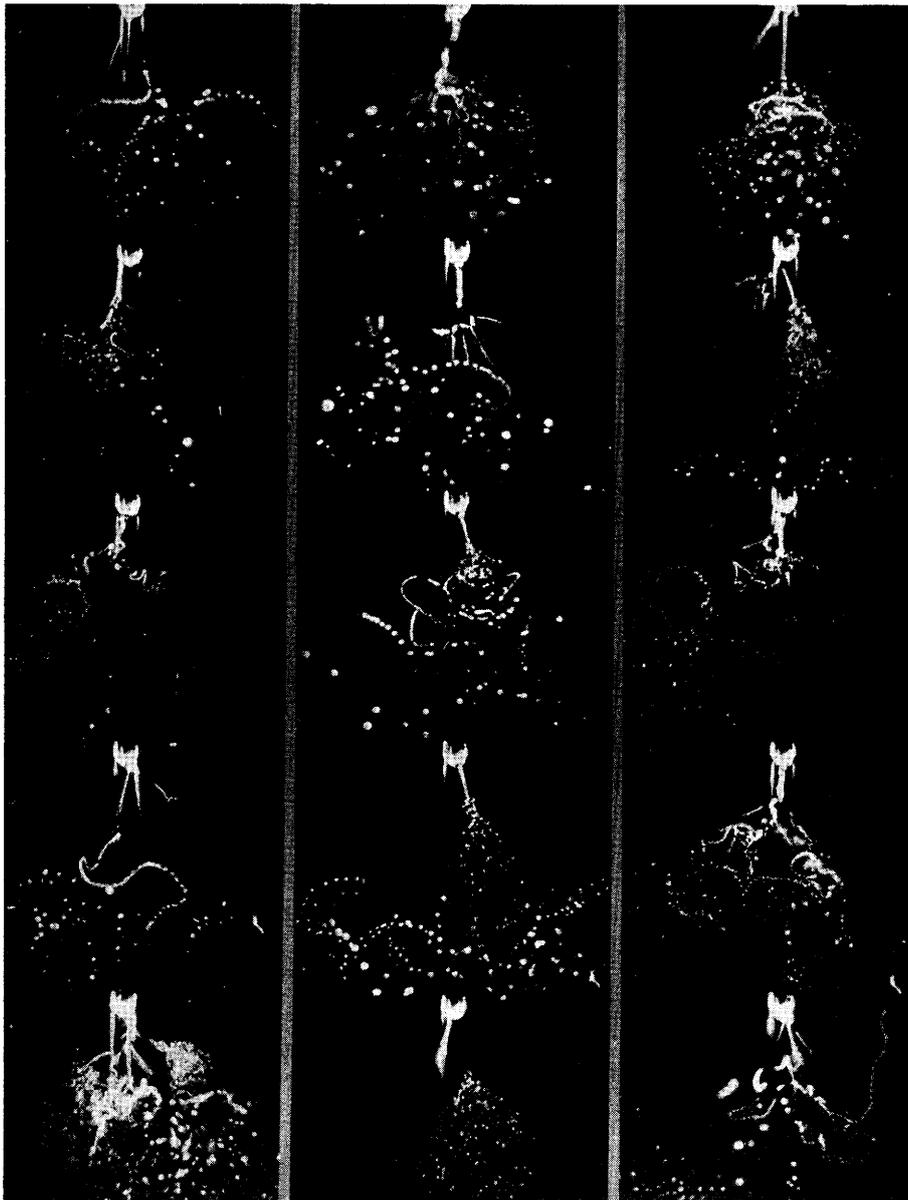


Abb. 4

Aufnahmefolge mit 5000 Bildern/sec beim Zerstäuben von Azeton mit 12 kV Zerstäubungsspannung. Man beachte das ungeheure rasche Anwachsen von Tröpfchenketten, wobei, linke Spalte, das 3. und 4. Bild eine spontane Vergrößerung einer Tröpfchenkette im Maßstab 1:5 aufzeigt, desgleichen das letzte und vorletzte Bild der 3. Spalte. Belichtungszeit: $0,2 \times 10^{-6}$ sec.

Als zweiter Versuch wurde gemäß Abb. 3 Flüssigkeit aus einer Düse zerstäubt, wobei die Flüssigkeit durch den gezeichneten Wasserwiderstand nachgeliefert wurde, der nur einen unbedeutenden elektrostatischen Leckstrom nach Masse bewirkt. Die Zerstäubung konnte durch eine einstellbare Gleichspannung zwischen 0 und 80 kV vorgenommen werden.

Abb. 4 zeigt das Ergebnis. Es wurde in diesem Falle der besseren Tröpfchenform wegen mit Azeton als Flüssigkeit gearbeitet. Bei Wasserzerstäubung besteht völlige Formähnlichkeit. Als Hochspannung wurde 8-12 kV benutzt. Der entstehende Tröpfchenkegel wurde mit der „Strobokin“-Lampe schräg von hinten beleuchtet und mit einer Trommelkamera „Strobodrum“ im Maßstab 1:1 mit Bildaufnahmefrequenzen zwischen 2000 und 5000/sec aufgenommen. Kennzeichnend an diesen Bildern ist nun wiederum das deutliche Auftreten langer Tröpfchenketten, die unmittelbar danach zerfallen. In der linken Spalte, von oben gezählt, sieht man bei Bild 3 zuerst zwergförmig klein etwa in der Bildmitte eine Tröpfchenkette, die bei Bild 4 bereits auf etwa die fünffache lineare Vergrößerung angewachsen ist. Ein ähnliches Bild bietet in der 3. Spalte das unterste und zweitletzte Bild. Dieses Auftreten von Ketten, deren

Formähnlichkeit mit denen von Abb. 2 ins Auge fällt, läßt den Schluß zu, daß es sich hier um eine unter Umständen reproduzierbare, umkehrbare Erscheinung handelt, daß nämlich bei Zuführung von elektrostatischer Ladung charakteristische Tröpfchenketten entstehen und umgekehrt beim Auftreten charakteristischer Tröpfchenketten des gleichen Erscheinungsbildes durch Zerblasen wiederum elektrostatische Ladung produziert wird.

Da erst durch Anwendung der Hochgeschwindigkeitsphotographie Aufnahmen dieser Art erzielt werden konnten, sei hier angeregt, Arbeiten in dieser Richtung fortzusetzen, um den bisher noch nicht abschließend geklärten Mechanismus der Entstehung elektrostatischer Ladung bei zerblasenen Tröpfchen in Aufwinden abschließend zu klären.

Meinem Mitarbeiter Herrn W. Thorwart sei für die Durchführung der Aufnahmen gedankt.

Literatur

- (1) Schultze, K.: Das Verhalten verschiedener Flüssigkeiten bei der elektrostatischen Zerstäubung. Z. angew. Phys. 13 (1961) S. 11—16.

3.15. Variationen des hohen Ozons

von

Hans-Karl Paetzold

Zusammenfassung

Ballonaufstiege mit der von uns entwickelten optischen Ozonradiosonde zu verschiedenen Jahreszeiten und an verschiedenen geographischen Breiten während der letzten Jahre haben typische Variationen des hohen Ozons ergeben. Die daraus zu ziehenden Schlüsse betreffs des meridionalen Lufttransportes in Abhängigkeit von der Jahreszeit und der meteorologischen Tätigkeit decken sich mit den Ergebnissen anderer Spurenstoffe.

Abstract

Ascents of the optical ozone radiosonde which we developed were made in different seasons of the year and on different geographical latitudes during these last years and showed typical variations of the high ozone. The conclusions to be drawn thereof concerning the meridional air transport as a function of season and meteorological activities correspond to the results of other trace elements.

Die ausführliche Fassung des Vortrages soll erscheinen in: „Beiträge zur Physik der Atmosphäre“.

3.16. Stratosphärische Trübung und Ozongehalt nach Dämmerungsmessungen

von

Friedrich Volz

Zusammenfassung

Es werden die wesentlichen Ergebnisse von etwa 100 Dämmerungsmessungen mitgeteilt, die von September 1959 bis Ende 1961 am Blue Hill Observatorium bei Boston/Mass. gemacht wurden. Die Himmelselligkeit wurde in 20° Höhe in fünf Wellenlängenbereichen von 380 bis 675 nm registriert. Abgesehen von den starken Störungen in langen Wellenlängen durch unter dem Horizont befindliche Wolken ergeben sich charakteristische Veränderungen des Dämmerungsverlaufes (Absolutintensität, Gradient und Farbwert) im Laufe des Jahres. Sie werden zum Teil durch den Jahresgang des Ozons verursacht, dessen Betrag mit erstaunlicher Genauigkeit aus den Messungen in Grün, Orange und Rot bestimmt werden kann, im wesentlichen aber durch Veränderungen der Aerosolstreuung von etwa 10 bis 30 km Höhe. Die für Herbst und Winter abgeleiteten Höhenprofile der Partikelkonzentration stimmen gut mit Ballonmessungen von J u n g e (Impactor) und einer Himmelslichtmessung, die R ö s s l e r mit Rakete erhielt, überein.

Abstract

The general results of about 100 twilight measurements, which have been carried out at Blue Hill Observatory near Boston, Mass., were discussed. The sky

radiance at 20° elevation in the sun's azimuth was recorded at five filter ranges from 380 to 675 nm. Apart from disturbances at long wavelengths by clouds located below the horizon, characteristic changes of the course of twilight (absolute intensity, gradient, and color ratio) with season were found. They are partly due to the seasonal variation of ozone amount, which can be determined with surprising accuracy from measurements in green, orange and red, but mainly by variations of aerosol scattering from 10 to 30 km altitude. Vertical profiles of aerosol concentration of fall and winter are in good agreement with balloon data by J u n g e (impactor) and a optical rocket sounding by R o e s s l e r.

Eine ausführliche Darstellung ist erschienen als Volz, F. and Goody, R. M.: Twilight intensity at 20° elevation. Sci. Rep. No. 1 (1960), No. 2 (1961) and Final Rep. (1962), Contr. AF 19(604)-4546.

Volz, F. and Goody, R. M.: The intensity of the twilight and upper air atmospheric dust. J. atm. Sci. 19 (1962) S. 385—406.

Folgerungen aus Dämmerungsmessungen bei mehr als 9° Sonnentiefe für die Aerosolkonzentration oberhalb 80 km sollen an anderer Stelle veröffentlicht werden.

3.17. Das mittägliche Maximum der Impulsstrahlung

von

Walter Leistner

(mit 14 Abbildungen und 3 Tabellen im Text)

Zusammenfassung

Die atmosphärische Langwellenstrahlung zeigt einen ausgesprochenen täglichen und jährlichen Gang. Der tägliche Gang im Sommer und Winter sind aber grundsätzlich voneinander verschieden. Der sommerliche tägliche Gang weist ein ausgesprochenes mittägliches Maximum und ein sekundäres nächtliches Maximum auf. Im Winter zeigt der tägliche Gang ein mittägliches Minimum und ein nächtliches Maximum, das eine geringere Amplitude aufweist als im Sommer. Das Minimum liegt 4—6 Stunden nach Sonnenaufgang und danach setzt ein steiler Anstieg ein. Der Anstieg in den Impulskurven fällt mit dem Einsetzen der Thermik zusammen. Für die Zeit des sommerlichen mittäglichen Maximums ergab sich eine sehr enge Beziehung zwischen den Impulszahlen sowohl mit dem Dampfdruck als auch mit der Globalstrahlung. Für die untersuchten Ansprechschwellen von 0,02 und 0,4 V/m ergab sich, daß bei gleicher Bestrahlungsstärke der Globalstrahlung aber steigendem Dampfdruck oder bei gleichem Dampfdruck und höher werdender Bestrahlungsstärke die Impulszahlen zunehmen. Bei der mittleren Tageskurve der Impulszahlen im Sommer vollzieht sich der Anstieg vom Minimum in den Vormittagsstunden zum Maximum ganz allmählich. Der Abstieg erfolgt zögernd und die Kurve liegt um Mitternacht noch verhältnismäßig hoch. Man erkennt, daß sich hier auf der abfallenden Seite des Maximums zwei Einflüsse überdecken, das sinkende mittägliche Maximum und das ansteigende nächtliche Maximum. So wurde gefunden, daß die „sommerliche Impulskurve“ in verschiedene Bestimmungsstücke zerlegt werden kann. Sie besteht erstens aus einem Kurvenzug mit dem nächtlichen Maximum, der dem winterlichen täglichen Gang sehr ähnelt, und zweitens aus dem sommerlichen mittäglichen Maximum, das zum Dampfdruck und der Bestrahlungsstärke in Beziehung steht. Die Herausschälung des mittäglichen Maximums aus der komplexen Impulskurve gibt jetzt die Möglichkeit, in die Beziehung zwischen der elektrischen Emission der Atmosphäre und bestimmten meteorologischen Erscheinungen weiter einzudringen.

Abstract

Atmospheric long wave radiation has a strongly marked diurnal and annual variation. The diurnal variation is entirely different in summer and winter. In summer, the diurnal variation shows a clear maximum at noon and a secondary maximum at night. In winter, the diurnal variation shows a minimum at noon and a maximum at night which has a smaller amplitude than in summer. The minimum is 4 to 6 hours after sunrise and followed by a quick rise. The rise of the impulse curves coincides with the beginning of the thermic current. For the duration of the noon maximum in summer, a close relationship was found between the

impulse numbers and water vapour pressure as well as global radiation. A study of the threshold values of 0.02 and 0.04 V/m showed that the impulse numbers increase either with constant global radiation and rising water vapour pressure, or constant water vapour pressure and rising radiation intensity. According to the mean diurnal curve of impulse numbers in summer, the rise from the minimum in the morning to the maximum is very slow. The fall also is little by little and the curve is still rather high at midnight. Two overlapping influences can be recognized on the falling link of the maximum: the decreasing noon maximum and the rising nocturnal maximum. It was found out that the summer impulse curve can be analyzed to consist of 1. the curve of the nocturnal maximum resembling very much the diurnal variation in winter, 2. the noon maximum in summer which is related to the water vapour pressure and radiation intensity. The separation of the noon maximum from the complex impulse curve allows to enter further into the relationship between atmospheric electricity and certain meteorological phenomena.

Einleitung

Die atmosphärische Impulsstrahlung*) zeigt einen ausgesprochenen jährlichen und täglichen Gang. Der mittlere tägliche Gang der einzelnen meteorologischen Elemente für die verschiedenen Monate ist im allgemeinen aufschlußreicher als der jährliche Gang. Wir werden uns daher im besonderen mit dem täglichen Gang der Impulsstrahlung beschäftigen, aber vorher einen kurzen Blick auf den jährlichen Verlauf des Dampfdruckes, der Globalstrahlung und der atmosphärischen Impulsstrahlung werfen. Im weiteren soll versucht werden, die Impulszahlen zu einigen meteorologischen Elementen in Beziehung zu setzen.

Die täglichen Gänge der atmosphärischen Impulsstrahlung

Die atmosphärische Impulsstrahlung wird im Meteorologischen Observatorium in Hamburg seit einigen Jahren registriert. Die Impulse werden mit einem Breitbandempfänger von 3-50 kHz aufgenommen (7). Die Abb. 1 zeigt den mittleren jährlichen Verlauf (Tagessmittelwerte für die einzelnen Monate) für die Ansprechschwellen von 0,02 und 0,4 V/m für die Jahre 1957 bis 1958. Ebenso sind für den gleichen Zeitraum dargestellt die Bestrahlungsstärke der Globalstrahlung nach mittleren Tagessummen und die Monatsmittel des Dampfdruckes von 14 Uhr, wie sie in Wyk auf Föhr gemessen wurden. Man sieht, daß das Maximum bei der Globalstrahlung im Juni und bei den beiden Kurven der Impulsstrahlung im Juli auftritt. Der Dampf-

*) Unter atmosphärischer Impulsstrahlung versteht man eine elektromagnetische Wellenstrahlung, die von elektrischen Entladungen in der Atmosphäre abgestrahlt wird.

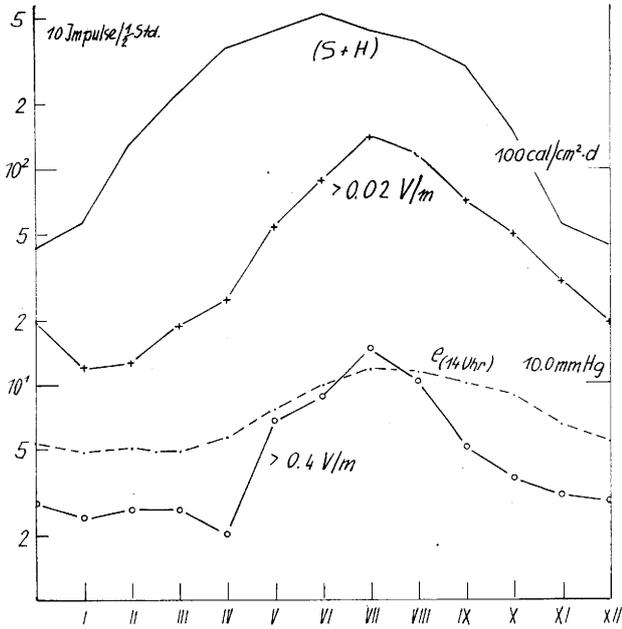


Abb. 1
Der jährliche Verlauf der Globalstrahlung (S + H) und des Dampfdruckes in Wyk sowie der atmosphärischen Impulsstrahlung (>0,02 und >0,4 V/m) in Hamburg

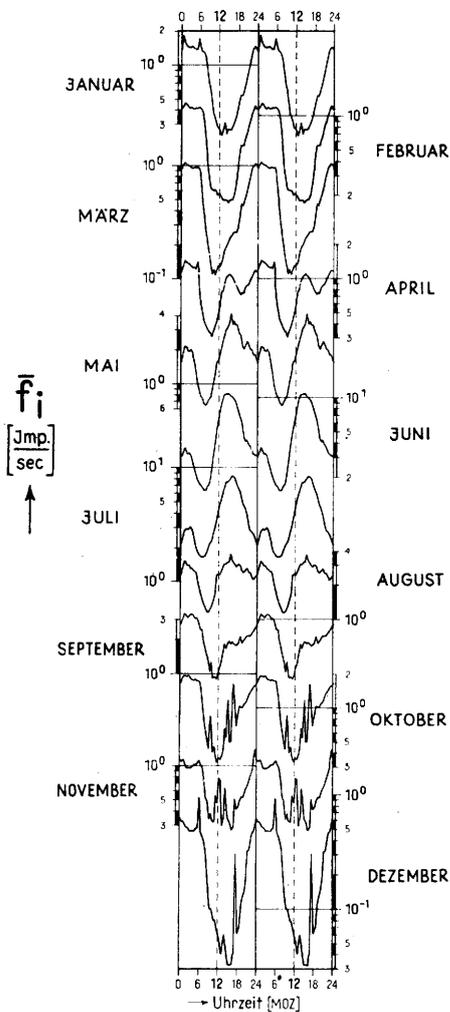


Abb. 2
Atmosphärische Impulsstrahlung 1956. Mittlerer monatlicher Tagesgang für die Anzahl der Impulse pro Sekunde. Meßbereich: Amplitude >0,02 V/m (nach König)

druck erreicht sein Maximum im Juli mit 11,6 mm Hg und liegt im August mit 11,3 mm noch verhältnismäßig hoch. Die Dampfdruckkurve fällt zum Winter hin nur sehr langsam ab.

Die Abb. 2 bringt die täglichen Gänge der atmosphärischen Impulsstrahlung für die einzelnen Monate des Jahres 1956, wie sie von H. König (8), zusammengestellt worden sind. Der tägliche Gang der Impulsstrahlung zeigt in den Monaten April bis September eine doppelte Welle mit dem Hauptmaximum zwischen 14 und 16 Uhr und einem sekundären Maximum um Mitternacht. In den Wintermonaten verschwindet das mittägliche Maximum, und es ist nur das nächtliche Maximum vorhanden, wodurch der Tagesgang dann nur eine einfache Welle aufweist. Wenn man den Verlauf der einzelnen Kurven von oben nach unten überblickt, dann sieht man, wie von April an das sommerliche mittägliche Maximum langsam aus dem mittleren Kurvenstück herauswächst und in diesem Jahr im Juni und Juli seine größte Ausdehnung erreicht. Im August geht es schon wieder zurück und ist im September nur noch angedeutet. (Die in den Wintermonaten um die Mittagzeit auftretenden Schwankungen sind durch die logarithmische Darstellung etwas überzeichnet.)

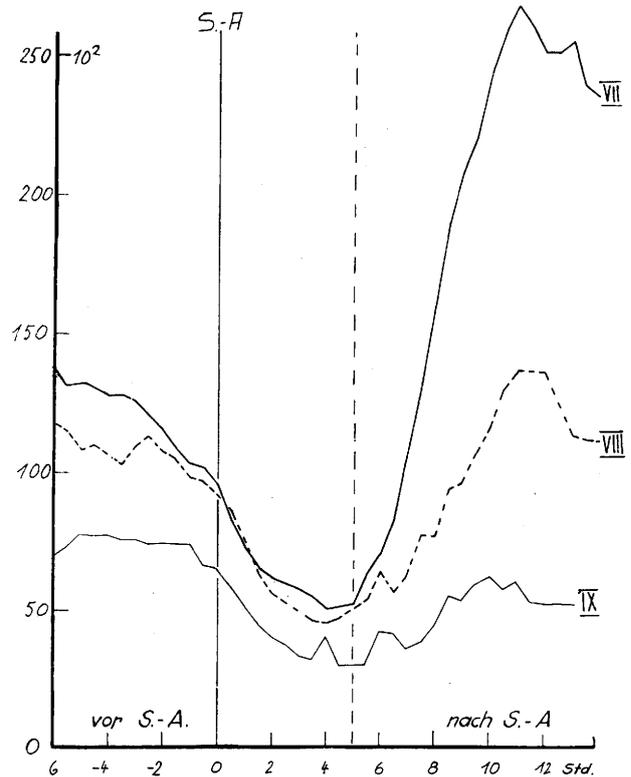


Abb. 3
Der tägliche Gang der atmosphärischen Impulsstrahlung (>0,02 V/m) in Hamburg, zum Sonnenaufgang in Beziehung gesetzt, April—Juli (Einheit der Ordinate: 100 Impulse/1/2 Std.)

Wenn wir nun den Verlauf der Mittelkurven (Abb. 3) nach der mittleren Sonnenaufgangszeit für jeden Monat fixieren, so tritt bei allen Kurven das Hauptminimum ungefähr zum gleichen Zeitpunkt auf. Bei allen Kurven setzt 4 bis 6 Stunden nach Sonnenaufgang — je nach Jahreszeit — ein langsamer oder schneller Anstieg ein. Dieser Zeitpunkt — ungefähr 5 Stunden nach Sonnenaufgang — stellt aber einen wichtigen meteorologischen Zeitpunkt dar, an dem gewöhnlich die nächtliche Bodeninversion abgebaut ist und die Thermik einsetzt. Die Abb. 3 führt vor Augen, wie das mittägliche Maximum vom April zum Juli zunimmt, und die Abb. 4 zeigt, wie es vom Juli zum September hin wieder abnimmt (MOZ).

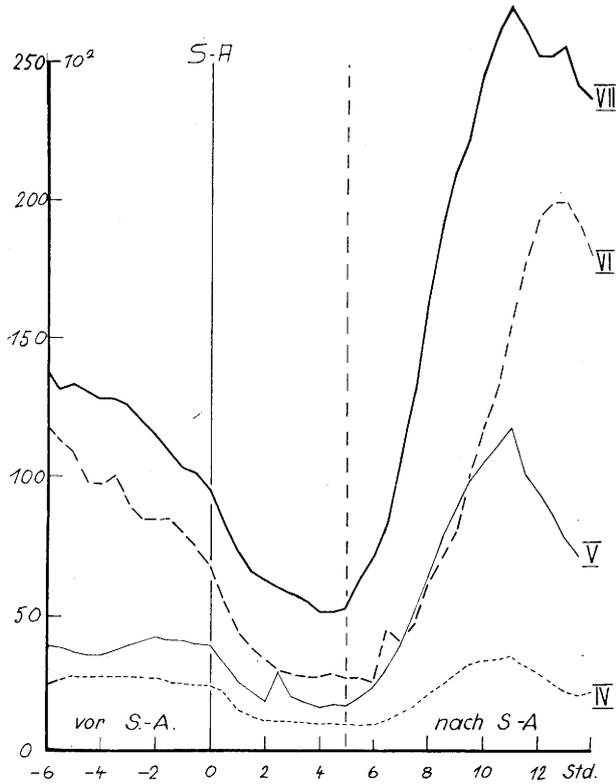


Abb. 4
Der tägliche Gang der atmosphärischen Impulsstrahlung ($>0,02$ V/m) in Hamburg, zum Sonnenaufgang in Beziehung gesetzt, Juli—September
(Einheit der Ordinate: 100 Impulse^{1/2} Std.)

Um ein noch eindrucksvolleres Bild von der Lage und der Ausdehnung des mittäglichen Maximums zu bekommen, sind in Abb. 5 die mittleren täglichen Gänge für jeden Monat eingetragen und die Isoplethen ge-

zeichnet worden. Das sommerliche Hauptmaximum tritt in der Mitte des Bildes deutlich hervor. Jahreszeitlich liegt es zwischen April und September und tageszeitlich steigt es von 9 Uhr steil an, erreicht zwischen 15 und 16 Uhr seinen höchsten Wert von 26 000 Impulsen für die halbe Stunde und die Ansprechschwelle von 0,02 V/m. Das winterliche nächtliche Maximum tritt in den Monaten Dezember, Januar und Februar zwischen 1 und 2 Uhr sowie zwischen 20 und 21 Uhr gegenüber dem sommerlichen Maximum nur schwach in Erscheinung.

Die Abb. 6 bringt in vereinfachter Form die gleiche Isoplethendarstellung für die Ansprechschwelle von 0,4 V/m. Auch hier hebt sich das mittägliche Maximum deutlich heraus. In dieser Darstellung sind ferner die mittleren Sonnenauf- und Sonnenuntergangszeiten durch zwei Linien zur Darstellung gebracht, und weiter ist eine Zeitlinie von 5 Stunden nach Sonnenaufgang eingezeichnet. Man sieht, daß das Hauptmaximum innerhalb der Zeitlinie und der Sonnenuntergangslinie liegt.

Die Beziehung bestimmter Impulszahlen zum Dampfdruck, zur Bestrahlungsstärke, Globalstrahlung und Gewitterhäufigkeit

Es wurde nun versucht, die in Hamburg registrierten Impulszahlen zu einigen meteorologischen Elementen in Beziehung zu setzen. Die in Wyk seit über 10 Jahren durchgeführten Registrierungen des Dampfdruckes haben gezeigt, daß der Dampfdruck nicht nur eine wichtige biometeorologische Größe, sondern auch ein Indikator für die dynamischen Vorgänge in der Atmosphäre ist. Andererseits wurde darauf hingewiesen (R. Sch ul z e u. a.), daß bei der Entstehung der atmosphärischen Langwellenstörungen dynamische und labile Vorgänge in der Atmosphäre eine wesentliche Rolle spielen (3, 4, 6, 8). Die Impulsstrahlung wurde daher mit dem Dampfdruck und der Bestrahlungsstärke der Global-

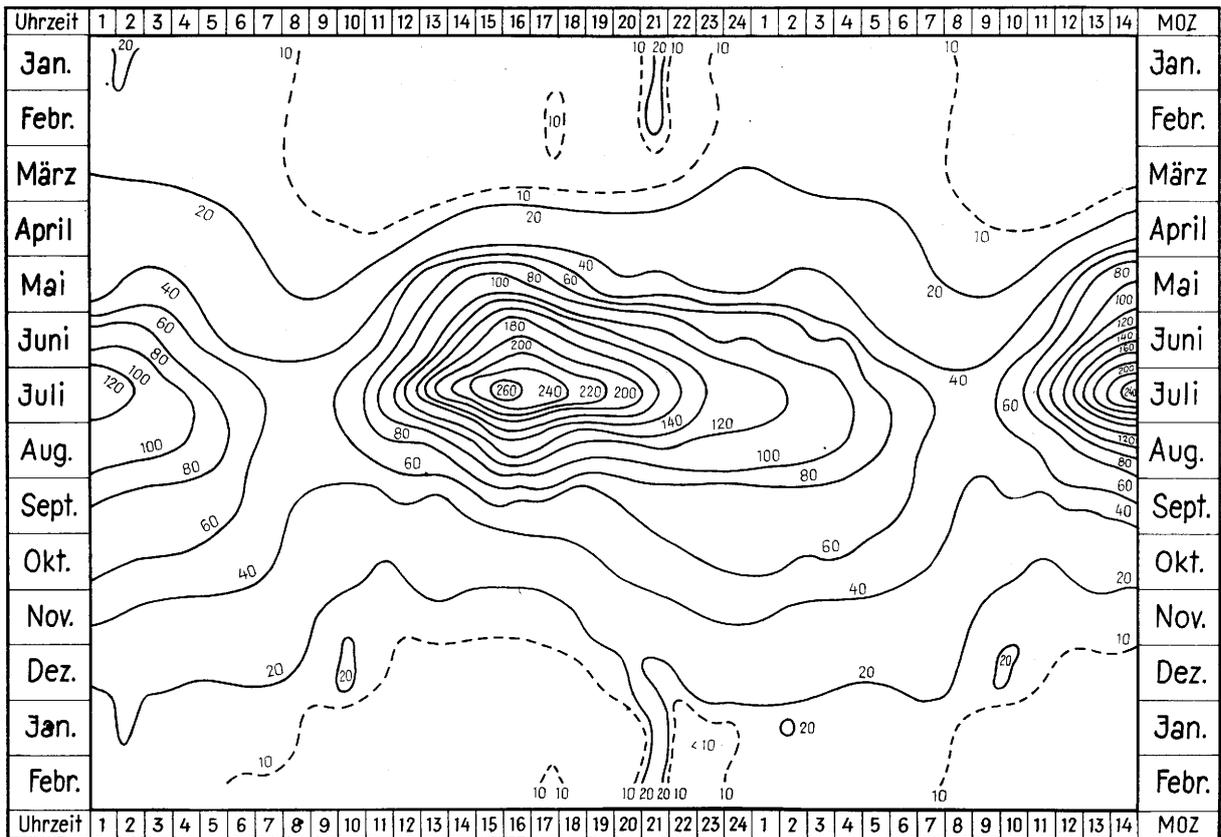


Abb. 5
Isoplethen der atmosphärischen Impulsstrahlung ($>0,02$ V/m) in Hamburg für 1957 (Einheit: 100^{1/2} Std.)

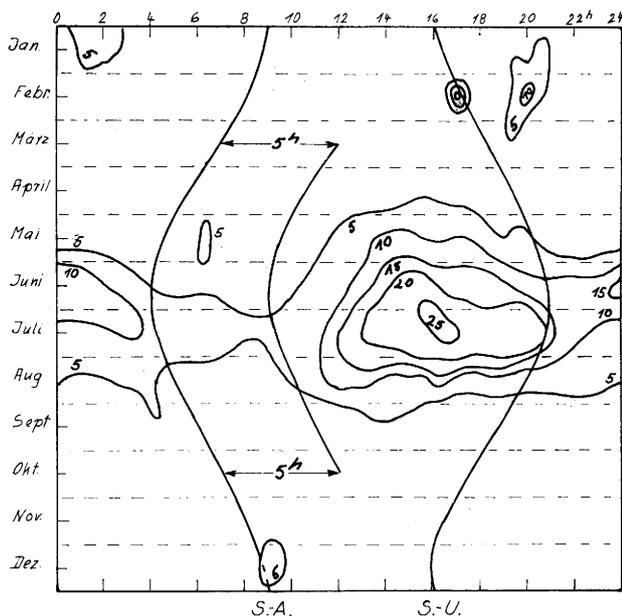


Abb. 6

Isoplethen der atmosphärischen Impulsstrahlung (>0,4 V/m) in Hamburg für 1957 (Einheit: 10^{1/2} Std.)

strahlung korreliert. Dabei wurde so vorgegangen, wie es die Abb. 7 veranschaulicht. Für den Zeitraum von 5 Stunden nach Sonnenaufgang bis Sonnenuntergang wurden jeweils die Werte für die vorliegenden halben oder ganzen Stunden der Impulsstrahlung und des Dampfdruckes für die Monate April bis September addiert und der jeweilige Mittelwert berechnet. Für die Globalstrahlung wird aber die gesamte Tagessumme der Bestrahlungsstärke genommen, weil die Strahlung von Beginn des Tages an für die Auflösung der Bodeninversion von Bedeutung ist.

Wenn die Impulszahl nun bestimmten Intervallen des Dampfdruckes und der Globalstrahlung zugeordnet wird, dann ergeben sich die Werte der Tab. 1 für die Ansprechschwelle von 0,4 V/m. Sie führt vor Augen, daß die Impulszahl mit steigendem Dampfdruck größer wird. In der gleichen Weise ergibt sich für ein bestimmtes Dampfdruckintervall mit steigender Bestrahlungsstärke eine Zunahme der Impulszahlen. Da in dieser Zusammenstellung aber der jahreszeitliche Gang des Dampfdruckes einbezogen ist, der vom Frühjahr zum Sommer hin ansteigt und zum Herbst hin wieder abfällt, wurden in einer weiteren Zusammenstellung

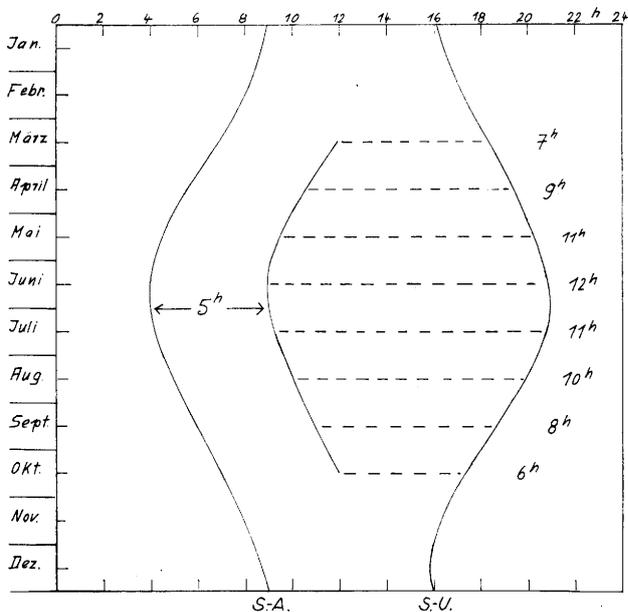


Abb. 7

Schema für die Berechnung der Mittelwerte der Impulsstrahlung und des Dampfdruckes für das mittägliche Maximum

Tab. 1

Korrelation zwischen der Impulsstrahlung (Einheit: 10 Impulse^{1/2} Std.) >0,4 V/m in Hamburg, der Globalstrahlung (cal/cm²·d) in Hamburg und dem Dampfdruck (mm Hg) in Wyk, April—September 1957

Globalstrahlung Hamburg	Dampfdruck Wyk				
	4,0—5,9	6,0—7,9	8,0—9,9	10,0—11,9	>12,0
0—299	2,4 (4)	4,4 (13)	9,1 (18)	8,0 (16)	11,2 (11)
300—499	4,3 (18)	3,1 (10)	7,6 (16)	10,3 (20)	19,5 (9)
500—699	1,3 (4)	4,2 (10)	11,4 (7)	20,0 (6)	29,5 (6)
>700	2,0 (2)	0,9 (1)	11,5 (2)	14,6 (4)	13,1 (1)

Impuls $e/\frac{h}{2}$, eingetragen Anzahl · 10⁻¹

() Anzahl der Fälle

nur die beiden Monate Juli und August (für 1957 und 1958), in denen der Dampfdruck nahezu gleich hoch liegt, verwendet. Die Tab. 2 führt die Korrelation für die Impulse, die größer als 0,02 V/m sind, vor Augen. Auch hier ist zu sehen, wie die Impulse bei gleicher Bestrahlungsstärke und zunehmendem Dampfdruck oder gleichbleibendem Dampfdruck mit höher werdender Bestrahlungsstärke ansteigen. Auch für die Ansprechschwelle von 0,4 V/m (Tab. 3) ergeben sich die gleichen Korrelationen.

In dieser Form wurden verschiedene Tabellen aufgestellt, bei denen die Werte des Dampfdruckes und der Globalstrahlung von anderen Stationen genommen wurden. Wenn man neben dem Dampfdruck von Wyk auch die Globalstrahlung von Wyk nimmt, so ergeben sich die gleichen Beziehungen. Um Dampfdruckwerte einer in der Nähe von Hamburg gelegenen Station zu verwenden, wurden diejenigen von Quickborn ausgewählt (freundlicherweise von Herrn Dr. Frankenberger zur Verfügung gestellt). So sind in den Tab. 2 und 3

Tab. 2

Korrelation zwischen der Impulsstrahlung (Einheit: 100 Impulse/ $\frac{1}{2}$ Std.) $> 0,02$ V/m in Hamburg, der Globalstrahlung (cal/cm 2 ·d) in Hamburg und dem Dampfdruck (mm Hg) in Wyk, Juli—August 1957 bzw. Quickborn, Juli—August 1958

Globalstrahlung Hamburg	Dampfdruck Wyk + Quickborn			
	8,0 — 9,9	10,0 — 11,9	12,0 — 13,9	>14,0
0 — 199	—	120 (4)	169 (7)	219 (2)
200 — 399	122 (12)	125 (29)	163 (22)	207 (3)
> 400	131 (19)	129 (53)	174 (40)	253 (12)

für das Jahr 1957 die Dampfdruckwerte von Wyk und für 1958 die von Quickborn verwendet worden. Um zu zeigen, daß es möglich ist, Dampfdruckwerte von so weit entfernten Stationen zu verwenden, bringt die Abb. 8 den jährlichen Verlauf des Dampfdruckes nach den Mittelwerten für den Zeitraum des mittäglichen

Maximums (Berechnung wie bei Abb. 7 besprochen). Die Ähnlichkeit im Verlauf beider Kurven tritt deutlich hervor und zeigt die über weite Räume hin gleichmäßige Verteilung des Dampfdruckes. Nur in den Extremwerten liegt Quickborn häufig etwas höher, und Wyk bei den Tiefstwerten etwas darunter. Die gleiche

Tab. 3

Wie Tab. 2 für 100 Impulse/ $\frac{1}{2}$ Std. und Impulsstrahlung $> 0,4$ V/m

Globalstrahlung Hamburg	Dampfdruck Wyk + Quickborn			
	8,0 — 9,9	10,0 — 11,9	12,0 — 13,9	>14,0
0 — 199	—	10,0 (4)	17,6 (7)	29,4 (2)
200 — 399	12,1 (13)	10,0 (29)	17,8 (23)	33,2 (3)
> 400	9,6 (6)	11,3 (20)	22,0 (9)	44,5 (7)

Beziehung ergibt sich auch, wenn man für Hamburg nur einen einzigen Wert nimmt, der, wie der 14-Uhr-Terminwert, innerhalb des mittäglichen Maximums der Impulsstrahlung liegt.

Die elektrischen Daten der Atmosphäre werden häufig

mit der Gewittertätigkeit in Zusammenhang gebracht; deshalb ist hier die Frage aufgetaucht, wie sich der tägliche Gang der Impulsstrahlung zum täglichen Gang der Gewitterhäufigkeit verhält. Da von Wyk über 50 Jahre hinweg hervorragende Beobachtungen der Be-

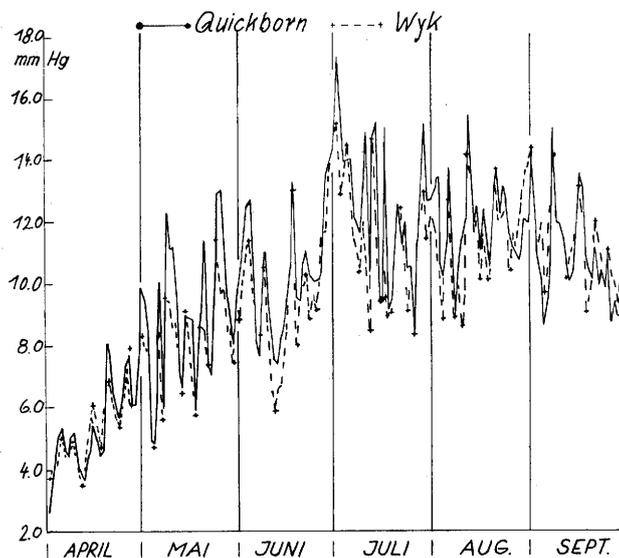


Abb. 8

Der jährliche Verlauf des Dampfdruckes in Wyk und Quickborn für den Zeitraum des mittäglichen Maximums für 1958

wölkung und der Windschätzungen vorliegen, wurden die Gewitterbeobachtungen in bezug auf den täglichen Gang bearbeitet. Um zu sehen, welche Genauigkeit man den einzelnen Eintragungen beimessen kann, wurde der Zeitraum von 40 Jahren zunächst in zwei gleiche Zeiträume aufgeteilt, die in Abb. 9 dargestellt sind. Es ist zu sehen, daß das nachmittägliche Maximum und auch das sekundäre Maximum gegen 7 Uhr in beiden Kurven ganz deutlich hervortritt. Bei der Bearbeitung hat es sich gezeigt, daß die Gewitterbeobachtungen, wie die anderen Beobachtungen, mit großer Liebe durchgeführt wurden. Nur wenige Male ist es in

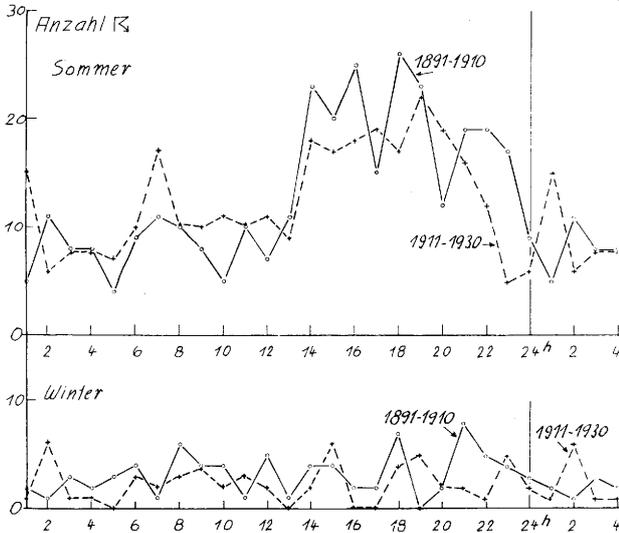


Abb. 9
Der tägliche Gang von Fern- und Nahgewitter in Wyk für 1891—1910 und 1911—1930

den 47 Jahren, die verwendet wurden, vorgekommen, daß der Beobachter Georg Weigelt geschrieben hat: „Gewitter nachts“ oder nur die volle Stunde notiert hat. Meistens wurde der Beginn des Gewitters am Tage und auch in der Nacht auf die Viertelstunde genau angegeben.

Die Abb. 10 zeigt nun den täglichen Gang der verschiedenen Ansprechschwelle (0,02, 0,4 und 1,0 V/m) der atmosphärischen Langwellenstörungen von Ham-

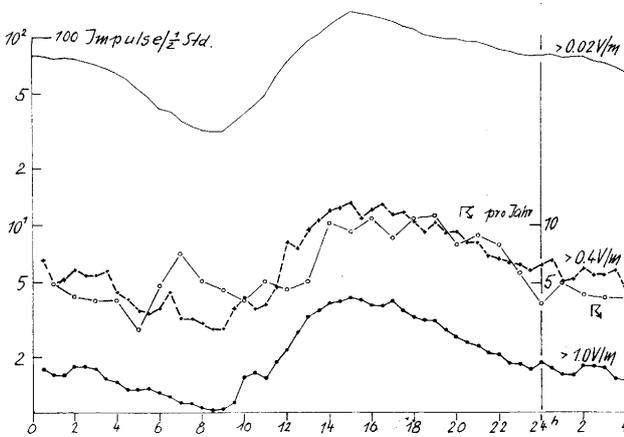


Abb. 10
Der tägliche Gang der Impulsstrahlung (>0,02, >0,4 und >1,0 V/m) in Hamburg für 1957 und der Gewitterhäufigkeit von Wyk-Weigelt für 1891—1930 (Sommer)

burg und den täglichen Gang der Gewitterhäufigkeit von Wyk-Weigelt für die Jahre 1891 bis 1930. In der „Gewitterkurve“ ist das sekundäre Maximum gegen 7 Uhr bemerkenswert, das in Übereinstimmung mit einer Statistik der Gewitter an der Westküste von Nor-

wegen (10) steht. Auch die Impulskurve von >0,4 V/m zeigt kurz nach 6 Uhr eine kleine Spitze. Der ähnliche Verlauf dieser beiden Kurven besagt nicht mehr, als daß die atmosphärische Impulsstrahlung und die Gewitterhäufigkeit einen an die Tageszeit stark gebundenen Gang aufweisen. Wobei man natürlich berücksichtigen muß, daß der Langwellenstrahlung nur 1 Jahr (1957) und der Gewitterhäufigkeit 40 Jahre (1891 bis 1930) zugrunde liegen.

Die enge Bindung zwischen den beiden täglichen Gängen läßt die Frage aufkommen, wie sich der tägliche Gang der Impulsstrahlung eines anderen Jahres mit einem anderen Zeitraum für die Gewitterhäufigkeit verhält. Es wurde daher der tägliche Gang der Gewitterhäufigkeit für die Jahre 1888 bis 1934 aufgezeichnet und mit dem täglichen Gang der Impulsstrahlung (>0,4 V/m) für 1958 verglichen. (Für die Jahre von 1935 bis 1957 stehen leider die urschriftlichen Originaltabellen von Georg Weigelt nicht mehr zur

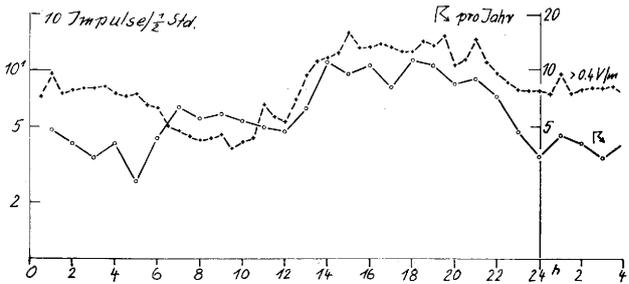


Abb. 11
Der tägliche Gang der Impulsstrahlung (>0,4 V/m) in Hamburg für 1958 und der Gewitterhäufigkeit von Wyk-Weigelt für 1888—1934 (Sommer)

Verfügung. Die Beobachtungen sind nur noch in den meteorologischen Tagebüchern vorhanden und müßten erst umgeschrieben werden.) Die Abb. 11 zeigt nun den Verlauf der „Gewitterkurve“ nach den 47-jährigen Beobachtungen und die „Impulskurve“ für die Ansprechschwelle von 0,4 V/m 1958. Im Jahre 1958 weist das nächtliche Maximum der Impulsstrahlung wesentlich höhere Werte auf als im Jahre 1957, und der Gleichlauf innerhalb des sekundären Maximums in den frühen Morgenstunden ist hier nicht so ausgeprägt. Der Anstieg beider Kurven zum mittäglichen Maximum setzt aber gegen 12 Uhr ganz gleichmäßig ein, und von 18 Uhr bis kurz nach Mitternacht ist ein sehr ähnlicher Verlauf vorhanden.

Der tägliche Gang der atmosphärischen Impulsstrahlung für Sommer und Winter und die Zerlegung der Impulskurven

In den Abb. 2, 3 und 4 war gezeigt worden, wie vom Monat April an das mittägliche Maximum allmählich aus dem Kurvengang herauswächst und in den Monaten Juni und Juli seine größte räumliche Ausdehnung erreicht hat. Vom August an nimmt es dann gewöhnlich wieder ab und ist im Oktober kaum mehr zu erkennen.

In den Sommer- und Wintermonaten unterscheiden sich also die mittleren täglichen Gänge der atmosphärischen Langwellenstrahlung ganz grundsätzlich voneinander. Es ist daher sicher aufschlußreich, wenn man die entsprechenden Monate noch einmal zusammenlegt und einen mittleren täglichen Gang für Sommer und Winter berechnet. Die so erhaltene „Sommer“- und „Winterkurve“ für die Ansprechschwelle von 0,02 V/m zeigt nun die Abb. 12. Man erkennt, daß ein wesentlicher Unterschied im Verlauf der beiden Kurven besteht. Das mittägliche Maximum ist nur im Sommer vorhanden. Das nächtliche Maximum ist in beiden Kurven zu erkennen und im Sommer ungefähr doppelt so stark ausgebildet wie im Winter. Bemerkenswert

ist aber, daß in beiden Kurven von Mitternacht bis zum absoluten Minimum ein sehr ähnlicher Verlauf vorhanden ist.

Die Abb. 13 führt nun den mittleren täglichen Gang für Sommer und Winter für die Ansprechschwelle von 0,4 V/m vor Augen. Im großen und ganzen liegen hier in den Kurvenzügen die gleichen charakteristischen Merkmale vor, nur die Kurven verlaufen etwas unruhiger und nicht so glatt wie diejenigen bei der Ansprechschwelle von 0,02 V/m. Bei der Ansprechschwelle von 0,4 V/m sind erstens für den Winter die Monate Januar bis März und Oktober bis Dezember 1957 und Januar bis März 1958 zusammengefaßt. Ein wesentlicher Unterschied im Verlauf beider „Winterkurven“ besteht nicht. Hervorzuheben ist aber, daß

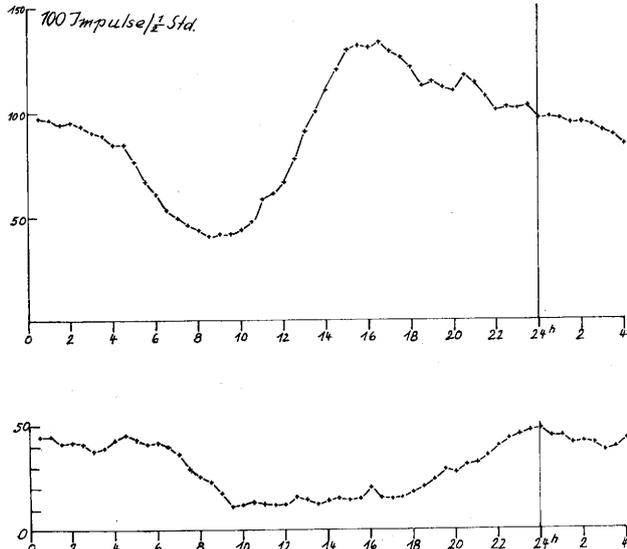


Abb. 12
Der tägliche Gang der atmosphärischen Impulsstrahlung (>0,02 V/m) in Hamburg für Sommer (oben) und Winter 1958

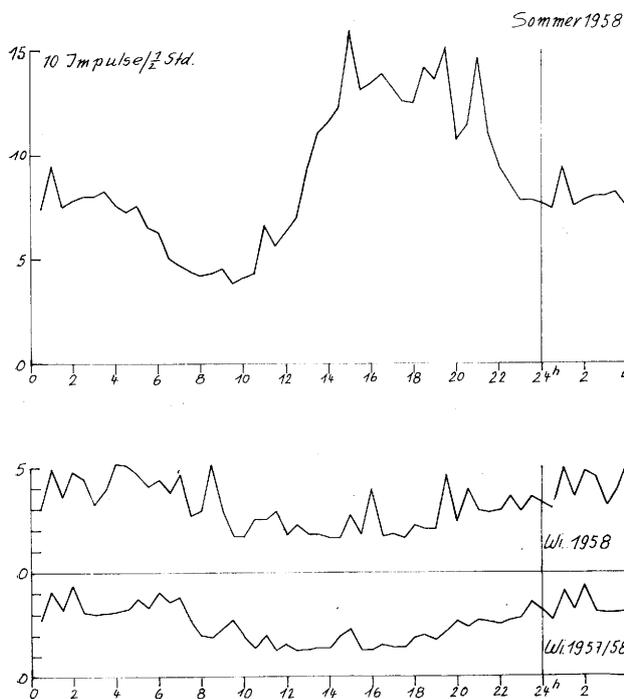


Abb. 13
Der tägliche Gang der atmosphärischen Impulsstrahlung (>0,4 V/m) in Hamburg für Sommer und Winter 1958 sowie für Winter 1957/58

eine Spitze in den Winterkurven und auch in der Sommerkurve in Erscheinung treten.

Innerhalb eines 24stündigen Zeitraumes hat die atmosphärische Impulsstrahlung in den warmen Monaten einen eigenartigen Verlauf, den man an fast jedem einzelnen Tagesgang in den Darstellungen des Medizin-Meteorologischen Berichtes vom Meteorologischen Observatorium des Deutschen Wetterdienstes in Hamburg verfolgen kann (13). Der Verlauf der atmosphärischen Langwellenstrahlung hat ein Minimum in den Vormittagsstunden, steigt danach bis zum höchsten Punkt steil an und fällt bis Mitternacht ganz allmählich und nur unwesentlich ab. Um Mitternacht liegt die Kurve daher noch verhältnismäßig hoch und der weitere Abfall geht erst langsam und mit Sonnenaufgang dann schneller vor sich. Der so beschriebene tägliche Gang findet in keinem der bekannten meteorologischen Elemente ein ähnliches Abbild, und hier ist es besonders das sekundäre nächtliche Maximum, das den allgemeinen meteorologischen Erscheinungen entgegen läuft.

Bei der Besprechung der Abb. 12 wurde darauf hingewiesen, daß die „Sommerkurve“ und die „Winterkurve“ von Mitternacht bis zum absoluten Minimum in den Vormittagsstunden aber doch einen ähnlichen Verlauf zeigen. Das mittägliche Maximum trat in den Isoplethen der Abb. 5 ganz deutlich in Erscheinung, und wir wollen nun versuchen, dieses aus dem mittleren täglichen Gang für den Sommer noch besser herauszuarbeiten.

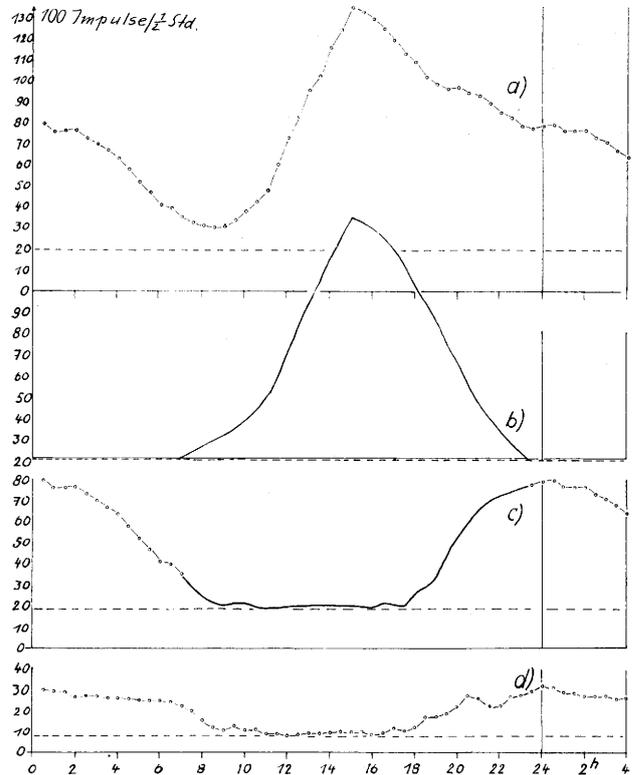


Abb. 14
Der tägliche Gang der atmosphärischen Impulsstrahlung (>0,02 V/m) in Hamburg für Sommer und Winter
a) Sommer 1957, April—September
d) Winter 1957, Januar—März und Oktober—Dezember
b) sommerliches mittägliches Maximum
c) sommerliches nächtliches Maximum
b) und c) überlagert ergeben den Kurvenverlauf von a)

Die Abb. 14 zeigt nun die Sommerkurve (Kurve a) für 1957 und die Ansprechschwelle von 0,02 V/m. Ferner sind die entsprechenden Impulszahlen für den Winter (Kurve d) graphisch dargestellt. Wenn wir nun den von Mitternacht an, in Anlehnung an die „Winterkurve“, vorhandenen gleichsinnigen Verlauf weiter-

zeichnen, so ergibt sich der Kurvenzug c. Die so gewonnene Kurve weist dann nur eine etwas größere Amplitude auf als die „Winterkurve“. Wenn wir nun die Kurve c von a abziehen, dann erhalten wir die Kurve b, die das sommerliche mittägliche Maximum in seiner exakten zeitlichen und räumlichen Ausdehnung darstellt. Oder, anders ausgedrückt, wir erhalten durch die Superposition von c + b den komplexen Kurvenzug a. Damit ist das sommerliche mittägliche Maximum ganz deutlich herausgeschält, und es ergibt sich, daß sich in den Sommerkurven der atmosphärischen Impulsstrahlung zwei Einflüsse überdecken. Die Zerlegung der Mittelkurve in zwei Komponenten ist von wesentlicher Bedeutung, denn nur, wenn wir eine Kurve in ihre Bestimmungsstücke zerlegen, können wir sie physikalisch diskutieren.

In den mittleren täglichen Gängen der sommerlichen Impulskurven sind somit zwei verschiedene Einflüsse vorhanden, auf die schon Schindelhauer (1) hingewiesen hat. Wenn wir auf zwei markante Ausdrücke von Flohn (11) zurückgreifen, dann wird man den Kurvenzug b, der das sommerliche mittägliche Maximum darstellt als den „eigenbürtigen Teil“ und den Kurvenzug c, der in der Hauptsache das nächtliche Maximum beschreibt als den „fremdbürtigen Teil“ der Impulskurve bezeichnen. Auf Grund der dargelegten Beziehungen der Impulswerte — innerhalb des mittäglichen Maximums — zu den meteorologischen Elementen könnten wir den Linienzug „b“ auch als den „meteorologischen Ast“ und die Linie „c“ als den „geophysikalischen Ast“ bezeichnen. Mit der Bezeichnung „geophysikalischer Ast“ soll aber nicht gesagt sein, daß bei dem Zustandekommen dieses Kurvenzuges meteorologische Bedingungen keine Rolle spielen, sondern sie treten gegenüber den geophysikalischen Einflüssen nur zurück.

Die gefundene Beziehung bestimmter Impulswerte zu meteorologischen Elementen wie denen des Dampfdruckes und der Strahlung hat gezeigt, daß Korrelationen zwischen den elektrischen und meteorologischen Daten der Atmosphäre bestehen. Die Herausschälung des sommerlichen mittäglichen Maximums aus dem komplexen Kurvenverlauf gibt jetzt die Möglichkeit, die Mittel- und Einzelwerte des sommerlichen Maximums der Impulszahlen zu weiteren meteorologischen Elementen oder Erscheinungen zu untersuchen. Da es sich gezeigt hat, daß auch die Gewitterwahrscheinlichkeit (12) von einzelnen Elementen in bestimmter Richtung beeinflußt wird, wird diese Frage in Zusammenhang mit den Impulswerten weiter bearbeitet.

Am Schluß dieser Abhandlung möchte ich allen denen danken, die das hier verwendete Material durch

laufende und ununterbrochene Registrierung gewonnen und zusammengestellt haben. Insbesondere danke ich Herrn Professor Dr. R. Schulze, dem Leiter des Meteorologischen Observatoriums des Deutschen Wetterdienstes in Hamburg, für die Überlassung der Registrierungen der atmosphärischen Impulsstrahlung und seine stetige Unterstützung. Ferner danke ich seinen Mitarbeitern, die für die Diskussion zu dem vorgetragenen Stoff ihre Zeit zur Verfügung gestellt haben. Durch die Gespräche mit Herrn Dr. H. König habe ich mich wieder mit den speziellen technischen Fragen dieses Gebietes vertraut gemacht.

Literatur

- (1) Schindelhauer, F.: Die Luftstörungen der drahtlosen Telegraphie. Wiss. Abh. Reichsamt f. Wetterd. Bd. 3, Nr. 5 (1937).
- (2) Israël, H.: Das Gewitter. Probl. d. kosm. Phys. Bd. 25, Leipzig 1950.
- (3) Meinhold, H.: Die Peilung atmosphärischer Störungen zum Zwecke der Wetterprognose. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 26 (1951) S. 1—8.
- (4) Schindelhauer, F. u. Israël, H.: Die Peilung von Luftstörungen der drahtlosen Telegraphie zum Zwecke der Wettererkundung. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 26 (1951) S. 9—39.
- (5) Zink, O. u. Kuhnke, W.: Die biologische Bedeutung der langwelligen Hochfrequenzstrahlung. Schweiz. med. Wschr. 82 (1952) S. 1—15.
- (6) Schulze, R.: Atmosphärische Langwellenstörungen. Arch. phys. Therap. 6 (1954) S. 205—210.
- (7) König, H.: Ein Impulsempfänger für atmosphärische Langwellenstrahlung. Med.-meteor. H. Nr. 10 (1955) S. 16—20.
- (8) König, H.: Die atmosphärische Impulsstrahlung. Med.-meteor. H. Nr. 13 (1958) S. 157—160.
- (9) Skeib, Kaiser u. Popp: Die Peilung atmosphärischer Störungen durch Synchronaufnahme von Richtung und Wellenform. Abh. Meteor. Hydrol. Dienst DDR Nr. 48 (1958).
- (10) Süring, R.: Leitfaden der Meteorologie. Leipzig 1927. S. 342.
- (11) Flohn, H.: Witterung und Klima in Mitteleuropa. Stuttgart 1954.
- (12) Scherhag, R.: Über die atmosphärischen Zustände bei Gewittern. Diss, Berlin 1931.
- (13) Medizin-Meteorologische Berichte, Meteor. Obs. Hamburg, Biometeorogramm.

3.18. Methoden der Transmissions- und Streulichtmessung an großen Luftvolumina mittels Impulslicht, Nebelwarn- und Sichtweitenmeßgeräte mit sehr großer Meßbasis

von

Frank Frü n g e l

(mit 9 Abbildungen im Text)

Zusammenfassung

Zahlreiche Arbeitsmethoden zur Streulicht- und Transmissionsmessung an Aerosolen sind bekannt. Wegen der empfindlichen elektro-optischen Aufnahme-geräte treten Schwierigkeiten durch Tageslichteinfluß auf. Fast alle Meßmethoden können durch Verwendung von Funkenlicht unabhängig vom Tageslichteinfluß gemacht werden. Die axialen Spitzenhelligkeiten solcher Impulslichtstrahler mit $10^9 \dots 10^{11}$ cd gestatten dabei auch Messungen optischer Extinktionen über große Meßstrecken.

Nebelwarn- und Sichtweitenmeßgeräte bis 15 km Basis wurden realisiert.

Abstract

Several measuring methods for scattered light and transmission on aerosol particles are known. Due to the sensitivity of the electro-optical instruments, difficulties arise from the daylight influence. This influence can be eliminated in nearly all cases by using impulse light. The axial peak-intensities of spark light sources reaching $10^9 \dots 10^{11}$ cd also allow to measure the extinction of visible light over large distances.

Fog warning and visibility instruments for base lengths up to 15 km were constructed.

Zahlreiche Arbeitsmethoden zur Streulicht- und Transmissionsmessung an Aerosolen sind bekannt. Insbesondere zur exakten Bestimmung der Sichtweite auf Flughäfen und an Küsten sowie zur kurzfristigen Wetterprognose sind in der letzten Zeit in der technischen Ausgestaltung von Sichtweitenmeßgeräten zahlreiche wissenschaftliche und industrielle Arbeiten und Entwicklungen durchgeführt worden. Das Transmissionsprinzip, bei dem die Extinktion eines direkten Lichtstrahles auf seinem Verlauf vom Ziel bis zum Auge phantommäßig durch elektrooptische Meßgeräte bestimmt wird, ist im wesentlichen von Koschmieder (1) erarbeitet worden. Eines der ersten Transmissionsmeter wurde von Junginger (2) beschrieben. Diese Instrumente arbeiteten mit Glühlicht und hatten zahlreiche optische Flächen, die einer Verschmutzung unterlagen, so daß sie mehr oder weniger nur für den wissenschaftlichen Gebrauch geeignet sind. Die Methoden der Streulichtmessung wurden durch Brewer und Beutell (3) in einer kurzen Arbeit nahezu erschöpfend dargestellt. Das Rückstreuverfahren (backscatter) wurde sowohl von Curcio und Knestrick (4, 5) als auch von Horman (6) eingehend untersucht und für ebenso genau wie die Transmissionsmessung befunden. Curcio und Knestrick sowie Horman verwendeten bereits Impulslicht eines Stroboskops zur Bestimmung dieser Sichtweiten. Hierbei

wurde jedoch noch nicht Wert auf Lebensdauer der Lichtquelle gelegt, da es sich um eine grundsätzliche Forschungsarbeit handelte.

Ziel der vorliegenden Arbeiten war, eine „weiße“ Lichtquelle zu schaffen, die jahrelangen Impulsbetrieb gestattet und als Lichtnormal anzusprechen ist. Hierdurch entfallen sämtliche Kompensationsprinzipien, komplizierte Bewegungsmechanismen, Ausgleichverstärker usw., so daß die Geräte überaus einfach werden. Ferner wird durch Anwendung des Impulslichtes mit extrem kurzer Leuchtdauer bei kleiner Energie radarähnlich die Atmosphäre getestet, wodurch bei kleinstem Stromverbrauch infolge der hohen Leuchtdichte die Signale weit über dem Rauschpegel (white-noise) der Photozellen und des Tageslichtes liegen.

Es gelang Frü n g e l, ein inneres Kompensationsprinzip (8) der Blitzlampen zu entwickeln, indem die Funkenenergie so klein ist, daß der durch den Funken entstehende akustische Schlag auf die Elektroden noch nicht zur Elektrodenzerstäubung führt. Nur die kleine durch den thermischen Einfluß des Funkens bedingte Zerstäubung der Elektroden bewirkt nach und nach eine Wandschwärzung der Blitzlampe. Hierbei ist es aber möglich, durch kritische Abstimmung der Induktivität und Kapazität des Entladungskreises zusammen mit dem Gefäßvolumen der Lampe, diesen Einfluß durch das Anwachsen der Helligkeit auszugleichen, da die Zündspannung und damit die Funkenenergie durch Vergrößerung des Abstandes zwischen den Elektroden infolge besagter Zerstäubung ständig wächst. Dieses Anwachsen kann man mit der Absorption durch die Wandschwärzung derart in Einklang bringen, daß für eine Dauer von etwa vier Jahren die Lichtamplitude der Funken als konstant gelten kann. Da eine große Anzahl solcher Geräte mehr als vier Jahre bereits im Betrieb ist, ist evident, daß diese Zeit eher länger ist. Bei Nebelwarngeräten schätzt man die Lebensdauer auf etwa 10 Jahre, da die Funkenfolge geringer ist.

Bei Ausnutzung des Impulslichtprinzips sind Breitbandverstärker mit etwa 1—2 MHz Bandbreite und Hochvakuumfotозellen mit S11-Kathode erforderlich. Unter Verwendung der modernen Transistortechnik mit ebenfalls transistorisierten Thermostaten erreicht man eine unbegrenzte Empfänger-Lebensdauer. Da die Photозelle mit sehr kleinem Photostrom und in einem Arbeitspunkt unterhalb der Ionisationsspannung des Restgases betrieben wird, sind keine Alterungserscheinungen an der Photозelle bekannt geworden, so daß auch diese eine praktisch unbegrenzte Konstanz und Lebensdauer hat (9).

Nachdem eine langlebige Impulslichtquelle und Empfängerschaltungen absoluter Konstanz vorliegen, werden Anordnungen möglich, die überhaupt keinen Störeinfluß des Tageslichtes, und sei es das hellste

Sonnenlicht, erwarten lassen. Unter Verwendung dieser Bauelemente wurden systematisch sowohl das Transmissionsprinzip als auch das Rückstreu- und Vorwärtsstreuprinzip an atmosphärischen Volumina meßtechnisch untersucht.

Das Transmissometer mit Impulslicht ist bereits unter dem Namen „Skopograph“ (7) in sämtlichen Klimazonen der Welt von der Arktis bis zu tropischen Regionen auf zahlreichen Verkehrsflughäfen eingesetzt worden. Das Transmissionsprinzip bevorzugt man wegen der überaus einfachen Eichbarkeit und aufgrund der Tatsache, daß es das älteste Sichtweitenmeßverfahren ist. Auch erlaubt es, an km-langen Luftvolumina Extinktionen zu messen, da bei Anwendung von Impulslicht der Abstand zwischen Sender und Empfänger beliebig groß gewählt werden kann. Hier sei insbesondere über bisher unveröffentlichte Arbeiten zusammenfassend berichtet, das Transmissometerprinzip über sehr große Basislängen zur Messung der Extinktion an großen Luftvolumina einzusetzen. Beim Trans-

missionsprinzip oder bei Anwendung des Nebelwarngerätes mit Großbasis (Fog Detector I) sendet eine Lampe einen Lichtimpuls aus, und der Empfänger beobachtet mit sehr kleinem Öffnungswinkel, der etwa dem Beobachtungswinkel des menschlichen Auges auf ein fernes Ziel hin entspricht (1—5 Winkelminuten), die ankommende Intensität des Senders. Durch die oben erwähnte Impulstechnik ist es möglich, Sender und Empfänger in beliebiger Entfernung aufzustellen. Während man bei Flugplatztransmissometern 150 oder 450 m Basis bevorzugt (Sichtmeßbereich ca. 100—10 000 m), will man in der Schifffahrt an Küsten ein extrem zuverlässig arbeitendes Nebelwarngerät verfügbar haben. Hier werden Basislängen bis zu 10 km angewandt. Bei einer Basislänge von 15 km wird die Alarmschwelle je nach Empfindlichkeitseinstellung des Empfängers bei Sichtweiten zwischen 50 km und 10 km erreicht. Ist die Basis kürzer, z. B. nur 3 km, so können Alarmsichtweiten zwischen etwa 20 km und 1 km eingestellt werden. Zur Berechnung solcher Anlagen siehe (10).

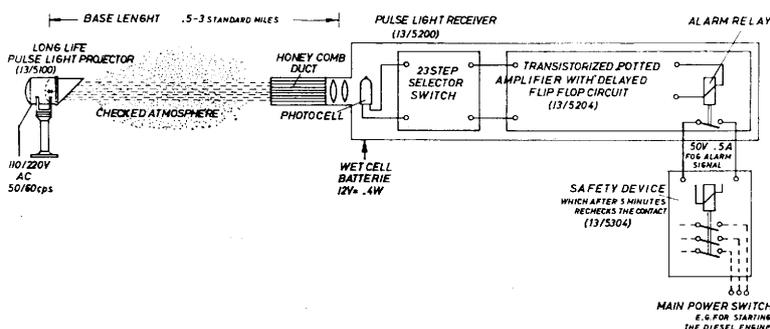


Abb. 1

Blockdiagramm eines Sichtweitemessers oder Nebelwarngerätes nach dem Extinktionsprinzip. Die Wabenblende vor der Empfängeroptik dient zur Begrenzung des Öffnungswinkels und Fernhaltung seitlichen Streulichtes von der Linse

Abb. 1 zeigt das Prinzip einer solchen Anordnung, wobei der Sender als kleine Funkenstrecke angedeutet ist und der Empfänger mit seinem Auswahlschalter im Basisabstand steht. Auch der Empfänger gemäß Abb. 2 ist volltransistorisiert, der Gesamtverbrauch einer solchen Anordnung liegt bei etwa 1,5 Watt. Der Empfän-

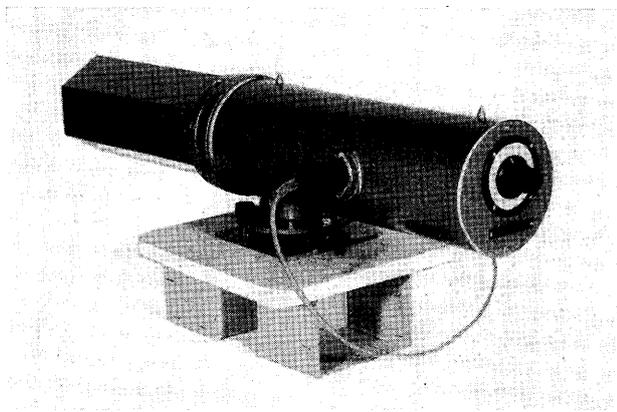


Abb. 2

Empfänger des Nebelwarngerätes "Fog Detector I". Rechts im Bild ist der Wahlschalter zur Einstellung der Alarmschwelle sichtbar

ger findet häufig an Leuchttürmen Aufstellung, wobei er hinter der Scheibe aufgestellt wird, um dem Außenklima zwecks Verbilligung des Geräteaufbaus nicht ausgesetzt zu sein. Der Sender wird je nach örtlicher Gegebenheit in etwa 1—15 km Abstand aufgebaut. Üblicherweise haben derartige Nebelwarngeräte weißes Licht, um dem menschlichen Auge zu entsprechen. Für Forschungszwecke kann eine Quarzlampe verwendet

werden, die auch im Ultraviolett zu messen erlaubt. Abb. 3 zeigt einige Messungen mit weißem und UV-Impulslicht (UG 5-Filter, ca. 250—350 nm). Man erkennt, daß das UV weniger Einbuße bei Rückgang der Sichtweite aufweist als das sichtbare Licht*). Die durchgezogene und die gestrichelte Kurve in Abb. 3 stellen die Parabeln dar, die aufgrund des quadratischen Abstandgesetzes zwischen Sender und Empfänger für absorptionsfreien Raum gelten. Dabei ist die obere Kurve für das gesamte Spektrum maßgebend entsprechend der experimentell gemessenen Amplitude am Empfänger, während die untere Kurve für den ultravioletten Anteil gilt, wie er unter Ausschaltung des Sichtbaren gemessen wird. Aufgrund der logarithmisch geteilten Ordinate müßte bei vorgegebener Extinktion der Abstand zwischen der gemessenen Kurve bei vorgegebener Sichtweite und der Idealkurve bei Sichtweite ∞ konstant sein. Dies ist aber nicht der Fall, und man findet, daß sich der Abstand zwischen der experimentellen Kurve und der absorptionsfreien Kurve im ultravioletten Bereich mit zunehmendem Abstand ständig mindert, während im sichtbaren Bereich der Abstand ständig größer wird. Trotz kleinerer Anfangsintensität unterliegt somit das Ultraviolett auf die Dauer bei Sichtweiten von etwa 10 km über See einer kleineren Extinktion; dies muß eingrenzend bemerkt werden, da die Messungen nur über See stattfanden. Zum Teil mag diese Erscheinung dadurch erklärbar sein, daß Beugungsverluste gelegentlich die Streuverluste überwiegen können. Da aber die Beugung linear mit der Wellenlänge größer wird, unterliegt gerade das Ultraviolett der kleinsten Beugung. Hierbei sei an das Kuriosum erinnert, daß z. B.

*) Die Messungen mit großer Basis im UV wurden mit einem sog. Strobokin-Gerät durchgeführt, das μ -sec-Funkenblitz beliebiger Frequenz erzeugt.

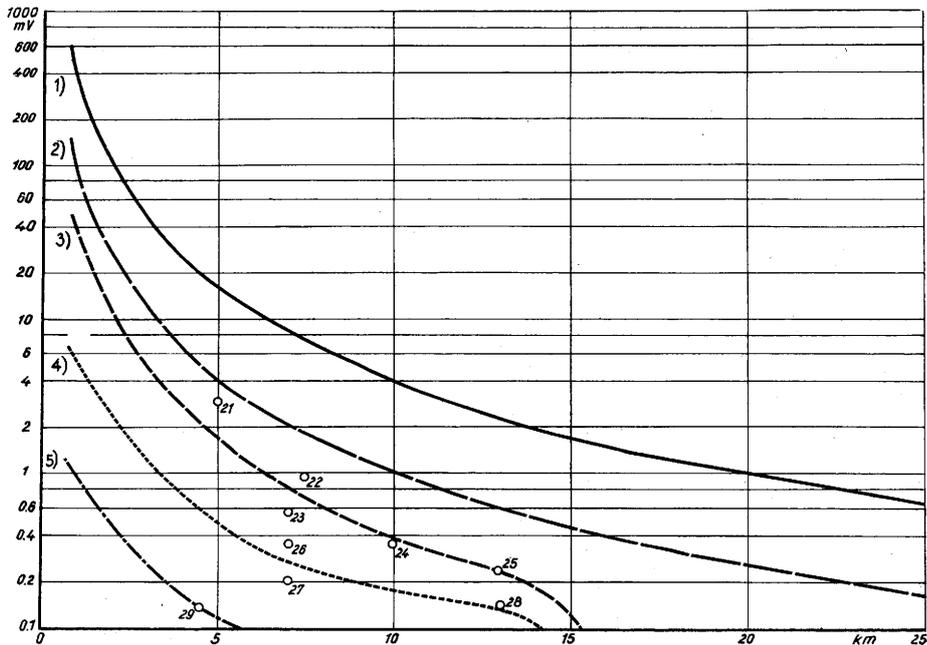


Abb. 3
Messung der Eingangsamplitude an der Empfängerphotozelle als Funktion des Abstandes Sender — Empfänger. Die Kurven 1, 3, 5 betreffen weißes Impulslicht, 2 und 4 Ultraviolett zwischen etwa 250—350 nm (UG5-Filterung). Intensitätskurve für Strobokin-Sender, etwa 10^{10} cd in der Spiegelachse, 5 Joule pro Impuls

- 1) gerechnete Intensität für Sichtweite ∞ , ohne Filter UG 5
- 2) gerechnete Intensität für Sichtweite ∞ , mit Filter UG 5
- 3) gemessene Intensität für Sichtweite 10 km, ohne Filter UG 5
- 4) gemessene Intensität für Sichtweite 7-8 km, mit Filter UG 5
- 5) gemessene Intensität für Sichtweite 5 km, ohne Filter UG 5

Bienen mit ihren ultraviolett empfindlichen Facettenaugen bei bedecktem Himmel sich nach dem Sonnenstand orientieren, was durch photometrische Ausmessung ultravioletter Aufnahmen, die ein Maximum der UV-Intensität am Sonnenort zeigen, bestätigt wird. Das weiße für die Menschen visuelle Licht zeigt kein derartiges Maximum, da die Beugung zu groß ist und ein vollkommen diffuses Licht durch die Wolkendecke kommt. Immerhin ist für Aufgabenstellungen, bei denen es auf eine Signalübertragung ankommt, also nur auf die Intensität am Empfänger ohne genauen Bildort,

nach diesen Messungen der ultraviolette Spektralbereich keinswegs ungeeignet und auf Grund der sehr hohen Schwarzkörpertemperatur der Funkenlampe, die bei etwa 10^5 °K liegt, wahrscheinlich geeigneter als das Infrarot.

Unter Ausnutzung der gleichen Sender- und Empfängeranordnung, wie sie in Abb. 1 aufgezeigt war, jedoch nur unter Veränderung der gegenseitigen Position, gelangt man gemäß Abb. 4 zu der Methode der Sichtweitenmessung durch Vorwärtsstreuung. Hierbei hat

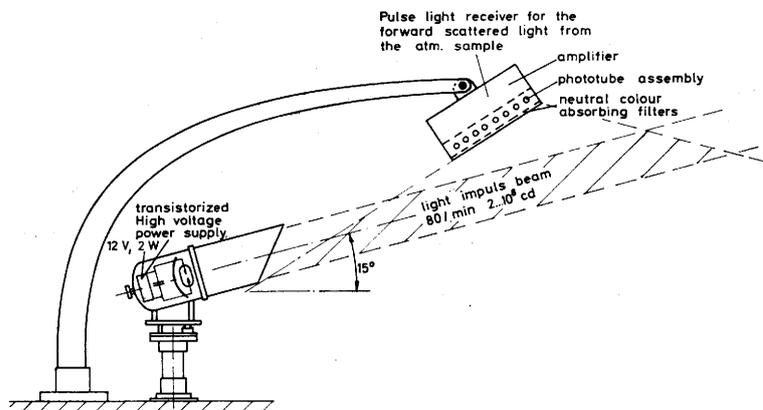


Abb. 4
Blockdiagramm eines Nebelwarngerätes nach dem Prinzip der Seitwärts- und Vorwärtsstreuung. "Fog Detector II"

der Empfänger eine Vielzahl von Photozellen, die integriert die Streustrahlung aus einem Luftraum zwischen etwa 10^0 (Vorwärtsstreuung) bis etwa 170^0 (Rückwärtsstreuung), gemessen gegen den Senderstrahl, empfangen. Ein nach Abb. 4 arbeitendes Gerät (Fog Detector II) ist in Abb. 5 dargestellt. Es zeigt sich gemäß der

Meßkurve in Abb. 6, daß diese Anordnung sehr gute und reproduzierbare Sichtweitenmessungen im Bereiche kleinerer Sichtweiten unter etwa 5 km liefert. Die in den Kurven angegebenen Punkte sind von drei Beobachtern geschätzt worden, wobei jeder Punkt eine Mittelung der Schätzung aller drei Beobachter entspricht.

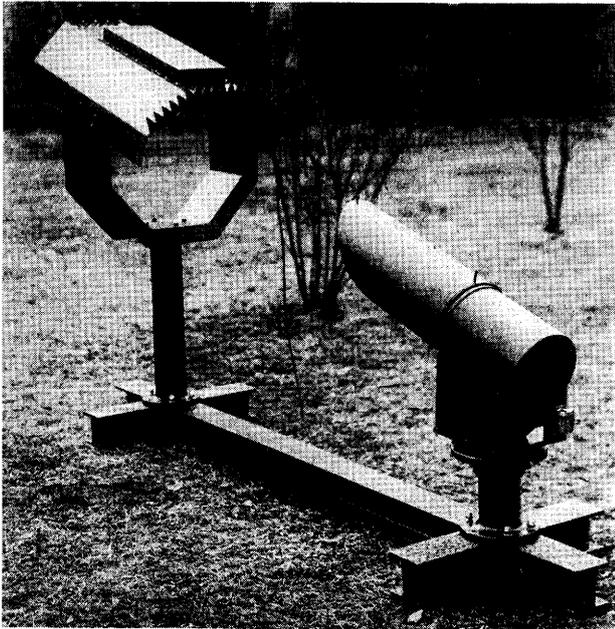


Abb. 5
Nebelwarngerät, "Fog Detector II" in Arbeitsstellung

Der Aufstellungsort war das Laboratorium der „Impulsphysics Association e. V.“ auf der Insel Amrum. Ein jeweils angelegter Pfeil zeigt, daß örtlich die Sichtweite kleiner oder größer beurteilt wurde als die

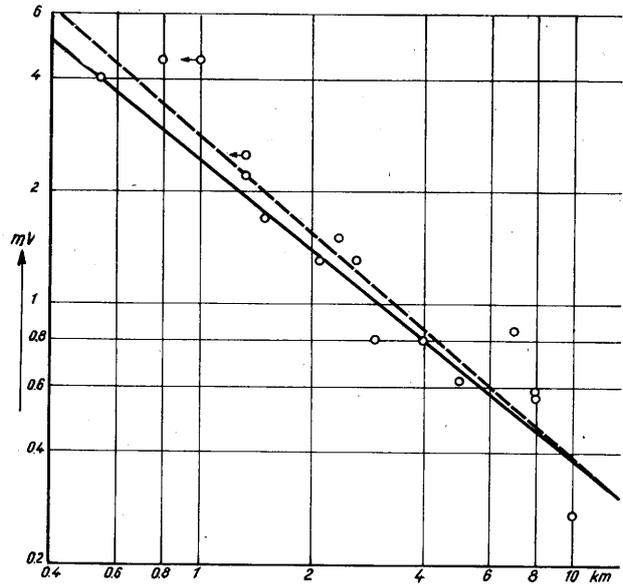


Abb. 6
Messung der Eingangsamplitude an der Empfängerphotozelle des "Fog Detector II" als Funktion der geschätzten Sichtweite

geschätzte Sichtweite, die sich nach fernen Orten orientierte.

Bei der Untersuchung, ob sich das Streulichprinzip zur Sichtweitenmessung eignet, wurde ebenfalls das

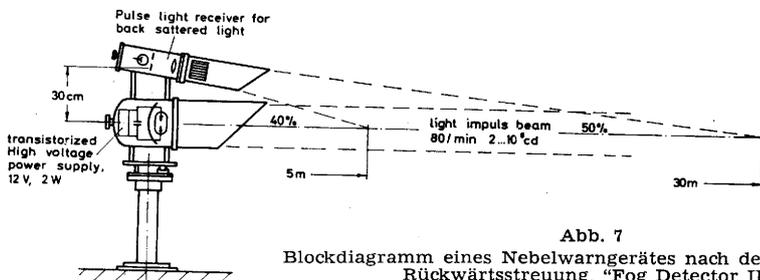


Abb. 7
Blockdiagramm eines Nebelwarngerätes nach dem Prinzip der Rückwärtsstreuung, "Fog Detector III"

Prinzip des sog. „backscatter“, d. h. der reinen Rückwärtsstreuung untersucht. Gemäß Abb. 7 wurden die Geräte hierbei so aufgestellt, daß Sender und Empfänger nahezu parallel unter einem spitzen Winkel einen Beobachtungsraum zwischen 5 und 30 m Abstand erfassen. Es zeigte sich, daß aus der Zone vom Sender bis zu 5 m Abstand etwa 40% (4) des rückgestreuten Lichtes kommt. Diese Zone konnte aber nicht ausgenutzt werden, da im allgemeinen durch die Gefahr einer thermischen Störung in der Nähe des Aufstellungsortes dieser benachbarte Luftraum unzuverlässige Messungen ergibt. Der Raum zwischen 5 m und 30 m Abstand liefert etwa 50% des rückgestreuten Lichtes, während die restlichen 10% aus dem Gebiet jenseits von 30 m zurückkommen. Da für den Abstand von 5—30 m im allgemeinen Störungsfreiheit zu erwarten ist und für diesen Raum die Gefahr einer Extinktion des rückgestreuten Lichtes in der Atmosphäre infolge des kleinen Abstandes vernachlässigbar ist, wurde der in der Zeichnung angegebenen Dimensionierung der Vorzug gegeben. Mit dieser Anordnung wurden die Meßergebnisse gemäß Abb. 8 gewonnen. Auch hier sind wie in Abb. 6 die einzelnen Punkte Mittelwerte aus der Schätzung dreier Beobachter. Die Kennzeichnung zeigt, daß örtlich die Sicht kleiner oder größer beurteilt wurde gegenüber der Sichtbarkeit verschieden weit entfernter Landmarken. An Hand der Kurve zeigt sich, daß das Rückstreuprinzip ebenfalls sehr brauchbar ist, daß es aber vorzugsweise für

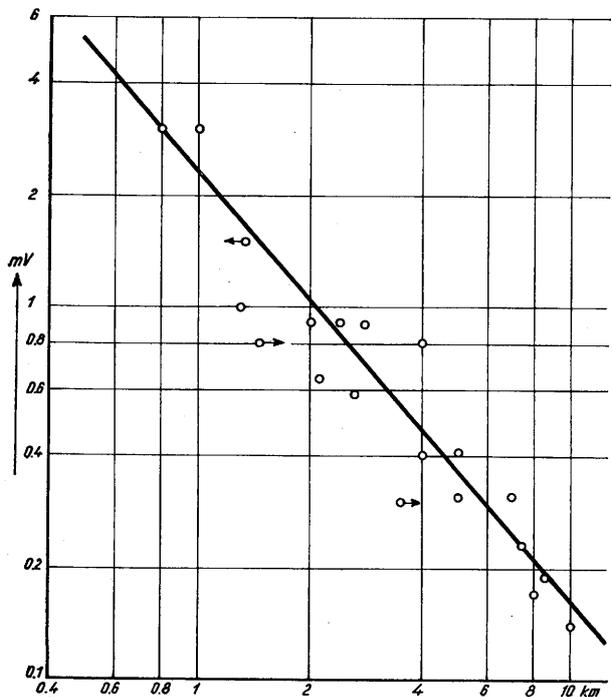


Abb. 8
Messung der Eingangsamplitude an der Empfängerphotozelle des "Fog Detector III" als Funktion der geschätzten Sichtweite

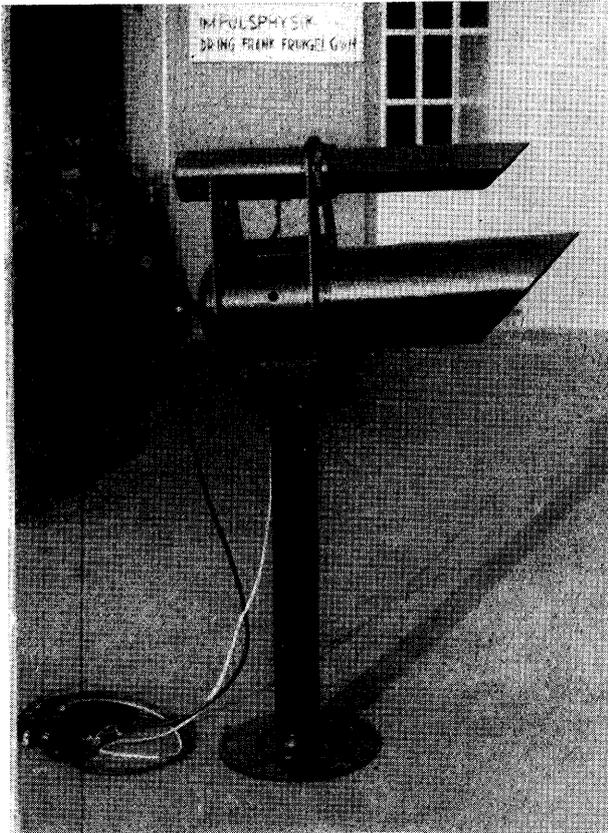


Abb. 9
Nebelwarngerät "Fog Detector III" in Arbeitsstellung

Sichtweiten oberhalb von etwa 2 km besonders gute Ergebnisse liefert. Abb. 9 zeigt das nach dem "Backscatter"-Prinzip arbeitende Gerät "Fog Detector III".

Auf Grund der Messung kann gesagt werden, daß alle drei Prinzipien, Extinktion im transmissiometrischen Prinzip, Vorwärtsstreuung und Rückwärtsstreuung, für Sichtweitenmeßgeräte gleichermachen brauchbar sind, sofern man weißes Impulslicht, hochkonstante leistungsstarke Impulslampen mit den zugehörigen temperaturstabilisierten Empfängern verwendet. Überschläglich kann man sagen, daß man für Langbasisgeräte den Vorteil einer repräsentativen Messung über große Strecken hat und dementsprechend dem transmissiometrischen Prinzip den Vorzug geben wird gemäß der Abb. 1. Für Lokalmessungen im unteren Sichtweitenbereich kann man die Vorwärtsstreuung gut be-

nutzen. Jedoch sollte man insbesondere wegen der sehr einfachen Aufstellbarkeit an Leuchttürmen und an abgelegenen Plätzen, z. B. an automatischen Wetterstationen, Meßanordnungen nach dem Rückstreuprinzip benutzen, da diese nicht die Gefahr in sich bergen, daß irgendein Objekt den Strahl zurückwirft. Man kann den Strahl auch schräg nach oben anordnen und erlangt dadurch in der Vertikalstruktur eine gute Mittelwertbildung. Auch für die „Smog“-Messung ist diese Anordnung vorteilhaft. Frühere Messungen am „Smog“ scheiterten im allgemeinen daran, daß der Smog zu stark absorbiert. In Anbetracht der hier gewählten kurzen Meßlänge tritt diese Erscheinung merkbar noch nicht auf, und eine Präzisionsmessung der Dichte von Smog würde möglich.

Herrn W. Knütel und K. Ziege sei für die Mitarbeit bei den Messungen gedankt.

Literatur

- (1) Koschmieder, H.: Theorie der horizontalen Sichtweite. Beitr. Phys. fr. Atm. 12 (1926) S. 33—55.
- (2) Schönwald, B. u. Müller, T.: Das Sichtregistriergerät Junginger. Z. techn. Phys. 2 (1942) S. 30—38.
- (3) Beutell, R. G. and Brewer, R. G.: Instruments for the measurements of the visual range. J. sci. Instrum. 26 (1949) S. 357—359.
- (4) Curcio, J. A. and Knestrick, G. L.: A preliminary study on the correlation of atmospheric transmission with backscattering. Rep. No. 4818 Radiom. II Branch Opt. Div. Nav. Res. Lab., Washington, D. C. 1956.
- (5) Curcio, J. A. and Knestrick, G. L.: Correlation of atmospheric transmission with backscattering. J. Opt. Soc. Amer. 48 (1958) S. 686—689.
- (6) Horman, M. H.: Measurement of atmospheric transmissivity using backscattered light from a pulsed light beam. J. Opt. Soc. Amer. 51 (1961) S. 681—691.
- (7) Früngel, F.: Der „Skopograph“, ein Flugplatz-Transmissometer im Impulslicht. Beitr. Phys. Atm. 33 (1960) S. 36—52.
- (8) Früngel, F.: Funkenentladungslampe mit konstanter Lichtemission, insbesondere für Sichtweitenmessung und Nebelwarngeräte (Auslegeschrift) DAL 1 122 168.
- (9) Früngel, F.: Fotelektrischer Empfänger für kurze Lichtimpulse, DBP 1 048 199 und DBP 1 136 249.
- (10) Früngel, F. and Hands: Die Signalübertragung mit Lichtimpulsen. AEU 13 (1959) S. 121—131 u. S. 175—183.

4. Verzeichnis der Teilnehmer

- Amot, Audvin, Bergen/Norwegen
Arenhold, Dr. E., Obermenzing
Arpe, K., Kiel
Averberg, Dr. Anneliese, Hamburg
Bachem, Dr. Chr., St. Andreasberg
Bätjer, D., Bremen
de Bary, Dr. Elisabeth, Mainz
Baumbach, Prof. Dr. S., Hamburg
Baumann, Dr. G., Bonn
Baumgartner, Dr. A., München
Bautzmann, Dr. K.-E., Offenbach
Becken, Dr. F. W., Landsberg
Becker, Dipl.-Met. R., Hamburg
Beier, N., Mering
Beier, P., Plön
Bell, Dr. G., Offenbach
Benkendorff, Dr. R., Hamburg
Bertram, F. W., München
Betz, Monika, Karlsruhe
Bielich, Dr. F., Hamburg
Bintig, Dipl.-Met. P., Plön
Bischof, W., Stockholm/Schweden
Blanck, Dr., Schleswig
Bleck, G., Oldenburg
Bleck, R., Berlin
Blenk, Dr. Marianne, Hannover
Blickhahn, Dr. Fr., Aurich
Blödorn, J., Köln
Börstinger, Meppen
Böttcher, Dr., Cuxhaven
Boljahn, Dr. G., Cuxhaven
Bolle, Dr. H. J., München
Borchardt, H., Essen
Borchert, Dr. G., Hamburg
Borstelmann, Dipl.-Met. H., Bremerhaven
Bourquin, D., Hamburg
Brand, Dr. J., Bremen
Branicki, Dr., Leipzig
Breuer, Dr. L., Bonn
Brill, Dr. D., Kiel
Brinkmann, Dr. J., Offenbach
Britzkow, Dipl.-Met. K., Mönchengladbach
Brockamp, Prof. Dr. B., Münster
Brocks, Prof. Dr. K., Hamburg
Brogmus, Dr. W., Hamburg
Bromberg, Dipl.-Math. W., Hamburg
Brüggmann, H., Hamburg
Bruch, Dr. H., Bremen
Buchholz, W., Bremen
Bürger, Dr. K., Offenbach
Bürger, W., Griesheim
Buhlmann, K., Berlin
Bullig, Dr. H. J., Hamburg
Busch, Renate, Hamburg
Buschner, Dr. Ingrid, Offenbach
Buschner, Dr. W., Offenbach
Capok, Stud.-Rat, Bremerhaven
Charnock, Henry, La Spezia/Italien
Christ, H.-W., Bad Kreuznach
Christiansen, Dipl.-Met. H. E., Hamburg
Collmann, Dr. W., Hamburg
Dahl, Düsseldorf
Defant, Prof. Dr. F., Kiel
Dette, O., Westerland
Diem, Prof. Dr. M., Karlsruhe
Dieterich, H., Frankfurt
Dieterichs, Dr. H., Ahlhorn
Djurič, Dr. D., Darmstadt
Doberitz, R., Düsseldorf
Doege, W., Fürstenfeldbruck
Drebelow, H., Uetersen
Dreyer, Gudrun, München
Drückler, Stud.-Rat, Bremen
Duensing, Dipl.-Met. G., Fleestedt
Duijnen-Montijn, J. A. van, De Bilt/Niederlande
Ebel, Dr. A., Köln
Einsle, Dipl.-Met. R., Reutershagen
Ernö, H., Offenbach
Faust, Dr. H., Offenbach
Faust, Dr. R., Düsseldorf
Fengler, Dr. C., Hamburg
Fengler, Dipl.-Met. Gerda, Hamburg
Fett, Dr. W., Berlin
Fimpel, Dr. H., München
Fink, Dr. O., Frankfurt
Fischer, Dr. G., Hamburg
Flasche, A., Offenbach
Fleischer, Dr. R., Hamburg
Frank, H., Flensburg
Franken, E., Hamburg
Frankenberger, Dr. E., Hamburg
Franz, H., Darmstadt
Fritz, Dr. G., Berlin
Fritzsche, Dr., Schleswig
Früangel, Dr. F., Hamburg
Fuß, Dr. F., Schleswig
Gebhardt, R., Erding
Georgi, Dr. J., Hamburg
Georgii, Dr. H.-W., Frankfurt
Gerdes, Dipl.-Met. H. U., Hamburg
Gerlach, K., Wilhelmshaven
Gibson, Dr.-Ing. J., Hamburg
Giese, H., Husum
Glasenapp, Maria von, Hamburg
Gödecke, Dr. K., Hamburg
Göhren, Hamburg
Göttel, Vera, München
Graafen, H., Hamburg
Gräfe, Dr. K., Hamburg
Graw, Dr., Nürnberg
Grünwald, Dr. G., Hamburg
Guidici, Giuseppe, Rom/Italien
Guss, H., Offenbach
Habermehl, Dr. R., Neustadt
Habich, W., Hamburg
Hänel, G., Mainz
Hagemann, Nürnberg
Hantel, Dr., Eckernförde
Hartenstein, Dr. G., Langenhagen
Hartmann, K., Schleswig
Hartmannsgruber, R., München
Hartung, Dr. K., Kiel
Hebecker, Dr. O., Hamburg
Heise, J., Berlin
Hengelhaupt, Ute, Berlin
Hennig, H., Hamburg

Henning, D., Bonn
Herb, Dr. H., München
Hertel, Jutta, Berlin
Hetz, K., Bergham
Heymingen-Huene, J. von, München
Hillebrand, Dr. R., Bremen
Hinzpeter, Dr. H., Kiel
Hinzpeter, Dr. M., Offenbach
Hoerber, H., Hamburg
Hödl, O., München
Höflich, Dr. O., Hamburg
Höhn, Dr. R., Hamburg
Höller, Dr. E., Hamburg
Höschle, Dr. K., Gerlingen
Hofmann, Prof. Dr. G., München
Hollmann, Prof. Dr. G., München
Horst, W., Bauschheim
Hußmann, O., Hamburg
Immler, R., Hamburg
Ittner, E., Berlin
Jacobi, K., Offenbach
Jaekisch, Dr. H., Hamburg
Jaeneke, M., Ober-Eschbach
Jaenicke, R., Mainz
Jarke, Dr. J., Hamburg
Junge, Prof. Dr. Ch., Mainz
Kaestner, A., Köln
Kalle, Prof. Dr. K., Hamburg
aufm Kampe, Dr. H.-J., Bonn
Karstensen, H., München
Keil, Dr. K., Offenbach
Kerner, Dr. G., Hamburg
Kertz, Prof. Dr. W., Braunschweig
Khan, Mohammed Ullah, München
Klamer, Dr. G., De Bilt/Niederlande
Klammer, W., Lübeck
Klein, E., Hamburg
Kleine, Helga, Essen
Kleinschmidt, Prof. Dr. E., Göttingen
Kleissen, Dr. Elisabeth, Hamburg
Klemmer, L., München
Klockow, Dipl.-Met. W., Schleswig
Klug, Dr. W., Darmstadt
Knepple, Dr. R., Schleswig
Knoch, Prof. Dr. K., Offenbach
Knolle, Hamburg
Knochenhauser, Dr. W., Porz-Urbach
Köbke, Dipl.-Met. G., Frankfurt
König, Dr. H., Hamburg
Kohlbach, Dr. W., Hamburg
Kohlsche, Dr. H., Quickborn
Kohlsche, Dr. K., Hamburg
Kohnke, D., Stade
Koopmann, Dr. G., Hamburg
Kopp, Dr. W., Bremen
Kottwitz, Dr. G., Hannover
Kraus, Dr. H., München
Kriester, Barbara, Berlin
Kropatschek, Dr. W., Celle
Krügler, Dr. F., Hamburg
Kruhl, Dr. H., Hamburg
Kühnke, Dr. Gerda, Hamburg
Külske, Dipl.-Met. S., Frankfurt
Kugler, Prof. Dr. S., Maracaibo/Venezuela
Kuhe, Flensburg
Kuhnke, Dr. W., Hamburg
Lang, A., Hamburg
Lange, R., Hamburg
Laube, M., Köln
Lee, Dr. R., München
Leistner, Dr. W., Wyk (Föhr)
Lettau, Prof. Dr. H., Madison, Wisc./USA
Letzring, P., Bad Schwartau
Leupolt, A., München
Lingelbach, Dr. E., Bonn
Linnhoff, Hannover
Link, Annemarie, Essen
Lorenz, Dr. D., Frankfurt
Losecke, W., Braunschweig
Lossnitzer, Prof. Dr. H., Freiburg
Lumb, F. E., Bracknell, Berkshire/England
Maletzke, Dr., München
Manier, Dr. G., München
Mansour, Fuad, München
Marienfeld, Dr. F. W., Hamburg
Markgraf, Dr. H., Hamburg
Matthäus, H.-G., Berlin
Mayer, Dr. Ursula, Tübingen
Meincke, Dr. F., Glücksburg
Meissner, Renate, Hamburg
Metzler, Dr. K., Wunstorf
Meyer, Dr. H.-K., Offenbach
Meyer, Dr. O., Hamburg
Model, Dr. F., Hamburg
Möller, Prof. Dr. F., München
Mügge, Prof. Dr. R., Frankfurt
Mühleisen, Prof. Dr. R., Weissenau
Müller, E., Offenbach
Müller, Dr. H., Hamburg
Müller, Prof. Dr. H.-G., München
Müller, H. W. L., Hannover
Nagel, Dr. F., Hamburg
Neumann, Dr. H., Hamburg
Neuwirth, Dr. R., Freiburg i. Br.
Niehues, Dipl.-Ing., Hamburg
Niemann, Dr., Hamburg
Nikolic, Dusan, Skopje/Jugoslawien
Noth, Dr. H., Nürtingen
Nurminen, Dr. Aili, Helsinki/Finnland
Nusser, Prof. Dr. F., Hamburg
Olbers, Dr. W., Hamburg
Ossenkop, Dr., Diepholz
Paetzold, Prof. Dr. H.-K., Köln
Paulsen, Dr. W., Hamburg
Pflugbeil, Dr. C., Hamburg
Piest, Dipl.-Met. J., Hamburg
Pogade, Dr. G., Hamburg
Pollowy, K.-H., Berlin
Prager, Dr. E., Flensburg
Prahm, Dr. Gertrud, Hamburg
Prügel, Dr. H., Hamburg
Quenzel, H., München
Raethjen, Prof. Dr. P., Hamburg
Rager, G., Fürstfeldbruck
Raschke, Dipl.-Geophys. E., München
Rathjens, Prof. Dr. C., Hamburg
Reidat, Dr. R., Hamburg
Reifferscheid, Dr. H., Falkenstein
Reuß, J., Ober-Ramstadt
Reuter, Prof. Dr. H., Wien
Reymann, Dr. G., Offenbach
Richter, Dr. Joh., Hamburg
Riedemann, Ute, Hamburg
Ristow, C., Frankfurt
Röd, Dr. E., Brixen
Roediger, Dr. G., Hamburg
Rössler, Dr. F., Weil (Rhein)
Rodewald, Dr. M., Hamburg
Roll, Prof. Dr. H. U., Hamburg
Rooth, Claes, Woods Hole, Mass./USA
Rosenhagen, Dr. J., Hamburg
Roth, R., München
Rudloff, Dr. H. v., Freiburg i. Br.
Rudloff, Dr. W., Hamburg
Rüge, U., Berlin
Ruprecht, E., Hamburg
Santomauro, L., Rom/Italien

- Schanz, Dr. G., Bremen
Scheich, G., Mainz
Scherhag, Prof. Dr. R., Berlin
Schmidt, Dr. F., De Bilt/Niederlande
Schmidt, G., Frankfurt
Schmidt, H., Mainz
Schmidt, I., Darmstadt
Schmitz, Dr. H.-P., Bad Godesberg
Schriever, D., Hamburg
Schröder, Dr. B., Hamburg
Schröder, Dipl.-Met. C., Bremerhaven
Schüttler, Dipl.-Ing. W., Offenbach
Schütze, Dr. W., Hamburg
Schultz, Dr. G., Emden
Schultze, H., Frankfurt
Schultze, Prof. Dr. R., Hamburg
Schumann, Dr., Heidelberg
Schwandke, Dr., Wunstorf
Schwieker, H., Hamburg
Sculdetus, Dr. H. R., Hamburg
Sdorra, Dr. H., Appen
Seidel, Dr. G., Augsburg
Seifert, Dr. G., Offenbach
Seilkopf, Prof. Dr. H., Hamburg
Sellenschlo, Dr., Reinstorf
Siedentopf, Prof. Dr. H., Tübingen
Sieger, Dr. F., Hamburg
Siemann, Dr. H., Braunschweig
Sieslack, G., Tarp
Sigmund, Dr. H., Wien
Similä, Prof. Artturi, Uppsala/Schweden
Simon, Dr. H., Niederlahnstein
Simonis, R., Köln
Sönning, W., München
Springstube, Dr. H., Hamburg
Stahr, R., Bremen
Steffen, A., Bremerhaven
Steinhauser, Prof. Dr. F., Wien/Österreich
Steinhausen, A., Fürstenfeldbruck
Steinhäuser, Dr. H., Klagenfurth
Stevenson, Dr. R. E., Galveston, Tex./USA
Stielow, G., Mainz
Stier, Dr. J., Köln
Stilke, Dr. G., Hamburg
Stips, Dr. H., Wahn
Stocks, Prof. Dr. Th., Hamburg
Stojkovic, M., Hamburg
Stolley, Dr. G., Hannover
Stubbe, G., Hamburg
Stuck, W., Hannover
Stuhrmann, Renate, Berlin
Süßenberger, Dr. E., Bonn
Szillinsky, A., Bitburg
Tajehman, S., München
Tanck, Dr. H. J., Hamburg
Terpitz, W., Köln
Thran, Dr. P., Schleswig
Thyssen, Dr. F., Münster
Tiemann, Dr. W., Hamburg
Timmermann, Dr. H., De Bilt/Niederlande
Töth, Jenö, Mainz
Tomczak, Dr. G., Hamburg
Trappenberg, Dr. R., Karlsruhe
Tschierske, Dr. H., Lichtenfels
Uhlig, Dr. S., Füssen
Uhlmann, M., Hamburg
Ullrich, Dr. K. O., Leck
Vaupel, Dr. A., Ascheberg
Voigts, Dr. H., Lübeck
Volz, Dr. F., Weissenau
Vuorela, Prof. Dr. L. A., Helsinki/Finnland
Wachter, Dr. H., Frankfurt
Wagner, Dr. Fr., Hamburg
Walden, Dr. H., Hamburg
Warnecke, Dr. G., Berlin
Weber, Dipl.-Met. E., Frankfurt
Weber, Dr. F., München
Weber, Dipl.-Met. Gerda, Offenbach
Weber, Dr. S., Fürstenfeldbruck
Weckerle, Dr. H., Cuxhaven
Wegeleben, Dr. R., Frankfurt
Wehrenberg, Dr. K., Offenbach
Weimann, Dr. W. U., Hamburg
Wendler, Dr. H., Glückstadt
Wensien, H., Schleswig
Wesanterä, Phil. Mag. J., Helsinki/Finnland
Wichmann, Dr. H., Hamburg
Wilckens, Dr. F., Bad Godesberg
Wild, Dr. F., Stuttgart
Wilmers, Dipl. rer. hort. F., Hannover
Wippermann, Prof. Dr. F., Darmstadt
Wismer, Dipl.-Ing., Hamburg
Wittenbecher, Dr. J., Hamburg
Wobst, F., Münster
Wulff, Dipl.-Met. H., Hamburg
Wurlitzer, Dr. G., Hamburg
Zajonc, N., Bremen
Zimmerschied, Dr. W., Wiesbaden
Züge, F., Idar-Oberstein

5. Anschriften der Vortragenden

- M. H. Almasi,
Dr. W. Attmannspacher,
Dr. E. de Bary,
Prof. Dr. S. Baumbach,
Prof. Dr. K. Brocks,
Dr. H. Faust,
Dr. W. Fett,
Dr. E. Frankenberger,
Dr. Ing. F. Früngel,
Dr. H.-W. Georgii,
Dr. K. Gräfe,
Prof. Dr. Ch. Junge,
Dr. G. Koopmann,
Dr. W. Leistner,
Prof. Dr. H. Lettau,
F. E. Lumb,
Dr. G. Manier,
Prof. Dr. R. Mühleisen,
Dr. F. Nagel,
Dr. R. Neuwirth,
Prof. Dr. H.-K. Paetzold,
College, Alaska/USA, Geophysical Institute
Offenbach a. M., Frankfurter Straße 135, Deutscher Wetterdienst, Zentralamt
Mainz, Joh.-Joachim-Becher-Weg 14, Institut für Meteorologie und Geophysik
Hamburg 4, Circusweg 3, Deutscher Wetterdienst, Instrumentenamt Hamburg
Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, Geophysikalisches Institut
Offenbach a. M., Frankfurter Straße 135, Deutscher Wetterdienst, Zentralamt
Berlin 33, Podbielskiallee 62, Institut für Meteorologie und Geophysik
Quickborn (Holstein), Bahnhofstraße 35
Hamburg-Rissen, Sülldorfer Landstraße 400
Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47, Institut für Meteorologie und Geophysik
Hamburg 36, Gorch-Fock-Wall 15-17, Hygienisches Institut
Mainz, Joh.-Joachim-Becher-Weg 14, Institut für Meteorologie und Geophysik
Hamburg 4, Bernhard-Nocht-Straße 78, Deutsches Hydrographisches Institut
Wyk auf Föhr, Südstrand, Deutscher Wetterdienst, Medizinmeteorologische
Beratungsstelle
Madison 6, Wisconsin/USA, Department of Meteorology
Bracknell, Berkshire/England, Meteorological Office
München 25, Herzog-Ernst-Platz 3
Weißenau b. Ravensburg, Rasthalde, Astronomisches Institut
Hamburg-Harburg, Blütenstieg 3
Freiburg i. Br., Elsässerstraße 17, Deutscher Wetterdienst, Wetteramt Freiburg
Köln-Lindenthal, Universitätsstraße 22, Institut für Geophysik und Meteorologie

Dr. G. Prahm,	Hamburg 4, Bernhard-Nocht-Straße 78, Deutsches Hydrographisches Institut
Prof. Dr. P. Raethjen,	Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, Geophysikalisches Institut
Dr. H. Reifferscheid,	Tübingen, Schloß/Fünfeckturm, Deutscher Wetterdienst, Medizinmeteorologische Beratungsstelle
Dr. M. Rodewald,	Hamburg 4, Bernhard-Nocht-Straße 76, Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt
Prof. Dr. H. U. Roll,	Hamburg 4, Bernhard-Nocht-Straße 76, Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt
Cl. Rooth,	Woods Hole, Mass./USA, Oceanographic Institution
Dr. F. Rössler,	Weil (Rhein), Deutsch-Französisches Forschungsinstitut Saint-Louis
Dr. G. Schanz,	Bremen, Flughafen, Deutscher Wetterdienst, Wetteramt Bremen
Prof. Dr. R. Scherhag,	Berlin 33, Podbielskiallee 62, Institut für Meteorologie und Geophysik
Dr. F. H. Schmidt,	De Bilt/Niederlande, Utrechtseweg 297, Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut
Dipl.-Ing. H. Siemann,	Braunschweig, Pokelsstraße 11, Institut für Geophysik und Meteorologie
Dr. G. Tomczak,	Hamburg 4, Bernhard-Nocht-Straße 78, Deutsches Hydrographisches Institut
Dr. F. Volz,	Weißenu b. Ravensburg, Rasthalde, Astronomisches Institut
Prof. Dr. L. A. Vuorela,	Helsinki-Porthania/Finnland, Institute of Meteorology
Phil. Mag. J. Wesanterä,	Helsinki-Porthania/Finnland, Institute of Meteorology
Prof. Dr. F. Wippermann,	Darmstadt, Hochschulstraße 1, Institut für Meteorologie

