

Annalen
der
Meteorologie
(Neue Folge)

Nr. 4

DK 551.5:551.46:061.3

Meteorologen-Geophysiker-Tagung
in Hamburg
vom 1. bis 6. April 1968

Meteorologische Vorträge

Offenbach a. M. 1969
Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

Korrektur

„Annalen der Meteorologie“ (Neue Folge), Nr. 4 (1969)

Infolge eines bedauerlichen Versehens ist bei dem auf den Seiten 206 bis 209 abgedruckten Vortrag von W. H. Portig ein unkorrigierter Fahnsatz zum Ausdruck gelangt. Es wird um nachstehende Korrekturen gebeten.

Seite 206: Ändere unter "Abstract" in der vorletzten Zeile: "America" in "American"; in der linken Spalte, Zeile 6: "comprise" in "comprises"; Zeile 17: "Isohytes which ist" in "Isohyets which is".

Seite 207: Ändere in der rechten Spalte, Zeile 10: "the run" in "they run"; Zeile 14: "serveral" in "several"; Zeile 38: "plit" in "split"; Zeile 54: "its" in "it".

In der Legende zu Abb. 1 ändere "Zenital" in "Zenithal".

Bei der unteren Abbildung handelt es sich um Abbildung 3, die darunterstehende Legende gehört zu Abbildung 2. Ändere in dieser Legende „Horizontale“ in "horizontal" und "primara" in "primary".

Seite 208: Ändere in der linken Spalte, Zeile 27: "ementioned" in "mentioned"; Zeile 46/47: "wellknow" in "wellknown".

Ändere in der rechten Spalte, Zeile 13 von unten: "Figure 3 shows" in "Figure 4 shows" In Zeile 7 von unten streiche "normal".

Bei der oberen Abbildung handelt es sich um Abbildung 4, die darunterstehende Legende gehört zu Abbildung 3.

Bei der unteren Abbildung handelt es sich um Abbildung 5, die darunterstehende Legende gehört zu Abbildung 4. Ändere in dieser Legende "mean" in "main".

Seite 209: Ändere in der linken Spalte, Zeile 1: "4" in "5".

Bei der Abbildung handelt es sich um Abbildung 2, die darunterstehende Legende gehört zur Abbildung 5.

Korrigierte Sonderdrucke können vom Autor (Postanschrift: P. O. Box 882, Curundu, Canal Zone, America) erbeten werden.

Vorwort

Die vorliegende Nummer 4 der „Annalen der Meteorologie“ (Neue Folge) enthält die zur Veröffentlichung eingereichten meteorologischen Vorträge der Meteorologen-Geophysiker-Tagung in Hamburg vom 1. bis 6. April 1968, die der Verband Deutscher Meteorologischer Gesellschaften, die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, die American Meteorological Society und die Royal Meteorological Society gemeinsam aus Anlaß des 100. Jahrestages der Gründung der Norddeutschen Seewarte veranstalteten. Die geophysikalischen Vorträge erscheinen an anderer Stelle.

Mit dieser Veröffentlichung würdigt der Deutsche Wetterdienst die wissenschaftlichen und betrieblichen Leistungen der Deutschen Seewarte auf dem Gebiet der Meteorologie, deren Fortführung zu seinen gesetzlichen Aufgaben gehört.

Dr. Süssenberger

Präsident des Deutschen Wetterdienstes

Inhalt

	Seite
Einleitung	5
Die Deutsche Seewarte — historische und wissenschaftliche Aspekte. Festvorträge von H. U. ROLL und E. SÜSSENBERGER	7
1. Wechselwirkung Ozean — Atmosphäre	13
H. HINZPETER; P. LOBEMEYER: Versuche zum Nachweis laminarer Grenzschichten über dem Meer	15
H. HOEBER: Latent and sensible heat flux in the atmosphere surface layer of the equatorial Atlantic	19
S. O. MARCUS, Jr.: Evidence of a critical wind speed over the ocean ..	21
W. D. GARRETT: Surface-chemical modification of the air/sea interface	25
B. LETTAU: Wind structure in the equatorial maritime friction layer..	30
H. KRUHL: Windschwankungen und Sturmfluten an der deutschen Nordseeküste	35
A. PERRY: Sensible and latent heat transfer over the North Atlantic during some recent winter months	40
St. HASTENRATH: Zum Wärmehaushalt der Troposphäre über dem Amerikanischen Mittelmeer	47
A. VAUPEL: Wärmesedimentation — eine spezifisch winterliche Form des Energieüberganges in der Hydrosphäre	55
J. J. O'BRIEN: The response of the ocean to a slowly moving cyclone ..	60
J. L. GOLDMAN: Intensification of warm season Grand Banks low cells	66
M. HANTEL: A numerical investigation of the linear primitive equations applied to the wind-driven circulation of the north western Indian Ocean between 16° N — 16° S	73
W. DÜING: Die Monsunströmungen im Indischen Ozean	77
F. KRÜGLER: Bilder einiger markanter Slicks und Stromgrenzen aus verschiedenen See- und Küstengebieten	83
F. KRÜGLER: Einige Bilder der Vulkanfamilie Surtsey (vor Südisland)	86
E. AUGSTEIN; J. WUCKNITZ: Die Güte von Windgeschwindigkeitsmes- sungen am Mast einer gewichtsstabilisierten Boje (Zusammenfassung)..	89
L. HASSE; K. BROCKS; M. DUNCKEL; D. SCHRIEVER: Direkte Be- stimmung des vertikalen Impuls- und Wärmestromes auf See (Zusam- menfassung)	90
H. P. SCHMITZ: Eine numerische Approximation der monsunerzeugten Zirkulation im Arabischen Meer (Zusammenfassung)	90
R. K. SMITH: The surface boundary layer of a hurricane (Abstract)	91
H. TIMMERMAN: Variations of the sea level along the Dutch coast and some meteorological characteristics (Abstract)	92
P. M. WOLFF: The effect of oceanic heat exchange on 500 mb large scale pattern change (Abstract)	93
2. Wolken, Niederschlag, Gewitter	
P. B. STOREBØ: The thunderstorm as an electrical generator	97
R. MÜHLEISEN: Luftelektrische Untersuchungen auf dem Atlantischen Ozean in den Jahren 1965 und 1966	102
U. SHAFRIR: Free molecular flow effects in cloud physics	106
J. H. BOER; P. J. FETERIS: The influence of the sea on the distribution of lightning and rain over a coastal area	109
H. STEINHÄUSSER: Der Ertrag starker Regenfälle verschiedener Dauer und Häufigkeit	112
3. Luftchemie	
H. W. GEORGII: Beitrag zum Schwefelhaushalt auf Grund von SO ₂ -und Sulfatmessungen in der freien Atmosphäre.....	117
S. BEILKE: Neue Ergebnisse über das Auswaschen atmosphärischer Spurengase und Aerosole	122
H.-F. FISCHER: Messungen der künstlichen Radioaktivität in der freien Atmosphäre vom Flugzeug aus	126
E. MÉSZÁROS: The size distribution of nitrate and soluble particles ..	132
P. WINKLER: Untersuchungen über das Größenwachstum natürlicher Aerosolteilchen mit der relativen Feuchte nach einer Wägemethode	134
G. HÄNEL: Messung des Realteils des mittleren Brechungsindex und der mittleren Dichte von Proben atmosphärischer Aerosolteilchen	138
K. HÖSCHELE: Zeitliche und räumliche Korrelationen bei Immissions- messungen	140
R. GEBHART: Ein Ozonmodell für die Stratosphäre	143
H. K. PAETZOLD; F. PISCALAR; H. ZSCHÖRNER: Langzeitliche Schwankungen der vertikalen Ozonverteilung über Mitteleuropa	147
F. KASTEN: Sichtweite-Änderung durch Feuchte-Änderung des Aerosols	148

H. P. Fimpel; H. G. MÜLLER; G. H. RUPPERTSBERG: Messungen der Normsichtweite mit einem Streulichtschreiber während der Atlantischen Expedition 1965 „Meteor“ (Zusammenfassung)	152
W. KLUG: Ein einfaches Modell zur Ausbreitung langlebiger Spaltprodukte in der Troposphäre (Zusammenfassung)	152
H. KÜHME: Die Verteilung des Kohlendioxyds über dem Atlantik auf Grund von Untersuchungen während der „Meteor“-Atlantik-Expedition (Zusammenfassung)	153
G. MANIER: Die Fehler bei der rechnerischen Erfassung der Ausbreitung atmosphärischer Spurenstoffe (Zusammenfassung)	154
4. Atmosphärische Zirkulation	
H. FORTAK: Zur Energetik der planetarischen Grenzschicht	157
H. C. KORFF; H. FLOHN: Zusammenhang zwischen dem Temperaturgefälle Äquator-Pol und den planetarischen Luftdruckgürteln	163
P. E. MERILEES: On the transition from axisymmetric to nonaxisymmetric flow in a rotating annulus	165
K. KOLSCHKE: Einige Betrachtungen über die Bedeutung der absoluten kinetischen Energie der Atmosphäre mit Angabe von Zahlenwerten für die Nordhalbkugel	170
M. DUNST: Über Experimente in einem Flüssigkeitsmodell zum „Hurrikan“-Problem	174
St. HASTENRATH: Zur mittleren Meridionalzirkulation in äquatorialen Breiten	177
J. C. FREEMAN, Jr.: Concerning a fundamental mechanism in tropical meteorology	182
P. RAETHJEN: Dreimassen-Modell der allgemeinen Zirkulation	186
W. HORST: Experimente zur Untersuchung von Spiralstrukturen in Wirbeln	190
R. E. STEPHENSON: The ocean and its atmosphere as seen from Gemini spacecraft	195
E. RASCHKE; W. R. BANDEEN: Beobachtungen der Reflexionseigenschaften des Systems Erde - Atmosphäre und der Bewölkung über dem äquatorialen Pazifik von einem synchronen Satelliten aus	200
W. H. PORTIG: The evolution of the rainy season in the Caribbean and East Pacific Region and its contrast to the „zenithal“ rain in Africa	206
W. RUDLOFF: Netzpunktwerte und Monatskarten des Luftdrucks der Tropenzone für das Internationale Geophysikalische Jahr (IGJ)	210
M. M. YOSHINO: Intertropical convergence zone and polar zone over South, Southeast and East Africa: A climatological view	212
K. BAYER; V. BAYEROVÁ: Langfristige Schwankungen der troposphärischen Zirkulation über dem Nordatlantik im Zeitraum 1949—1966	221
I. SCHMIDT: Räumliche und zeitliche Wind- und Temperaturschwankungen, ermittelt aus Schwarmaufstiegen	227
R. ROTH: Der langwellige Teil des Turbulenzspektrums in der freien Atmosphäre	232
R. D. REYNOLDS: Dichotomy of mountain lee wave theories and field test measurements	234
E. GRIMM: Zusammenhang zwischen Böigkeitsfaktor und Turbulenzspektrum (Zusammenfassung)	240
5. Verschiedenes	
J. GEORGI: Oscar Frölich, ein Pionier der meteorologischen Strahlungsforschung	243
H. HINZPETER; M. HEINRICH: Die langwellige Strahlungsdivergenz über Wasser und über dem festen Boden nach Messung und Rechnung ..	248
CH.-D. SCHÖNWIESE: Spektrale Untersuchung klimatologischer Daten im langperiodischen Bereich	252
W. FETT: Statistische Erfassung der Zellengröße atmosphärischer Ereignisse und der Repräsentanz der Meßnetze	256
K. FEUSSNER: Über Trägheitsbewegungen, Äquipotentialflächen und Corioliskräfte auf dem Erdellipsoid	261
W. HÄUSER: Ein optimales Verfahren der Reihendarstellung nordhemisphärischer absoluter Topographien der 500 mb-Fläche	265
V. HLAVÁČ: Symmetrieachsen und Spiegelungen in der Prager Temperaturreihe	271
E. FRANKENBERGER: Über abendliche Änderungen der relativen Feuchte	274
D. LORENZ: Flugzeugmessungen der Wasseroberflächentemperatur von Binnenseen	277
S. A. ANKARA: Wetteränderungen und biologische Zellmembranpotentialerzeugung durch Spinpolarisation von Neutrinos (Zusammenfassung) ..	283
D. L. RANDALL; O. K. LARISON; W. W. CAMPELL: The NRL-Servo-humiditiometer (Abstract)	284
Anschriften der Vortragenden	285

Einleitung

Vor 100 Jahren wurde die Norddeutsche Seewarte, die Vorgängerin der Deutschen Seewarte, in Hamburg gegründet und damit der Anfang eines Deutschen Seewetterdienstes gelegt. Aus diesem Anlaß hatte die Meteorologische Gesellschaft Hamburg den Verband Deutscher Meteorologischer Gesellschaften (VDMG) zu einer wissenschaftlichen Tagung nach Hamburg eingeladen. Diese fand in den Tagen vom 1. — 6. 4. 1968 in den neuen Gebäuden der Universität Hamburg im Von-Melle-Park statt.

Als ein äußeres Zeichen der über ein Jahrhundert hinweg gepflegten engen wissenschaftlichen Beziehungen mit anderen Anliegerstaaten der Nordsee waren deren Meteorologische Gesellschaften eingeladen worden, sich an der Veranstaltung zu beteiligen. Es war uns eine große Freude, daß die Royal Meteorological Society, London, durch ihren damaligen Präsidenten, Dr. G. D. ROBINSON, spontan diesem Vorschlag zustimmte. Auch die Nederlandse Vereeniging voor Weer- en Sterrenkunde bekundete ihre Sympathie mit dem Vorschlag; aus persönlichen und strukturellen Gründen konnte sie sich jedoch nicht offiziell beteiligen. Von beiden Gesellschaften waren eine Reihe von Mitgliedern zur Teilnahme nach Hamburg gekommen.

Von der American Meteorological Society war schon seit längerem der Wunsch geäußert worden, eine gemeinsame Tagung mit den deutschen Meteorologen abzuhalten. Die nunmehr von unserem Verband ausgesprochene Einladung zur Mitbeteiligung an der Hamburger Tagung fand ebenfalls großen Widerhall bei zahlreichen Kollegen aus USA, die trotz der großen Entfernung ihre Teilnahme ansagten.

Nach einer in früheren Jahren üblichen Regelung trafen sich Meteorologen und Geophysiker entweder in gemeinsamen Tagungen oder Jahr um Jahr abwechselnd. Dieser Brauch war in den letzten Jahren etwas verloren gegangen. Es war der Initiative der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft (DGG) zu verdanken, daß er wieder aufgenommen wurde, und so wurde eine gemeinsame Tagung des VDMG und der DGG vereinbart. Dadurch hielten die beiden Schwesterwissenschaften der Physik der Atmosphäre und der Physik der festen und flüssigen Erde Seite an Seite ihre Sitzungen ab, und der einzelne Teilnehmer konnte jederzeit leicht zu einem ihn besonders interessierenden Vortrag der anderen Disziplin in den Nachbarhörsaal hinüberwechseln.

So kam in diesen ersten Apriltagen 1968 in Hamburg eine wissenschaftlich umfassende, wahrhaft internationale Begegnung zustande. In der Eröffnungssitzung konnte der Vorsitzende des VDMG zahlreiche Teilnehmer aus allen beteiligten Gesellschaften begrüßen. Insbesondere begrüßte er Captain THORP als Vertreter des Präsidenten der Royal Meteorological Society Dr. K. HARE, der durch eine Reise nach Kanada verhindert war, selbst teilzunehmen, und den Executive Director der American Meteorological Society Mr. K. SPENGLER, der seine Gesellschaft offiziell vertrat. Beide Herren ließen es sich nicht nehmen, auch ihrerseits Begrüßungsworte an die Versammlung zu richten.

Weiterhin konnte er Gäste aus 18 Ländern begrüßen, nämlich aus Kanada, Dänemark, der Deutschen Demokratischen Republik, Finnland, Frankreich, Groß-Bri-

tannien, Holland, Israel, Italien, Japan, Norwegen, Österreich, der Schweiz, Spanien, der Tschechoslowakei, Ungarn, Venezuela und den Vereinigten Staaten. Professor N. KONZEK, Bratislava, sprach im Namen aller ausländischen Gäste den Dank aus.

Professor BROCKS als Vorstand der DGG begrüßte den Senator für Wissenschaften und Bürgermeister der Freien und Hansestadt Hamburg, Herrn Dr. DREXELIUS, der gekommen war, um einige Begrüßungsworte an die Versammlung zu richten, wobei er nicht nur auf die jahrzehntelange enge Verbundenheit der Stadt Hamburg mit Meteorologie, Ozeanographie und Geophysik einging, sondern auch in fröhlich-freundlicher Weise seine persönlichen Beziehungen als Segler zur Meteorologie schilderte.

Die Tagung war vorzüglich geeignet, auf die große und ständig wachsende Bedeutung der Geowissenschaften hinzuweisen, die sich in den großen internationalen, dem Frieden dienenden und die Völker verbindenden Forschungsunternehmen am deutlichsten manifestiert. Das Geophysikalische Jahr und die Jahre der ruhigen Sonne liegen hinter uns, wir stehen mitten in dem Internationalen Hydrologischen Dezennium, und ein weiteres weltumspannendes wissenschaftliches Unternehmen, das Global Atmospheric Research Programme (GARP), das in der Mitte der siebziger Jahre ablaufen soll, befindet sich im Zustand ernsthafter und angespannter Vorbereitungen. Diese Unternehmen wurden und werden erst ermöglicht durch die Fortschritte der Technik, die durch Bereitstellung der großen Rechenanlagen die modellmäßige Verfolgung der allgemeinen Zirkulation, durch Raketen und Satelliten ein weltumspannendes Beobachtungsnetz zur Verfügung stellt.

Professor BROCKS wies darauf hin, daß der Vergleich mit der letzten gemeinsamen Tagung der Meteorologen und Geophysiker, die vor 12 Jahren auch in Hamburg stattfand, deutlich macht, welche gewaltige Entwicklung unsere Fächer auch bei uns während der letzten 10 Jahre genommen haben. Die Erforschung des oberen Erdmantels und die Intensivierung der Meeresforschung sind weitere Beispiele, die uns mit Dankbarkeit die ständige Hilfe der staatlichen Stellen und der Deutschen Forschungsgemeinschaft erkennen lassen. Dabei erfüllt uns eine Entwicklung mit großer Sorge: Die Hochschulen sind bemüht, ihre Struktur und Arbeitsweise den Anforderungen der hochindustrialisierten Massengesellschaft mit ihren explosionsartig wachsenden Studentenzahlen anzupassen. Naturgemäß konzentriert sich die Anspannung dabei zunächst auf die Lehre. Es muß aber mit großem Ernst gesagt werden, daß die Förderung der Forschung durch die Landeshaushalte nicht vernachlässigt werden darf, wenn nicht ein Schaden für die Öffentlichkeit entstehen soll, der nicht wieder gutgemacht werden könnte. Die Forschung auf den Gebieten der Meteorologie und der Geophysik findet zum überwiegenden Teil an den Universitäten und Hochschulen statt. Auch in diesen Fächern sind die Studentenzahlen entsprechend dem Bedürfnis stark angestiegen. Dem ist von Hochschulseite z. B. durch Erarbeitung einer gemeinsamen Prüfungsordnung Rechnung getragen worden. Glücklicherweise sind die Fächer aber keine Massenfächer mit ihren spezifischen Schwierigkeiten. Trotzdem benötigt die Geophysik im weitesten

Sinne eine steigende Förderung auch durch die Landeshaushalte, wie es in unseren Nachbarländern mit vergleichbaren Bedingungen intensiv geschieht, ganz abgesehen von den gewaltigen Anstrengungen in USA und UdSSR. Unsere Bitte an die Verantwortlichen in den Ländern geht deshalb dahin, unter dem Druck der aktuellen Schwierigkeiten nicht die forschungsintensiven Fächer zu vernachlässigen.

Der VDMG hat auf seiner Sitzung im Frühjahr 1966 beschlossen, eine ALFRED-WEGENER-Medaille für hervorragende Verdienste in der Meteorologie zu stiften, die bei den größeren Verbandssitzungen verliehen werden soll. Der Verband will damit das Andenken ALFRED WEGENERS ehren, der eine Zeitlang Angehöriger der Deutschen Seewarte war und in Hamburg auch die Gefährtin seines Lebens fand. Er war einer der besten Männer, die die Meteorologie und Geophysik je gehabt haben, der durch die Kraft und Genialität seiner Gedanken bis heute nachwirkt, der als Mensch keinen Feind kannte und dessen tragischer Tod in Grönland, dem Land seiner Sehnsucht, alle zutiefst erschütterte.



Das Komitee für die Verleihung beschloß, die Medaille an Herrn Professor CHRISTIAN JUNGE zu geben. Der Vorsitzende des VDMG würdigte die Verdienste von Professor JUNGE und überreichte ihm die Medaille und Urkunde und verlas deren Text:

„Der Verband Deutscher Meteorologischer
Gesellschaften
verleiht die
Alfred-Wegener-Medaille

Herrn Prof. Dr. Christian Junge

in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste um die Erforschung der Physik und Chemie der atmosphärischen Aerosolteilchen und der Chemie der atmosphärischen Spurenstoffe, mit besonderer Würdigung seiner unaufhörlichen Bemühungen, seine Forschungsergebnisse im Lichte des meteorologischen Gesamtgeschehens und der Allgemeinen Zirkulation zu sehen.“

Die Stiftungssatzung der ALFRED-WEGENER-Medaille sieht nur die Verleihung jeweils einer Medaille bei einer großen Tagung des Verbandes vor. Obwohl man eine wiederkehrende Handlung nicht mit einer Ausnahme beginnen soll, kam das Verleihungskomitee zu der Auffassung, daß der Anlaß der Hundertjahrfeier und der Ort Hamburg es rechtfertigen, diesmal eine zweite Medaille zu verleihen. Sie wurde an Herrn Reg.-Dir. Dr. MARTIN RODEWALD verliehen, der sich in einer langjährigen Zugehörigkeit zur Seewarte bzw. dem Seewetteramt des Deutschen Wetterdienstes ebenfalls in der Meteorologie hervorragende Verdienste erworben hat. Das Verleihungskomitee erkannte die Medaille Herrn Dr. RODEWALD besonders gern zu, weil er seine wissenschaftlichen Leistungen im Betrieb des Dienstes vollbracht hat und damit auch für den heutigen Meteorologen noch ein Vorbild geben kann. Darüber hinaus sind seine zahlreichen Beiträge zur Meteorologie und Klimatologie der nordeuropäischen Meeresgebiete von großem Wert für Fischerei und Seeschifffahrt geworden und haben dadurch der Meteorologie Anerkennung und Werbung im großen Kreis der Nutznießer gebracht. Die Verleihungsurkunde hat folgenden Wortlaut:

„Der Verband Deutscher Meteorologischer
Gesellschaften
verleiht die
Alfred-Wegener-Medaille

Herrn Dr. Martin Rodewald

in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste um die Synoptische Meteorologie, zu deren Fortschritten er durch die Neuformulierung bzw. Prägung der Begriffe der Frontalzone und des Dreimassenecks beigetragen hat, und in besonderer Würdigung seiner großen Zahl von Studien zur Meteorologie und Klimatologie, deren Ansehen er vor allem in Schifffahrtskreisen außerordentlich vermehrt hat.“

Die Teilnehmer der Tagung trafen sich am 3. 4. 1968 zu einem Gesellschaftsabend an Bord des Seebäderdampfers „Wappen von Hamburg“, der einen sehr stimmungsvollen Rahmen für eine den maritimen Wissenschaften gewidmete Tagung abgab. Am letzten Tag beteiligten sich noch eine größere Anzahl von Tagungsteilnehmern an Besichtigungen der in und um Hamburg gelegenen naturwissenschaftlichen Institute und Observatorien und an einer geologischen Exkursion durch Schleswig-Holstein.

Die Mehrzahl der geophysikalischen Vorträge wird in der Zeitschrift für Geophysik veröffentlicht werden. Für die Möglichkeit, den Bericht über die meteorologischen Vorträge wiederum in den „Annalen der Meteorologie“ zu veröffentlichen, sei dem Präsidenten des Deutschen Wetterdienstes, Herrn Dr. E. SÜSSENBERGER, der wärmste Dank ausgesprochen.

Prof. Dr. F. Möller

Vorsitzender des Verbandes
Deutscher Meteorologischer Gesellschaften

DK 551.5:551.46:061.7(09)

Die Deutsche Seewarte — historische und wissenschaftliche Aspekte

Ansprache von Professor Dr. HANS ULRICH ROLL,
Präsident des Deutschen Hydrographischen Instituts:

Wenn die deutschen Meteorologen und Geophysiker gemeinsam mit der American Meteorological Society und der Royal Meteorological Society in Hamburg eine Tagung aus Anlaß des 100. Jahrestages der Eröffnung der Norddeutschen Seewarte abhalten, dann ziemt es sich wohl, daß die besonderen Umstände dieses Jubiläums hier näher beleuchtet werden.

Eine im wahren Sinne des Wortes „merkwürdige“ Eigenschaft unserer heutigen Veranstaltung ist, daß wir zwar ein Jubiläum haben, aber keinen Jubilar! Ich will damit sagen, daß die nautisch-wissenschaftliche Tätigkeit, die hier in Hamburg vor 100 Jahren begonnen wurde, in ununterbrochener Folge bis heute am gleichen Ort ausgeübt worden ist, daß aber das vor 100 Jahren gegründete Institut, eben die erwähnte „Norddeutsche Seewarte“, seit langem nicht mehr existiert, daß auch das Nachfolge-Institut, die berühmte „Deutsche Seewarte“, vergangen ist und daß jetzt zwei neue Institutionen, das Deutsche Hydrographische Institut und das Seewetteramt des Deutschen Wetterdienstes, die vor 100 Jahren begonnenen Arbeiten im Rahmen anderer Aufgaben weiterführen.

Wenn also hier von einer „Hundertjahrfeier“ gesprochen wird, dann muß völlig klar sein, daß es sich dabei nicht um ein Institut handelt, das unter dem gleichen Namen 100 Jahre lang in Hamburg gearbeitet hat, sondern um das Jubiläum einer meteorologisch-ozeanographisch-geophysikalischen Tätigkeit, die hier im Interesse der Sicherheit und Ökonomie der Schifffahrt vor 100 Jahren begonnen wurde und bis heute ausgeübt wird.

Welcher Art ist nun diese Tätigkeit, die in diesem Jahre 100 Jahre alt wird? Steht sie wirklich in so engem Zusammenhang mit den Disziplinen Meteorologie, Ozeanographie und Geophysik, daß dadurch die Einberufung dieser Tagung gerechtfertigt wird?

Um diese Frage beantworten zu können, muß ich mit wenigen Worten erklären, wie es zur Gründung der Norddeutschen Seewarte im Jahre 1868 kam.

In den vierziger Jahren des vorigen Jahrhunderts erkannte der amerikanische Seeoffizier MATTHEW FONTAINE MAURY, daß es durch systematische Zusammenfassung und Auswertung der in den Journalen der Schiffe niedergelegten Naturbeobachtungen möglich ist, der Schifffahrt wichtige Hilfen zu geben, insbesondere Wind- und Strömungskarten zu entwerfen und Segelanweisungen zu verfassen, um die transozeanischen Reisen zu sichern und abzukürzen. Diese 1841 von MAURY in den Vereinigten Staaten begründete Tätigkeit fand bald Nachfolger in Frankreich, Holland und England, und auch in Deutschland wurde im Jahre 1865 durch den Erdmagnetiker und Nautiker GEORG NEUMAYER die Forderung erhoben, ein nautisch-meteorologisch-hydrographisches Institut zur Förderung der sich rasch ent-

wickelnden deutschen Seeschifffahrt einzurichten. Die starken Spannungen zwischen den deutschen Bundesstaaten ließen jedoch noch keine staatliche Lösung zu. Da ergriff der Mathematiker und Naturwissenschaftler WILHELM VON FREEDEN, derzeit Rektor der Großherzoglich-Oldenburgischen Navigationsschule in Elsfleth, die Initiative, überzeugte die Handelskammern in Bremen und Hamburg von der Notwendigkeit einer Aktion und erbot sich, zunächst versuchsweise ein nautisch-meteorologisches Institut in Hamburg mit finanzieller Unterstützung der beiden genannten Handelskammern einzurichten und zu betreiben. So kam es am 1. Januar 1868 zur Eröffnung der „Norddeutschen Seewarte“ Abt. für Seefahrt unter der Leitung von WILHELM VON FREEDEN. 28 deutsche Reedereien erklärten sich bereit, das Unternehmen durch kostenlose Lieferung von Beobachtungen und Messungen zu unterstützen.

Das Bemerkenswerte an diesem Vorgang ist die Tatsache, daß es sich nicht um eine Gründung durch staatliche Aktion auf gesetzlicher Grundlage handelte, sondern um die rein private Initiative eines qualifizierten Staatsbürgers, unterstützt durch kaufmännische Gremien und Reedereien, die natürlich den wirtschaftlichen Nutzen einer solchen Investition im Auge haben mußten.

Die Norddeutsche Seewarte stellte sich die Aufgabe, zur Sicherung und Abkürzung der ozeanischen Seewege beizutragen, und zwar durch die Auswertung von zahlreichen Beobachtungen deutscher Schiffsoffiziere über

ozeanische Strömungen und Winde,
Gezeiten,
Mißweisung des Kompasses und
meteorologische Erscheinungen.

Auch die Verbesserung der nautischen Instrumente an Bord sowie ihre Prüfung durch Vergleich mit Normalinstrumenten wurde in den Aufgabenbereich des Instituts einbezogen. Das Ergebnis dieser Auswertungen waren die bekannten Segelanweisungen, die sich als außerordentlich nützlich erwiesen haben. In den 7 Jahren ihres Bestehens hat die „Norddeutsche Seewarte“ (die 1872 den Namen „Deutsche Seewarte“ annahm) 850 individuelle Segelanweisungen ausgegeben, deren Nachprüfung ergab, daß ein Gewinn von im Mittel 6 Tagen pro Reise durch diese Beratung erzielt worden ist. Damit hat dieses kleine, praktisch als Einmann-Betrieb gestartete und später auch nur mit wenigen Assistenten ausgestattete Institut einen erheblichen volkswirtschaftlichen Nutzen erbracht.

Diese historische Rückblende hat uns — so glaube ich — in die Lage versetzt, der geistigen Verbindung zwischen den Gedanken und Absichten, die bei der Gründung der Seewarte Pate gestanden haben und den Themen unserer heute beginnenden Tagung nachzuspüren. Die Norddeutsche Seewarte und — in noch stärker-

rem Maße — die 1875 als Reichsinstitut gegründete und durch ihr Wirken in aller Welt bekannte Deutsche Seewarte waren bemüht, die Sicherheit und Ökonomie der Seeschiffahrt durch Anwendung naturwissenschaftlicher Kenntnisse zu erhöhen.

Eine solche Tätigkeit setzt streng genommen einen hohen Entwicklungsstand der einschlägigen Geowissenschaften voraus, der vor 100 Jahren schlechterdings nicht vorhanden war. So ist es nur natürlich, daß die Seewarte versuchen mußte, sich die erforderliche wissenschaftliche Basis selbst zu schaffen, d. h. selbst Forschung auf den Meeren zu betreiben. Aus diesem Grunde hat sich der Schwerpunkt ihrer Arbeiten im Verlaufe ihrer Geschichte mehr und mehr von der nautischen zur wissenschaftlichen Seite verlagert, eine Entwicklung, die zuweilen von älteren Kapitänen beklagt worden ist, die aber in der Natur der Sache lag und daher nicht aufzuhalten war.

Bereits ihr erster Direktor, der Erdmagnetiker GEORG NEUMAYER, hatte die Notwendigkeit erkannt, außer Nautikern auch — und im verstärkten Maße — Wissenschaftler bei der Seewarte zu beschäftigen. Unter seiner 28 Jahre währenden Führung entfaltete die Seewarte eine weitreichende und äußerst erfolgreiche Tätigkeit in all ihren wissenschaftlichen und nautischen Arbeitsgebieten. An fast allen deutschen Polarexpeditionen und an den großen ozeanographischen Forschungsfahrten war sie beteiligt. NEUMAYER gehörte zu den Initiatoren des 1. Internationalen Polarjahres, das die Erforschung der Polargebiete durch internationale Zusammenarbeit zum Ziele hatte und als Vorläufer der großen internationalen geophysikalischen Kooperationen unserer Zeit anzusehen ist. Er hat auch die Antarktische Kooperation 1900 — 1905 angeregt und maßgeblich beeinflußt. Bei der Durchführung des 2. Internationalen Polarjahres 1932/33 hatte die Deutsche Seewarte wiederum eine führende Position, und auch in allen ständigen internationalen Organisationen der Ozeanographie und Meteorologie haben Wissenschaftler und Nautiker der Seewarte eine bedeutende Rolle gespielt.

Zu Anfang standen den Wissenschaftlern der Seewarte ausschließlich die Naturbeobachtungen zur Verfügung, die Kapitäne und Offiziere deutscher Schiffe auf den Weltmeeren angestellt und in Tagebüchern niedergelegt hatten. Der Gewissenhaftigkeit und Sorgfalt der nautischen Beobachter verdanken wir es, daß bereits aus diesen zwar zahlreichen aber in wissenschaftlichem Sinne nur beschränkt aussagekräftigen Beobachtungen und Messungen bemerkenswerte Resultate, insbesondere über die geographische Verteilung der interessierenden Größen, Oberflächentemperatur, Strömung, Eis erhalten werden konnten.

Für weitergehende Fragestellungen, zum Beispiel nach der thermohalinen Schichtung sowie der Tiefenzirkulation der Ozeane, reichten diese Angaben nicht aus, und so mußten die Ozeanographen der Seewarte selbst messend und forschend auf den Meeren tätig werden. Diese erste oder Pionier-Phase der Meeresforschung ist gekennzeichnet durch langdauernde, meist mehrere Ozeane durchquerende Forschungsfahrten; ich denke dabei vor allem an die Reisen der Schiffe „Gazelle“, „Valdivia“, „Gauß“, „Planet“ und „Deutschland“. Diese Unternehmen können nur als erste Erkundung gewertet werden. Die erzielten Ergebnisse haben mehr oder weniger den Charakter von Stichproben. Sie sagen nichts aus über die Veränderlichkeit der gemessenen Größen.

Die zweite Phase der wissenschaftlichen Meeresforschung wurde durch die große „Meteor“-Expedition 1925—27 eingeleitet, in der ein bestimmtes Meeresgebiet, hier der Südatlantische Ozean, systematisch vermessen und erforscht wurde, allerdings nur durch ein einziges Schiff. Die Zusammenfügung der zu verschiedenen Zeiten an verschiedenen Orten gewonnenen Daten zu einem

geschlossenen Gesamtbild, etwa des thermohalinen Aufbaus oder der Zirkulation dieses Ozeans, ist dann nur unter der Annahme stationärer Verhältnisse möglich.

Diese Beschränkung kann vermieden werden, wenn mehrere Forschungsschiffe gleichzeitig in einem Seegebiet tätig sind. Über die zeitlichen Änderungen können dabei Ankerstationen sowie in regelmäßigen Abständen wiederholte Messungen, sog. Terminfahrten — diese allerdings in geringerem Maße — Aufschluß geben. Damit sind wir bei der dritten Phase der Meeresforschung angelangt, die kurz vor dem letzten Weltkrieg begann und danach unter starker Aktivierung der internationalen Zusammenarbeit in großem Maßstab betrieben wurde. Als Schrittmacher dieser Entwicklung muß insbesondere der Internationale Rat für Meeresforschung in Kopenhagen erwähnt werden.

An fast allen diesen verschiedenartigen Unternehmungen der Meeresforschung waren Wissenschaftler der Seewarte aktiv beteiligt. Ihre Ergebnisse haben sie in zahlreichen Arbeiten und Büchern niedergelegt. Ich denke dabei an GERHARD SCHOTT, dessen „Geographien der Ozeane“ Standardwerke der geographischen Epoche der Ozeanographie darstellen, an die Teilnehmer der großen Meteor-Expedition OTTO PRATJE und ARNOLD SCHUMACHER, die durch Beiträge zum Meteor-Werk über die Sedimente des Südatlantik bzw. über Seeganguntersuchungen hervorgetreten sind. Im Bereich der Gezeitenforschung wären HERMANN THORADE und HEINRICH RAUSCHELBACH zu nennen, während wir WILHELM BRENNECKE, BRUNO SCHULZ und GERHARD NEUMANN wesentliche Arbeiten aus zahlreichen Gebieten der Meereskunde verdanken. Die Meereschemie ist in der Seewarte vor allem durch KURT KALLE gefördert worden, während auf dem Gebiet des Erdmagnetismus, insbesondere hinsichtlich solcher Messungen auf See, FRIEDRICH ERRULAT erwähnt werden muß. Es wäre leicht, diese Liste zu verlängern, insbesondere durch berühmte Namen aus dem Gebiet der Meteorologie, doch will ich mich auf Ozeanographie und Geophysik beschränken.

Allerdings möchte ich hier nicht unterlassen, auf die Beziehungen zwischen den beiden Schwesterwissenschaften Ozeanographie und Meteorologie — in der Seewarte und allgemein — einzugehen.

In der Seewarte waren beide Disziplinen ursprünglich in einer Abteilung zusammengefaßt, wenigstens soweit es sich um die Auswertung der Beobachtungen und Messungen aus Schiffstagebüchern handelte, die bekanntlich nur die Verhältnisse an der Meeresoberfläche erfassen. Die Leitung lag zunächst in den Händen erfahrener Nautiker, im Jahre 1903 wurde der Ozeanograph GERHARD SCHOTT damit betraut. Im Laufe der Zeit entfernten sich jedoch die beiden Disziplinen voneinander. Das Interesse der Meteorologen wandte sich den Prozessen in der freien Atmosphäre zu, während die Ozeanographen ihre Meßgeräte in die Tiefen des Meeres herabließen, um die Vorgänge dort unten zu studieren. Die Meeresoberfläche und die an ihr und durch sie hindurch wirksamen Reibungs- und Austauschprozesse blieben weitgehend unbeachtet. An der Deutschen Seewarte führte diese entgegengesetzte Entwicklung schließlich zur organisatorischen Trennung der Arbeitsbereiche Ozeanographie und maritime Meteorologie, wenn diese auch weiterhin zum gleichen Institut gehörten. Nach dem Kriege wurde sodann die organisatorische Trennung vollständig vollzogen. Wir haben jetzt zwei separate Institute. Das Seewetteramt des Deutschen Wetterdienstes repräsentiert die meteorologische Komponente der Deutschen Seewarte, während wir die nautisch-ozeanographischen Bestandteile der Deutschen Seewarte im Deutschen Hydrographischen Institut vereinigt finden mit weiteren, meist hydrographischen Arbeitsgebieten, die früher von der Marine wahrgenommen wurden.

In der Gegenwart erleben wir jedoch wieder eine Tendenz zur Annäherung zwischen den beiden wissenschaftlichen Disziplinen Ozeanographie und Meteorologie. Man hat erkannt, daß die herkömmliche Betrachtungsweise, die sowohl den Ozean als auch die Atmosphäre jeweils als ein abgeschlossenes System behandelt, als eine überholte Form der Untersuchung angesehen werden muß. Wir wissen jetzt, daß die Wechselwirkungsprozesse zwischen den beiden Medien Luft und Wasser eine bedeutende Rolle spielen können, wenn auch ein quantitativer Nachweis für diesen Einfluß bei verschiedenen Größenordnungen der Bewegung noch aussteht.

Im einzelnen ist die gegenwärtige Situation recht bemerkenswert: Die Wechselwirkungseffekte im Ozean beherrschen wir theoretisch schon recht gut in den verschiedenen Größenordnungen der Bewegung. Wir können berechnen, welche Prozesse im Ozean durch atmosphärische Effekte kleinräumig oder auch in synoptischer Größenordnung erzeugt werden. Was uns meist fehlt, ist der experimentelle Nachweis, daß diese Rechnungen zutreffen. Umgekehrt haben wir bisher noch wenig Aufschluß darüber gewinnen können, wie stark ozeanische Effekte die atmosphärischen Vorgänge beeinflussen. Wir wissen zwar, daß diese Wirkungen, insbesondere die aufwärts gerichteten Transporte fühlbarer und latenter Wärme, bei kleinräumigen Prozessen und auch noch bei tropischen Wirbelstürmen relevant sind, bei den Zyklonen und Antizyklonen der mittleren Breiten ist dieser Nachweis indessen noch nicht überzeugend gelungen. Auch wissen wir noch nicht, ob und wenn ja wie die tieferen Schichten des Ozeans mit langzeitlichen Entwicklungen in der Atmosphäre gekoppelt sind.

Solange diese Dinge nicht hinreichend geklärt sind, ist es schwierig, eine für die Meteorologie und Ozeanographie gleichermaßen brauchbare, gemeinsame Konzeption eines ozeanischen Meßnetzes, basierend auf dem Einsatz von Plattformen, Bojen, Schiffen und Satelliten zu entwickeln. Einerseits fordern die enormen Kosten, die mit der Errichtung eines solchen Meßnetzes verbunden sind, dringend ein Zusammengehen beider Disziplinen. Andererseits sieht es zur Zeit nicht so aus, daß sich die Anforderungen an solch ein Meßsystem seitens Ozeanographie und Meteorologie auf einen gemeinsamen Nenner werden bringen lassen, wobei die Tatsache eine gewisse Rolle spielt, daß wir über die Veränderlichkeit im Ozean noch zu wenig wissen.

Die Tendenz zur Annäherung, zur gegenseitigen Befruchtung, die ich soeben mit Bezug auf die beiden Disziplinen Meteorologie und Ozeanographie geschildert habe, zeigt sich übrigens ganz allgemein im weiten Bereich der Geowissenschaften, insbesondere soweit sie sich mit dem Meere beschäftigen. Erdmagnetik und Aeronomie sind eng miteinander verknüpft, andererseits geben Erdmagnetik und Gravimetrie wichtige Aufschlüsse bei morphologischen und geologischen Studien des Meeresbodens sowie hinsichtlich der Struktur des tieferen Untergrundes. Physikalische und chemische Ozeanographie sind untrennbar verbunden und von ständig wachsender Bedeutung für die marine Geologie und Biologie. Diese enge Koppelung zwischen den marinen Wissenschaften zeigt sich nirgends deutlicher als auf den Fahrten unseres Forschungsschiffes „Meteor“, das über Arbeitsmöglichkeiten für alle diese Disziplinen verfügt. Jede Fahrt wird für zahlreiche verschiedene Forschungsaufgaben genutzt. Dadurch ergibt sich ein fruchtbarer Gedankenaustausch zwischen den beteiligten Dis-

ziplinen wie auch ein enger menschlicher Kontakt zwischen den eingeschifften Wissenschaftlern.

Angesichts der vielen ungelösten Probleme ist es zu begrüßen, daß die heute beginnende Tagung den Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre, der Veränderlichkeit im Ozean und der marinen Geophysik besondere Aufmerksamkeit schenken will. Sie kann dadurch einen wichtigen Beitrag zur Förderung der Meeresforschung leisten, die in Deutschland vor 100 Jahren durch die Seewarte in Hamburg in bescheidenem Umfange begonnen wurde und die sich gegenwärtig auch in Deutschland anschickt, als dritter großer Forschungsschwerpunkt neben die Raumfahrt und die Kernforschung zu treten. Ich brauche in diesem Kreise nicht die zahlreichen Gründe anzugeben, die für eine verstärkte Förderung der Meeresforschung sprechen. In der Vergangenheit, als die wirtschaftlichen Aspekte der Meeresforschung noch nicht die heutige Bedeutung besaßen, hatte Deutschland auf diesem Gebiet einige Leistungen aufzuweisen. In der Gegenwart bemühen wir uns, den Rückstand, der inzwischen gegenüber den anderen maritimen Nationen eingetreten ist, aufzuholen. Wir stellen mit Befriedigung fest, daß diese Bestrebungen die Unterstützung unserer Regierung gefunden haben. Der Herr Bundesminister für wissenschaftliche Forschung beabsichtigt, die Meeresforschung verstärkt zu fördern, und auch der Herr Bundeskanzler hat in seinem kürzlichen Bericht über die Lage der Nation zum ersten Mal die Notwendigkeit der Meeresforschung betont. Ich möchte hoffen und wünschen, daß diesen Worten auch Taten folgen mögen!

Bei der gewaltigen Ausdehnung der Ozeane können deren Probleme nur in internationaler Zusammenarbeit mit Aussicht auf Erfolg angegangen werden. In dem internationalen Bereich ist die Organisation der Ozeanographie zur Zeit noch recht vielgestaltig, unübersichtlich und daher nicht genügend effektiv, doch verstärken sich die Tendenzen, diese Organisation zu vereinheitlichen, zu stärken und dadurch ihre Wirksamkeit zu erhöhen. Die Vereinten Nationen haben sich dieser Aufgabe angenommen und von dem Herrn Präsidenten der Vereinigten Staaten kam kürzlich der Vorschlag, ein Internationales Dezennium der Erforschung der Ozeane für die 70er Jahre vorzusehen, ein Unternehmen, das — sollte es ausgeführt werden — sicher dazu beitragen wird, die ozeanographischen Bemühungen auf internationaler Ebene zu verstärken und besser zu koordinieren.

Somit sehen sich die deutschen Meeresforschungsinstitute heute vor eine ähnliche Situation gestellt, wie sie die Seewarte vor 100 Jahren vorfand. Galt es damals der Sicherheit der Schifffahrt zu dienen, so ist uns jetzt darüber hinaus die Aufgabe gestellt, die Ozeane im Hinblick auf eine friedliche Nutzung ihrer Nahrungs-, Mineral- und Energiereserven zu erforschen. Wollen wir hoffen, daß wir diese Aufgabe mit gleichem Erfolg lösen werden, wie seinerzeit die Deutsche Seewarte ihrem Auftrag gerecht wurde.

Lassen Sie mich zum Schluß allen denen herzlich danken, die dem Deutschen Hydrographischen Institut, das ich hier zu vertreten die Ehre habe, während der heutigen Feier oder schriftlich Glückwünsche zum 100jährigen Jubiläum eines seiner Arbeitsgebiete ausgesprochen haben. Wir haben diese Anteilnahme und guten Wünsche mit Freude und Genugtuung zur Kenntnis genommen. Sie werden uns ein Ansporn sein, alle unsere Kräfte einzusetzen, damit wir den vor uns liegenden großen Aufgaben werden entsprechen können.

Ansprache von Dr. ERICH SÜSSENBERGER,

Präsident des Deutschen Wetterdienstes:

Wie Sie wissen und wie mein Vorredner ausgeführt hat, sind es heute zwei Institutionen, das Deutsche Hydrographische Institut und das Seewetteramt des Deutschen Wetterdienstes, die hier in Hamburg die vor 100 Jahren begonnenen Arbeiten der Norddeutschen Seewarte und ihres Nachfolgeinstituts, der Deutschen Seewarte, im Rahmen ihrer Aufgaben weiterführen: auf der einen Seite die ozeanographisch-geophysikalisch-nautischen und auf der anderen die meteorologischen Arbeiten. So ist es mir zugefallen, mit einigen ergänzenden Worten die Bedeutung der Seewarte aus der Sicht der Meteorologen abzuschätzen.

Ich bin den Veranstaltern dieser Tagung sehr dankbar dafür, daß sie mir diesen Auftrag erteilt haben, denn es ist nicht nur sehr reizvoll, sich wieder einmal selbst klar darüber zu werden, was unsere Väter und Vorfahren in der Meteorologie geleistet haben, sondern auch ein willkommener Anlaß, die Ergebnisse einer solchen Betrachtung denen zu übermitteln, die einmal später unsere Aufgaben fortführen werden. Ich denke dabei vor allem an die hier zahlreich versammelte akademische Jugend von den Hochschulinstituten derjenigen Disziplinen, die in unseren Diensten gepflegt werden, und an die wissenschaftlichen Nachwuchskräfte, die sich anschicken, in ihre Aufgaben hineinzuwachsen.

In unserer heutigen schnellebigen Zeit schweift der Blick selten in die Vergangenheit und unser Trachten — das ist natürlich und gilt besonders für die Jugend — ist weitgehend auf die Gegenwart und Zukunft abgestellt. Wir sollten darüber nicht die Alten vergessen, und die heutige Feierstunde zur 100. Wiederkehr des Tages, an dem die Norddeutsche Seewarte gegründet wurde, ist sicher der rechte Zeitpunkt, ihrer zu gedenken. Hierbei wirkt sich der Umstand besonders glücklich aus, daß eine Reihe von Meteorologen, die der Deutschen Seewarte angehörten und die zu ihrem Rufe beigetragen haben, noch unter uns weilen und uns unmittelbar das Vermächtnis ihres alten Instituts übermitteln konnten. Auch ist unser Abstand noch nicht so groß, daß wir keine persönlichen Eindrücke von der Seewarte mehr aufzuweisen hätten. Haben wir doch noch als junge Menschen mit einem Gemisch von Bewunderung, Ehrfurcht und Neugierde den trutzigen Seewartenbau von der Elbe aus betrachtet und ihn voller Erwartung betreten, um uns einen Blick in die Arbeit zu verschaffen, die darin geleistet wurde.

Lassen Sie mich an die Worte meines Freundes ROLL anknüpfen, der in seiner Würdigung der Seewarte eine Anzahl von hervorragenden Meereswissenschaftlern und Geophysikern nannte und dabei bemerkte, diese Liste ließe sich leicht durch berühmte Namen aus der Meteorologie verlängern.

In der Tat hat die Seewarte mehrere Generationen von Meteorologen hervorgebracht, unter denen einzigartige Persönlichkeiten zu finden sind. Die Ausgangslage dafür war aber auch besonders günstig: Norddeutsche Seewarte und Deutsche Seewarte waren Gründungen mit umfassenden Aufträgen, wie sie für das Deutschland jener Zeit einmalig waren, mit einer Blickrichtung, die weit über die Grenzen unseres Vaterlandes hinausging, und die daher von der Aufgabenstellung her tatkräftigen und wagemutigen Naturwissenschaftlern die Möglichkeit eröffneten, sich in ganz neuen Kategorien zu entfalten. Und die Männer, die sich dieser Idee verschworen hatten und die dann an die Spitze der Neugründungen traten oder berufen wurden, verdienen unsere ungeteilte Bewunderung, denn ihnen ist die Ent-

wicklung der maritimen und auch der allgemeinen Meteorologie zu dem heutigen hohen Stande ganz wesentlich zu verdanken.

Wenn heute alle Länder der Erde einen ihnen angemessenen Beitrag zum Programm der Welt-Wetterwacht leisten, das von den Vereinten Nationen gefördert und von der Weltorganisation für Meteorologie in den Einzelheiten abgesteckt ist, und sich u. a. darum bemühen, die Beobachtungslücken auf den Ozeanen zu schließen, so kann man getrost sagen, daß schon jene Pioniere den Weg wiesen.

FREEDEN und NEUMAYER sind die Männer der ersten Stunde. Zu ihnen gesellen sich bald KÖPPEN, VAN BEBBER und SPRUNG und ihnen schließt sich eine lange Reihe bedeutender Meteorologen an, die sowohl der Wissenschaft wie der wetterdienstlichen Praxis gedient haben und deren Wirken bis in unsere Zeit hineinreicht: GROSSMANN, KLEINSCHMIDT, CASTENS, KURT und ALFRED WEGENER, WIEGAND, SEMMELHACK, GEORGI, KUHLBRODT, SEILKOPF, RODEWALD und SCHERHAG, um nur die wichtigsten zu nennen.

Wissenschaft und Praxis liegen in der Seewarte unmittelbar nebeneinander. Das geht deutlich aus dem ersten Jahresbericht der Deutschen Seewarte hervor, den NEUMAYER 1878 für die ersten 4 Jahre erstattete und in dem es gleich zu Anfang heißt:

Die Erforschung der physikalischen Verhältnisse aller durch den Verkehr der Völker berührten Meere und der über denselben lagernden Atmosphäre, die praktische Verwertung der dadurch gewonnenen Ergebnisse ist zur Entwicklung, zur Förderung und Sicherheit jenes Verkehrs unerlässlich.

Und es klingt vertraut in unseren Ohren und mutet uns sehr modern an, wenn in dem Bericht weiter gesagt wird:

Unsere Zeit trägt als ein charakteristisches Merkmal der in ihr besonders hervortretenden Bestrebungen die Anwendung der Wissenschaft auf das alltägliche Leben. Wir finden dies für die verschiedenen Zweige der wissenschaftlichen Forschung und für die Meteorologie ganz besonders zutreffend. Der ausübenden Witterungskunde wird gegenwärtig zu Wasser und zu Lande in allen zivilisierten Staaten eine Beachtung und Fürsorge zugewendet, zu welchen sich in anderen wissenschaftlichen Disziplinen nur schwer eine Parallele finden läßt.

Es nimmt kein Wunder, diese Einstellung der praktischen Anwendung naturwissenschaftlicher Erkenntnisse auf das tägliche Leben bei NEUMAYER zu finden, wenn man seinen Lebensweg betrachtet. Er muß ein ungewöhnlich kühner und tatkräftiger Mann gewesen sein und dem entspricht auch seine faszinierende Erscheinung. Im Seewetteramt hängt ein Ölbild von ihm, das immer wieder den Blick auf sich zieht, und wir kennen eine frühe Fotografie von den Teilnehmern am Internationalen Meteorologenkongreß in Rom 1879, die NEUMAYER, in der ersten Reihe sitzend, den breitkrämpigen Hut unternehmungslustig auf eine Seite gezogen, in einer sehr selbstbewußten und sicheren Haltung zeigt.

Der Beginn seines Lebensweges mutet uns fast abenteuerlich an, wenn wir bedenken, daß er, der 1826 in der Pfalz geboren wurde, nach dem Besuch des Lyzeums in Speyer und dem Studium am Polytechnikum und der Universität München mit 24 Jahren, trotz Abratens sei-

ner Familie als Matrose anheuerte. Seine zweite Seereise — er hat inzwischen sein Schifferexamen gemacht — führt ihn nach Australien, wo er Impulse empfängt, die für seinen weiteren Weg entscheidend sind. Daß er dabei auch bei den Goldwäschern auftaucht und versprengten Seeleuten nautischen Unterricht erteilt, um ihnen die Rückkehr zu ihrem Beruf zu erleichtern, ist bezeichnend für ihn. 1854 kehrt er — 28 Jahre alt — nach Europa zurück mit dem Entschluß, sich die Mittel zu verschaffen für die Gründung eines Observatoriums in Melbourne mit den Aufgaben:

Fortsetzung der magnetischen Beobachtungen des nach 9jähriger Tätigkeit eingegangenen Observatoriums in Hobarton,

Pflege der nautischen Meteorologie nach dem Vorbilde MAURYs und

geophysikalische Erforschung der Antarktis.

HUMBOLDT, LIEBIG und FARADAY fördern seine Vorschläge, der König von Bayern unterstützt ihn finanziell mit dem Ergebnis, daß er 1856 mit reicher wissenschaftlicher Ausrüstung nach Melbourne zurückkehrt. Es folgen 7 Jahre des Wirkens auf den Gebieten des Erdmagnetismus, der Meteorologie, der Nautik und Geographie als Leiter des Observatoriums. Dann verläßt er die errungene schöne Stellung eines englischen Kolonialbeamten, weil er sein Beobachtungsnetz in gutem Gang weiß und die Zeit für gekommen hält, in seinem Vaterland seinen Ideen nachzugehen. Sein Ruf ist noch heute in Australien groß und der australische Wetterdienst sieht in ihm seinen Gründer.

1864 trägt NEUMAYER in der schon erwähnten Geographenversammlung in Frankfurt seine Pläne für die Gründung einer deutschen Zentralstelle für Hydrographie und maritime Meteorologie vor. Doch waren die Zeitumstände für eine solche Gründung noch nicht günstig. Erst im neuerstandenen Deutschen Reich fanden NEUMAYERs Pläne fruchtbaren Boden. 1871 verfaßt er gemeinsam mit WILHELM VON FREEDEN den Plan der Errichtung einer Reichs-Seewarte und 1875 kommt es zur Gründung der Deutschen Seewarte, in der die FREEDEN'sche Norddeutsche Seewarte aufgeht.

Die meteorologische Arbeit auf den Meeren befand sich zu dieser Zeit durch die energische 7jährige Organisationsarbeit FREEDENs auf gutem Wege. Es galt, sie fortzuführen und auszubauen und die Ergebnisse des durch die Beobachtungen der deutschen Seeleute zusammenströmenden Materials in einer mit den Anforderungen der Zeit fortschreitenden Weise zu bearbeiten. Es gelang, das Vertrauen und den Eifer der Seeleute in einem so großen Maße zu wecken, daß die völlig freiwillige Beobachtungsarbeit in der deutschen Handelsmarine die umfassendste ihrer Art überhaupt wurde. Diese Tradition hat sich fortgesetzt bis in unsere Tage, und wir erkennen mit großer Dankbarkeit diesen Beitrag der Nautiker auf See für die Wissenschaft und ihre praktische Anwendung an.

Viel ungünstiger war die Lage in der Instrumententechnik und nicht minder schlimm stand es auf dem Gebiet der Landmeteorologie und der Wettertelegraphie. Hier war Deutschland, in dem einmal BRANDES 1820 mit Hilfe von Daten aus den Mannheimer Ephemeriden von 1783 nachgewiesen hatte, wie Luftdruck, Wind und Wetter zusammenhängen, um 20 Jahre hinter den Nachbarländern zurückgeblieben. NEUMAYER brauchte, um seiner Überzeugung von der Notwendigkeit der Einführung der synoptischen Meteorologie auch in Deutschland Geltung zu verschaffen, der wissenschaftlichen Unterstützung. Aber nur an den kleinen meteorologischen Anstalten von Sachsen, Württemberg und Baden konnte er sie finden, denn das Preußische Meteorologische Institut unter DOVE wollte von solchen Neuerungen nichts wissen. NEUMAYER war von der Notwendigkeit der Reform so überzeugt, daß er nach der Gründung der

Seewarte die Berufung eines jungen Fachmannes aus dem Ausland, des Deutschrussen WLADIMIR KÖPPEN, durchsetzte.

NEUMAYER tritt 1903, im Alter von fast 78 Jahren, von der Leitung der Seewarte zurück, nachdem alle seine Träume, die er auf der Frankfurter Geographenversammlung vorgetragen hatte, in Erfüllung gegangen waren. Er übersiedelt in seine alte Heimat, die Pfalz, und seine bewundernswerte Rüstigkeit erlaubt ihm, einige große Arbeiten zum Abschluß zu bringen.

1906 feiert er in unverwüthlicher Frische seinen 80. Geburtstag. Aber Beschwerden und die Vereinsamung des Alters sind auch ihm nicht erspart geblieben, und als sich zu den körperlichen Leiden Krankheit und Tod der Schwester gesellten, durch die er, der Junggeselle, eine freundliche Häuslichkeit genoß, da war es auch mit seiner Widerstandskraft zu Ende. Im Mai 1909 empfing er noch KÖPPEN auf der Durchreise sehr herzlich, aber in großer Schwäche, und bald darauf erlöste ihn ein sanfter Tod.

KÖPPEN hat das alles in seinem ergreifenden Nachruf auf NEUMAYER in der Meteorologischen Zeitschrift 1909 geschildert. Und er sagt dazu:

Das Bild NEUMAYERs wäre unvollständig, wenn wir eines hervorragenden Zuges nicht gedächten: seiner außergewöhnlichen Liebenswürdigkeit und herzlichen Höflichkeit sowie seiner steten Bereitschaft, zu helfen und zu fördern.

Die Entfaltung der Maritimen Meteorologie, aber auch der Allgemeinen Meteorologie und der Klimatologie an der Seewarte ist weitgehend das Werk WLADIMIR KÖPPENs. Er ist die zweite ganz überragende Persönlichkeit der Seewarte. Seine Ideen, seine enorme Arbeitskraft und Vielseitigkeit, sein Sinn für das verflochtene Naturgeschehen und seine Überzeugungskraft trugen ganz wesentlich dazu bei, den Namen der Deutschen Seewarte in der Welt bekannt zu machen.

KÖPPEN wurde 1875 Leiter der Abteilung III der Deutschen Seewarte, die nach der von der Admiralität erlassenen Instruktion als Zentralstelle für Wettertelegraphie, Küstenmeteorologie und das deutsche Sturmwarnwesen wirkte und sich nach und nach zur Zentralstelle für die ausübende Witterungskunde in Deutschland entwickelte. Damit führte KÖPPEN die synoptische Meteorologie in Deutschland ein. Seine Abteilung veröffentlicht am 1. Januar 1876 den ersten gedruckten täglichen Wetterbericht der Deutschen Seewarte und am 16. Februar 1876 die tägliche synoptische Wetterkarte. Im nächsten Jahr wagt KÖPPEN auch den Schritt, die Witterungsübersichten durch Vorhersagen zu ergänzen. Seit dieser Zeit liegen die in Hamburg herausgegebenen Wetterberichte in ununterbrochener Reihenfolge bis zum Ende des letzten Krieges vor, deren Tradition vom Deutschen Wetterdienst seit seiner Gründung fortgesetzt wird.

Für Studien in der synoptischen Meteorologie lagen nun täglich Wetterkarten für Europa und für Nordamerika vor, aber eine Verknüpfung war noch nicht möglich. Was war das Schicksal der an der ostamerikanischen Küste verschwindenden und an der Westküste Europas erscheinenden Tiefdruckgebiete auf dem Ozean? Wohl hatte die Seewarte das meteorologische Beobachtungsnetz der deutschen Schiffe auf dem Ozean geschaffen. Aber es dauerte noch Jahrzehnte, bis es gelang, diese Schiffsbeobachtungen durch Funk ohne Zeitverlust dem Zentralinstitut zu melden.

Erst nach Ablieferung der Wettertagebücher waren damals die Beobachtungen nutzbar. Auf Drängen KÖPPENs wurden schon 1875 die Daten dem Dänischen Meteorologischen Institut übergeben, und um finanzielle Schwierigkeiten zu überwinden, wurden die Wetterkarten, die Europa, den Nordatlantik und Nordamerika

überdeckten, die sog. HOFFMEYER-Karten, von 1884 bis 1914 von dem Kopenhagener und dem Hamburger Institut gemeinsam herausgegeben. KÖPPEN hat sehr viel Arbeit auf dieses Kartenwerk verwandt, aber im Grunde lag ihm die Routinearbeit nicht, und er sehnte sich nach ungebundener wissenschaftlicher Arbeit.

1879 schon ging sein Wunsch in Erfüllung. Eine einmalige organisatorische Lösung innerhalb des behördlichen Wetterdienstes in Deutschland wurde gefunden: die Stelle des „Meteorologen der Seewarte“ wurde geschaffen. KÖPPEN allein hat sie innegehabt, und er schreibt frohlockend: „Ich war nun Abteilungsvorstand ohne Abteilung und alle administrative Tätigkeit und die tägliche Terminarbeit los und konnte rein wissenschaftlich arbeiten.“

Es begann nun seine ungewöhnlich reiche Schaffensperiode, die sich bis in das Jahr 1940, als er 93jährig starb, erstreckte und in der er die Entwicklung der gesamten Meteorologie stark beeinflusste.

Seine Tochter ELSE WEGENER-KÖPPEN, die Frau ALFRED WEGENERS, hat den Lebensweg ihres berühmten Vaters unter Verwendung von KÖPPENs eigenen Aufzeichnungen niedergeschrieben. Das kleine Werk ist 1955 in der Reihe „Große Naturforscher“ erschienen, und mit Bewunderung, aber auch mit Rührung können wir dort dieses ungewöhnliche Gelehrtenleben nachempfinden.

Die Seewarte ist bis zu ihrer Auflösung ein großer Anziehungspunkt für Meteorologen gewesen — auch aus dem Ausland — und das bedeutendste Zentrum der deutschen angewandten Meteorologie. Die Arbeitsrichtungen waren vielseitig und der Blick der Meteorologen wurde durch planmäßig geförderte Reisen ins Ausland erweitert. WEGENER, KUHLEBRODT und SEILKOPF wenden sich frühzeitig der Aerologie über dem Atlantik zu und schaffen das notwendige Meßgerät. 1924 werden die ersten Höhenwindkarten auf Grund von Beobachtungen gezeichnet. SCHERHAG entwickelt eine Methode zur Konstruktion der Höhenwetterkarten und vom 1. September 1934 an werden regelmäßig Höhenwetter-

karten der 500 mb-Fläche und der relativen Topographie im „Täglichen Wetterbericht“ veröffentlicht, wahrscheinlich die ersten Höhenwetterkarten, die überhaupt veröffentlicht wurden. Der Funk-Wetterfernmeldedienst der Seewarte wird unter BENKENDORFF und AHLGRIMM ausgebaut mit Wirkung auf ganz Europa. Schon Mitte der 20er Jahre beginnen Versuche der Wetterkartenübertragung auf Schiffe durch Bildfunk, Vorläufer der heutigen Faksimilesendungen, mit überraschend guten Ergebnissen. Überseeklimatologie und Laderaummeteorologie werden aufgegriffen und neben den täglichen Routinearbeiten laufen Untersuchungen und Forschungen, die bis in unsere Zeit wirken: LANG entwickelt eine der ersten Radiosonden, RODEWALD findet mit dem Dreimasseneck neue Zusammenhänge an der Frontalzone und SEILKOPF die sog. Strahlströmung auf Grund des Studiums der täglich konstruierten Wetterkarten im 500 mb-Niveau. Mit der Wetterberatung der Zeppelinfahrten über den Atlantik in den frühen 20er Jahren beginnt ein neues und erregendes Kapitel meteorologischer Arbeit der Seewarte, das als eine mit Glanz bestandene Pioniertat in die Geschichte eingegangen ist. Halten wir uns doch vor Augen, daß ein Ost-West-Flug der Zeppeline 3 bis 4 Tage dauerte und daß ihrer meteorologischen Navigation die Wetterberatung der Arbeitsgruppe SEILKOPF zugrunde lag, die durch Funk übermittelt wurde.

So können wir heute feststellen, daß die Geschichte der Deutschen Seewarte in großen Zügen die Geschichte der deutschen synoptischen Meteorologie einschließt und daß die Wirkung der ursprünglich von KÖPPEN geleiteten Wetterdienst-Abteilung unter van BEBBER, GROSSMANN und KLEINSCHMIDT weit über unser Land hinausging.

Das war möglich, weil die Seewarte immer wieder begabte Meteorologen anzog, die sich in ihr entfalten konnten. Mögen ihre Leistungen den heutigen jungen Wissenschaftlern ein Beispiel sein und sie anspornen, in einer äußerlich veränderten, aber ebenso wie damals mit Problemen erfüllten Welt, ihren angemessenen Beitrag zu liefern zum Fortschritt in der Meteorologie und damit zur Wohlfahrt der Menschheit.

1. Wechselwirkung Ozean - Atmosphäre

DK 551.510.522

Versuche zum Nachweis laminarer Grenzschichten über dem Meer

von

H. HINZPETER und P. LOBEMEYER

Zusammenfassung

Es wird ein Verfahren beschrieben, das Temperaturprofile bis zu einem Abstand von der Wasseroberfläche von etwa 10^{-2} cm zu messen erlaubt. Wir haben zwei kurze Meßserien über der Ostsee und eine über dem Atlantik hinsichtlich des Auftretens laminarer Grenzschichten untersucht. Für die Messungen über der Ostsee wird versucht, die gefundenen „Grenzschichten“ in Abhängigkeit von der Schubspannungsgeschwindigkeit zu ordnen. Für die Schubspannungsgeschwindigkeiten von mehr als 35 cm/sec lassen sich nach diesem Verfahren keine „Grenzschichten“ mehr nachweisen.

Abstract

A method is described for measuring the temperature profile up to a distance of the order of 10^{-2} cm from the sea surface. Two short series in the Baltic and one in the Atlantic Ocean are discussed in respect to the existence of a laminar boundary layer. For the measurements in the Baltic it is tried to arrange them in dependence from the friction velocity. The existence of such layer could not be proved for friction velocities greater than 35 cm sec⁻¹.

An einer festen Grenzfläche ist die Geschwindigkeit des Mediums Null, und in der Nähe dieser Grenzfläche muß sich dann eine dünne Schicht ausbreiten, in der die Transportprozesse durch die molekularen Eigenschaften des Mediums bestimmt werden. Die Dicke jener Schicht ist von der Art der zu transportierenden Größe abhängig, in der Atmosphäre für Wärme- und Impulstransport aber nahezu gleich. In dem Medium tritt so ein Geschwindigkeitsgradient auf, der in größerem Abstand von der Grenzfläche zu einer turbulent durchschichteten Zone führt, die in ihren unteren Bereichen logarithmische Profile der transportierenden Größen zeigt. Die untere Schicht wird als laminare Grenzschicht, die obere als turbulente Grenzschicht bezeichnet, die durch eine Übergangsschicht mit abnehmendem Einfluß der molekularen Eigenschaften verbunden sind.

Die Dicke der laminaren Schicht ist nach dimensionsanalytischen Überlegungen der kinetischen Zähigkeit proportional und der Schubspannungsgeschwindigkeit umgekehrt proportional. Bei verschwindender Schubspannungsgeschwindigkeit würde die Grenzschicht unendlich dick, und WEBB (SWINBANK (4)) schlägt das halb vor, bei kleiner Schubspannungsgeschwindigkeit und gegebenem Wärmefluß anzunehmen, daß sich die Grenzschicht bei gegebenem Wärmefluß gerade soweit erstreckt, daß in ihr noch keine Konvektion entsteht. Die RAYLEIGH-Zahl jener Schicht ist dann die kritische RAYLEIGH-Zahl, und bei gegebenem Wärmefluß lassen sich dann Dicke der Grenzschicht und das Temperaturgefälle in derselben leicht ermitteln. Die laminare Grenzschicht wäre dann für kleine Schubspannungsge-

schwindigkeiten unabhängig von der Schubspannungsgeschwindigkeit (vielleicht einige Millimeter dick), mit zunehmender Schubspannungsgeschwindigkeit erfolgt nach einem Übergangsbereich die Abnahme der Dicke umgekehrt proportional zur Schubspannungsgeschwindigkeit.

Im Sinne der technischen Strömungslehre können solche Überlegungen nur für „aerodynamisch glatte“ Grenzflächen gelten, d. h. für solche, bei denen Krümmungsradien oder die linearen Dimensionen von „Unebenheiten“ der Grenzfläche kleiner sind als die Dicke der laminaren Grenzschicht. Sind diese Gegebenheiten nicht mehr erfüllt, dann durchstoßen die Unebenheiten (Rauigkeitselemente) die Grenzschicht und die turbulente Grenzschicht reicht bis zu diesen Unebenheiten herunter. Ist die Zahl dieser Rauigkeitselemente hinreichend groß, dann stellen sie die für die Transportprozesse wesentlichen Grenzfläche (aerodynamisch rau) dar, und die Prozesse werden dann vollständig durch die Gesetze der turbulenten Grenzschicht bestimmt.

Faßt man die bewegte Oberfläche des Ozeans als interne Grenzfläche auf, dann wird diese nach der kinematischen Grenzflächenbedingung stets von denselben Luft- und Wasserteilchen gebildet, und man darf dann laminare Schichten in beiden Medien postulieren. Für die Grenzschicht in der Atmosphäre ergibt sich dann die Frage, ob die Wasseroberfläche als aerodynamisch rau oder glatt anzusehen ist. Da hierfür nur wenige indirekte Hinweise vorliegen, haben wir versucht, ein direktes Meßverfahren zu benutzen, das im Prinzip

sehr einfach ist. Es soll die Dicke der für den Wärme-
fluß maßgebenden Grenzschicht bestimmen und dazu
wird vorausgesetzt, daß der Wärmefluß im unteren
Meter konstant ist. Da der Diffusionskoeffizient in 1 m
Höhe etwa 10^3 mal so groß wie der molekulare Diffu-
sionskoeffizient ist, muß bei Konstanz des Wärme-
flusses der Temperaturgradient in der laminaren Grenz-
schicht etwa 10^3 mal größer sein als in 1 m Höhe. Ähn-
liche Messungen sind bei windschwachem Wetter und
meist kleinen Wasserflächen bereits von BRUCH (2),
WOODCOCK und STOMMEL (5) und ROLL (3) durch-
geführt worden. Über dem Ozean wird dieses Meß-
prinzip schwierig, da die Grenzfläche sich mit den Wel-
len bewegt und es bleibt so nur die Möglichkeit, ein

Thermometer aus einer gewissen Höhe mit einer Ge-
schwindigkeit ins Wasser zu fieren, die größer als die
Vertikalgeschwindigkeit der Wasseroberfläche ist.
Nimmt man die Dicke der Grenzschicht mit 1 mm an,
dann muß diese vom Thermometer in etwa 10^{-3} sec.
durchfallen werden. Will man die Temperaturstruktu-
ren der Grenzschicht dann noch auflösen, dann muß
eine Dimension des Thermometers klein gegen 1 mm und
seine Zeitkonstante klein gegen 10^{-3} sec. sein.

Für unsere Versuche haben wir deshalb ein Wider-
standsthermometer aus 10^{-3} mm dickem Platindraht be-
nutzt. Die mechanische Anordnung des Temperatur-
fühlers zeigt Abbildung 1. Aus einem Plastikguß-Kör-

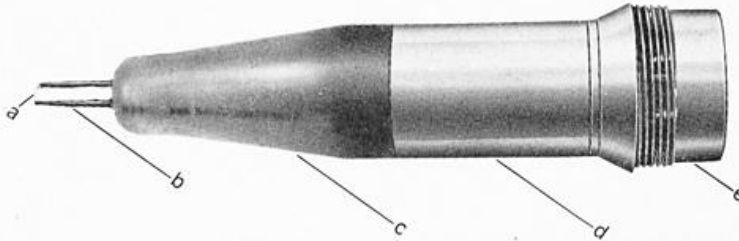


Abb. 1
Thermometerkopf (a Meßfühler, b Halterung, c Aralditkörper,
d Messinghülle, e Steckteil).



Abb. 2
Messinghülle (geöffnet) zur Aufnahme des Meßkopfes.
Enthält Teile der Wheatstone Brücke, Vorverstärker,
stabilisierte Speisespannungen u. ä.

per ragen zwei Nadeln 2 cm heraus, zwischen denen
auf einer Länge von 1 mm das Widerstandsthermometer
gespannt ist. Der gesamte Meßkopf sitzt in einer mit
Gewinde versehenen Messinghülle und kann in ein
größeres Gerät eingeschraubt werden. Einfacher Aufbau
und schnelle Auswechsellmöglichkeit des Fühlers sind
notwendig, da die empfindlichen Thermometer beim
Aufschlagen auf die Wasseroberfläche meist zerstört
werden. Die Dicke eines solchen Widerstandsdrahtes ist
klein gegenüber der angenommenen Dicke der lamina-
ren Grenzschicht und die experimentell bestimmte Zeit-
konstante ($< 4 \times 10^{-5}$ sec.) ist ebenfalls klein gegenüber
der Zeit, die für das Durchfallen der Grenzschicht be-
nötigt wird.

Diese Köpfe sind in die in Abbildung 2 gezeigte An-
ordnung eingeschraubt, die im wesentlichen aus einer
Messinghülle besteht, die die anderen Teile der Weat-
stonschen-Brücke und einen Vorverstärker trägt. Durch
Kabel erfolgt dann die weitere Übertragung des Signals
auf eine Registriereinrichtung. Jede Registrierung der
Temperatur des Fühlers wird eine Temperatur-Zeit-
Registrierung sein, die in eine Temperatur-Höhenbe-
ziehung umgeformt werden muß. Dazu muß der Ab-
stand des Sensors auf der Wasseroberfläche als Funk-
tion der Zeit bekannt sein. Dies ist wegen der bewegten
See schwierig und uns nur unvollkommen gelungen.
Unsere Methode benutzt im Prinzip nur die Änderung
des Widerstands einer ins Wasser tauchenden Schleife.
Beim Fieren der Sonde erhält man eine Widerstand-
Zeit-Beziehung, die durch eine Eichkurve in eine Ab-
stand-Zeit-Beziehung umgesetzt werden kann. Um eine
größere Auflösung der Sondenentfernungen von der
Wasseroberfläche zu erhalten, würde die eine Seite der
Drahtschleife durch eine Kette von Feinwiderständen
ersetzt. Schleife und Widerstände sind so isoliert, daß
nur Platinspitzen, die in die Verbindung jeweils zweier

Widerstände gelötet sind, aus der Isolation herausragen.
Beim Fieren dieses Systems ändert sich jetzt der Wider-
stand nicht kontinuierlich, sondern in Form einer Stufen-
kurve. Differenziert man diese elektrisch, so liefert
jedes Eintauchen einer Platinnadel eine Spannungss-
pitze und damit eine Marke auf der Registrierung. Da
der Abstand der Platinspitzen vom Thermometer be-
kannt ist, kann so in Abständen von je 5 mm von der
Wasseroberfläche die Temperatur bestimmt werden.
Zwischen diesen Punkten muß linear interpoliert wer-
den. Diese Widerstandskette ist mit der Apparatur, die
den Temperaturfühler trägt, fest verbunden und taucht
im Lee des Thermometers in etwa 3 cm Abstand von
diesem ins Wasser.

Die Abbildung 3 zeigt das Beispiel einer solchen Regi-
strierung. In der Nähe des Sensors folgen die Marken
in geringem Abstand. Hier wird in der Nähe der Was-
seroberfläche eine möglichst gute Auflösung erreicht.
Nach dieser Methode wurden 1965 und 1966 eine Reihe
von Messungen über der Ostsee und 1967 über dem
subtropischen Atlantik durchgeführt. Die gesamte An-
ordnung für die Ostseeveruche zeigt die Abbildung 4.
Auf dem 15 m hohen Dreibein der Universität Hamburg
steht ein Mast mit den klassischen Instrumenten zur
Bestimmung des vertikalen Temperatur- und Wind-
profils, so daß die Schubspannungsgeschwindigkeit und
der Wärmefluß bestimmt werden können. Vom gleichen
Mast wird auch die Meßsonde gefiert. Die Signale wer-
den über Schwimmkabel auf ein 200 m entferntes Schiff
übertragen. Abbildung 5 gibt die Auswertung dieser
Ergebnisse für die gefundenen Dicken der laminaren
Grenzschicht in Abhängigkeit von der Schubspannungs-
geschwindigkeit. Für Schubspannungsgeschwindigkei-
ten größer als 35 cm/sec. konnten nach dieser Methode
keine laminaren Grenzschichten mehr nachgewiesen
werden. (Für Profilmessungen siehe BROCKS (1).)

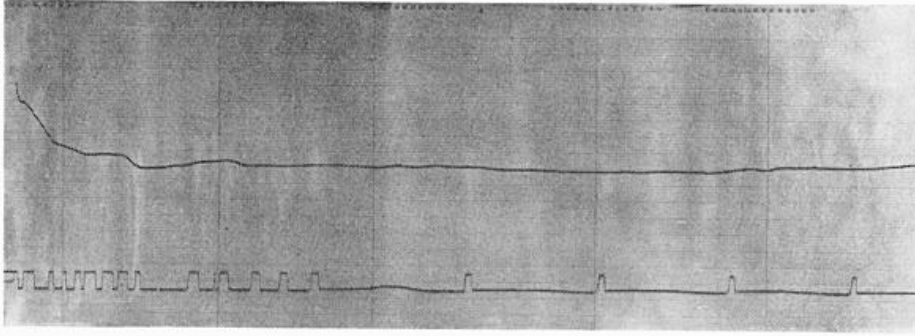


Abb. 3
Beispiel einer Registrierung
(oben Temperatur, unten Abstandsmarken).

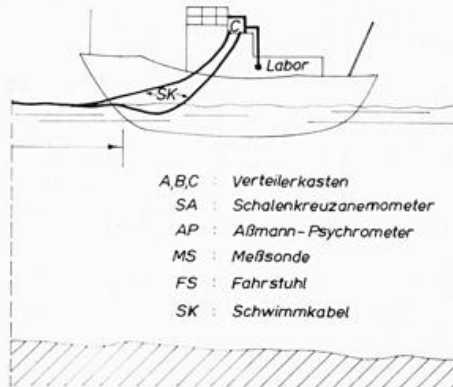
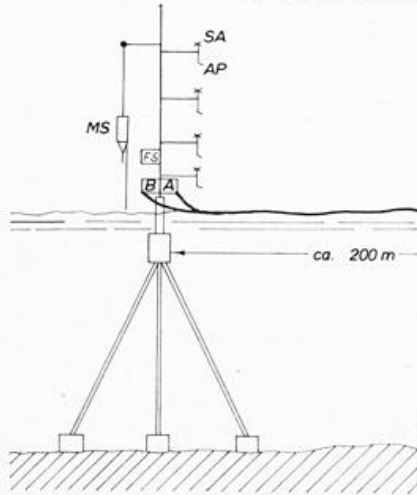


Abb. 4
Meßanordnung auf der Ostsee.

- A, B, C : Verteilerkasten
- SA : Schalenkreuzanemometer
- AP : Aßmann- Psychrometer
- MS : Meßsonde
- FS : Fahrstuhl
- SK : Schwimmkabel

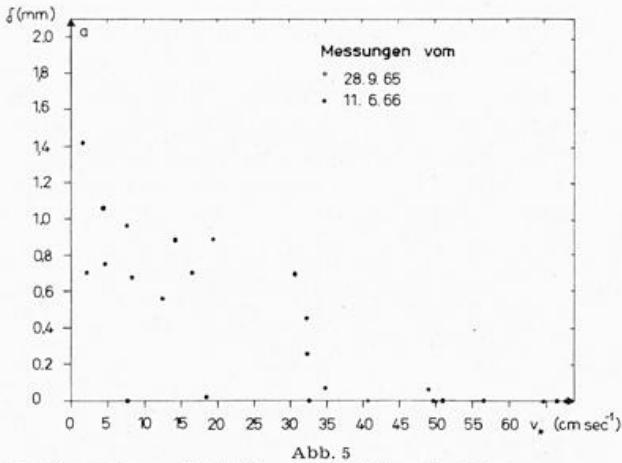


Abb. 5
Laminare Grenzschichtdicke als Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit aus Messungen über der Ostsee.

Die Dicke der Grenzschicht beträgt etwa 1 mm und ihre Mächtigkeit nimmt mit abnehmender Schubspannungsgeschwindigkeit zu. Bei der Streuung der Werte läßt sich kaum eine Hyperbel hindurchlegen. Bestimmt man jedoch aus der Schubspannungsgeschwindigkeit und der Grenzschicht jeweils die Proportionalitätskonstante, dann erhält man dafür den Wert 7, was auch mit einigen anderen indirekten Bestimmungen übereinstimmt (d. h. $d = 7 \nu / u_x$).

Für die Messungen über dem Atlantik ließen sich diese günstigen Meßbedingungen leider nicht einhalten. Der Fühler wurde hier vom Bug der „Meteor“ über einen Ausleger so gefiert, daß er etwa 7 m vom Schiff entfernt in das Wasser eintauchte. Zu jeder Messung lag das Schiff mit dem Bug gegen den Wind. Insgesamt

wurden dabei etwa 120 Sondierungen durchgeführt, die der zeitlichen Reihenfolge nach qualitativ in der Abbildung 6 zusammengestellt sind. Jedes Profil gilt für eine Höhe von etwa 3 cm über der Wasseroberfläche. Aus ihm kann man entnehmen, daß auch in den unteren 3 cm über längere Zeit ähnliche Strukturen erhalten bleiben, wie dies insbesondere am 17. und am 26. 4. zu erkennen ist. Leider war es noch nicht möglich, diese Profile bezüglich des Auftretens laminarer Grenzschichten quantitativ zu untersuchen. Es wurden deshalb lediglich 10 Profile willkürlich herausgesucht und von Hand ausgewertet. In halblogarithmischer Darstellung sind diese Profile in der nächsten Abbildung zusammengestellt. Sie sind der am Schiff beobachteten Windgeschwindigkeit entsprechend geordnet. Links stehen die Profile bei geringer, rechts bei großer Windgeschwindigkeit. Die Windgeschwindigkeit umfaßt den Bereich von 3—7 m/sec. Sieht man von den beiden rechten Profilen ab, dann treten bei etwa 8 mm Abstand von der Wasseroberfläche deutlich Abweichungen von einem logarithmischen Profil auf, die wir als die Obergrenze einer laminaren Grenzschicht deuten.

Die Grenzschichtdicken wurden von einem Maschinenprogramm mit der Annahme gerechnet, daß eine PRANDTLsche Schicht mit einem logarithmischen Temperaturprofil direkt auf einer laminaren Grenzschicht aufliegt. Jedoch ergeben diese Rechnungen keine wesentlich anderen Werte für die Dicke der Grenzschicht als wir sie hier unmittelbar mit dem Auge der Darstellung entnehmen können. Wir fänden damit, daß die Grenzschicht über dem Atlantik 7- bis 8mal mächtiger ist als über der Ostsee. Ähnlich wie über der Ostsee scheint für größere Windgeschwindigkeiten (6 m/sec) eine Grenzschicht nicht nachweisbar zu sein. Die Angaben sind jedoch nur als vorläufige Ergebnisse anzusehen.

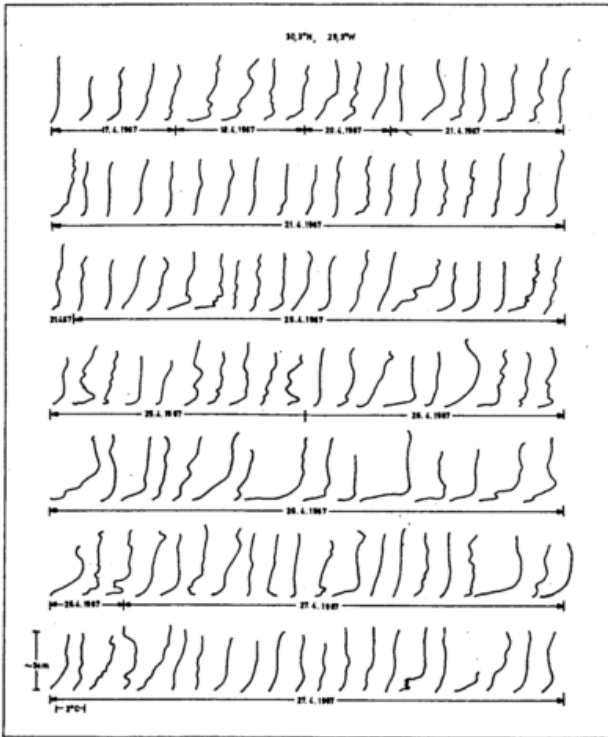


Abb. 6

Unkorrigierte Profile aus den Messungen über dem Atlantik.

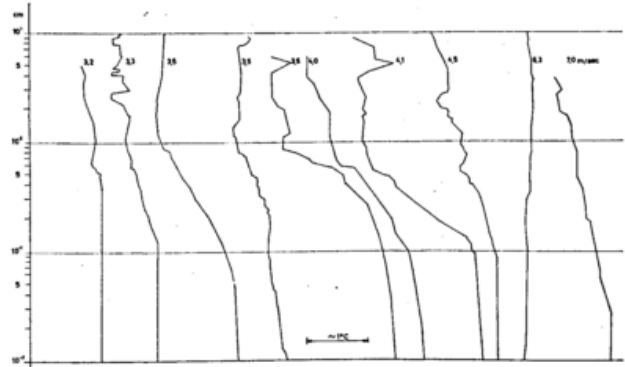


Abb. 7

Zehn mit Hilfe der Abstandsmarken korrigierte Profile aus Messungen über dem Atlantik, nach der Windgeschwindigkeit geordnet.

Literatur

- (1) BROCKS, K.: Ein neues Gerät für störungsfreie meteorologische Messungen auf dem Meer, Arch. f. Met, Geoph. und Bioklim., S. A., 11 (1959) S. 227.
- (2) BRUCH, A.: Die vertikale Verteilung von Windgeschwindigkeit und Temperatur in den untersten Metern über der Wasseroberfläche, Veröff. Inst. Meerekunde, Berlin, N. F. A. 38 (1940).
- (3) ROLL, H. U.: Die vertikale Temperaturverteilung in der wassernahen Luftschicht, Ann. Meteor. 1 (1948) S. 353.
- (4) SWINBANK: Mitteilung auf der IUGG-Tagung in Luzern, Sept.—Okt. 1967.
- (5) WOODCOCK, A. H.; STOMMEL, H.: Temperatures observed near the surface of fresh water pond at night. J. Meteor. 4 (1947) S. 102.

DK 551.511.33

Latent and sensible heat flux in the atmospheric surface layer of the equatorial Atlantic

von

HEINRICH HOEBER

Abstract

Vertical fluxes of sensible and latent heat in the atmospheric surface layer of the equatorial Atlantic are computed by means of the aerodynamic method, and details of their behaviour are discussed.

Zusammenfassung

Vertikale Ströme von fühlbarer und latenter Wärme in der wassernahen Luftschicht des tropischen Atlantik werden nach der aerodynamischen Methode berechnet, und Einzelheiten ihres Verhaltens werden diskutiert.

Measurements of the vertical distribution of wind speed u , potential temperature Θ and specific water vapor content q in heights between 1.5 and 9 meters by means of a semi-stabilized buoy, which were performed during the Atlantic Expedition 1965 (IQSY) with R. V. „Meteor“, permit determination of the gradients of the three properties, valid for a height of approx. 4 meters. A survey of the meteorological programs of the expedition has been given by BROCKS (1), a description of the profile instrumentation by DUNCKEL (2).

The well known similarity hypothesis of MONIN and OBUCHOW (4) yields formulas for the vertical flux of latent heat (E) and sensible heat (H):

$$E = -\zeta \cdot l \cdot k^2 \frac{1}{\Phi_M \cdot \Phi_W} \cdot \frac{\partial u}{\partial \ln z} \cdot \frac{\partial q}{\partial \ln z} \quad [1]$$

and

$$H = -\zeta \cdot c_p \cdot k^2 \frac{1}{\Phi_M \cdot \Phi_H} \cdot \frac{\partial u}{\partial \ln z} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial \ln z} \quad [2]$$

(l = specific condensation heat, c_p = specific heat at constant pressure, $k = 0,4$), which mean that the heat fluxes are determinable from the gradients, if the stability functions Φ_M , Φ_H , and Φ_W , giving the influence of the density stratification on the profiles, are known. In the present paper the following expressions are used:

$$\Phi_M = 1 + 4,0 \cdot \frac{z}{L} \quad [3]$$

and

$$\Phi_H = \Phi_W = (1 - 15 \cdot \frac{z}{L})^{-0,55} \quad [4]$$

Equation [3] follows from MONIN and OBUCHOW (4), the constant being a result of various other authors; equation [4] is a result of DYER (3) from measurements above a well saturated green grass area. As L was not measured during the Atlantic Expedition, it is converted into gradient RICHARDSON number by means of equation [5]:

$$Ri = \frac{\Phi_H}{\Phi_M^2} \cdot \frac{z}{L} \quad [5]$$

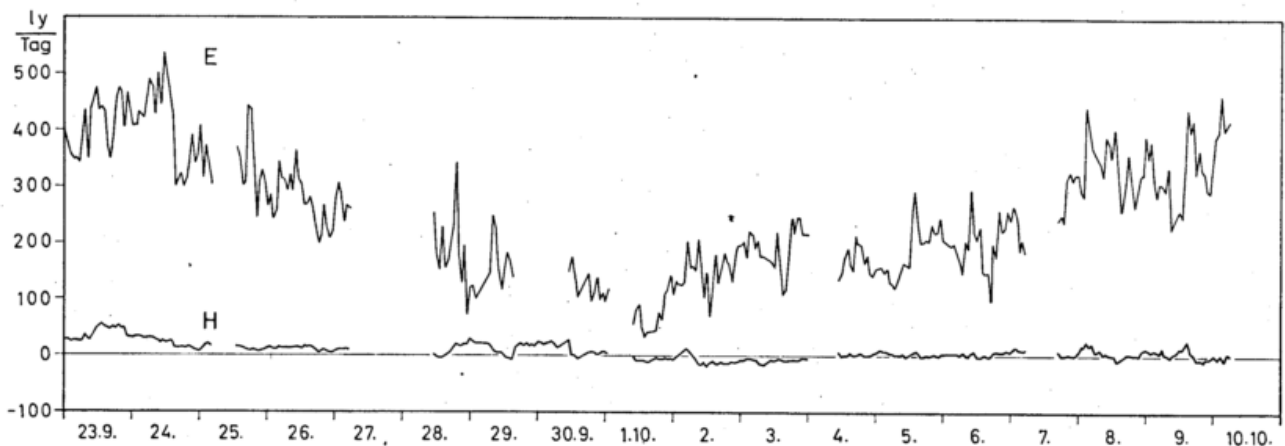


Fig. 1
Mean hourly values of sensible heat flux H and latent heat flux E during the period from 23. Sept. through 10 Oct. 1965, on the equator at 30° W.

The results of the computations are shown in figure 1, where E and H are plotted vs. time for the period of an anchoring station of R. V. "Meteor" on the equator at 30° W. This place, at that time, was well situated within the south east trade wind. Three items are to be mentioned. First the relatively small amount of sensible heat compared to the latent heat should be noticed, this being an effect of the small temperature differences between sea and air in the trade wind region. Second the long term variations of latent heat flux are remarkable: E is varying from nearly 500 ly/day at the beginning and the end to 50 ly/day in the middle of the period. Inspection of the measurements shows that this is due to variations of both the wind- and the humidity-gradient. Third the short term variations of two to four hours duration may be interesting, which are unperiodic but of considerable amplitude. Because of their un-

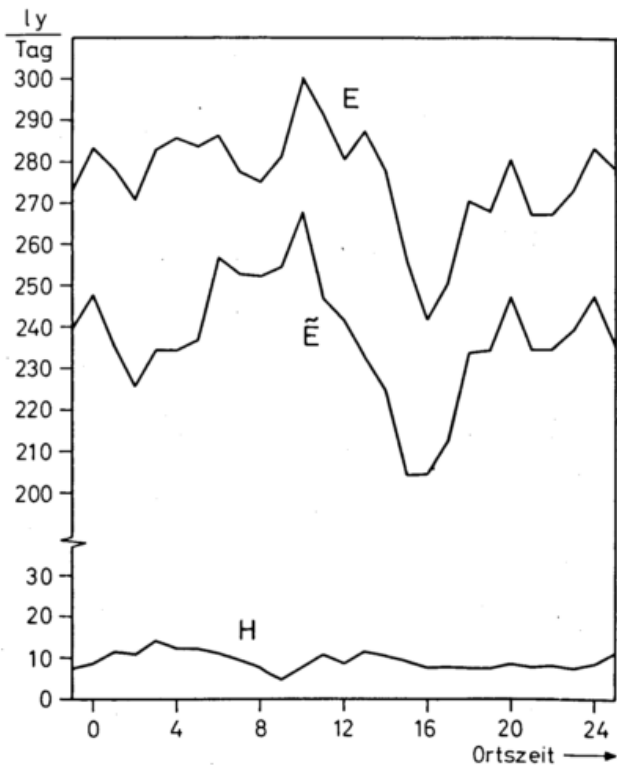


Fig. 2

Mean diurnal variations of sensible heat (H) and latent heat without (\tilde{E}) and with (E) correction due to density stratification.

periodicity they cancel out when a computation of the mean diurnal variation is done, the result of which is shown in figure 2. Here H gives the mean diurnal course for 9 days of the sensible heat flux, E the mean diurnal course of the latent heat flux, and \tilde{E} the same as E but without any correction due to density stratification i.e. with $\Phi_M \equiv \Phi_W \equiv 1$; this is to show the influence of the stability functions. The well marked semi-diurnal wave of \tilde{E} is a result of the pressure-generated in-

phase variation of wind speed and, consequently, of wind speed stratification rather than of humidity stratification, as can be seen from figure 3, which shows the mean diurnal variations of vertical wind and water vapor differences for the same 9 days. The semi-diurnal wave of \tilde{E} is modified when stratification is taken into account, as the more unstable conditions

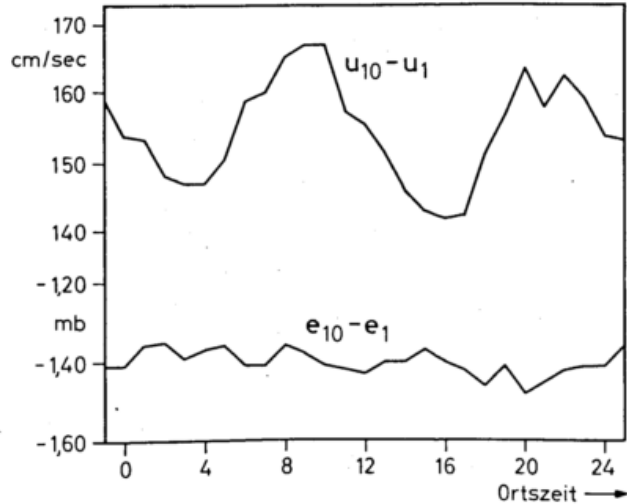


Fig. 3

Mean diurnal variations of vertical differences of wind speed u (above) and water vapor e (below).

during the night lead to a higher correction factor than during the day. Thus the features of the mean daily course of E may be explained as a combined result of the influence of tidal and stratificational effects.

Acknowledgement is made to Prof. Dr. K. BROCKS chief scientist of the expedition, for supporting this investigation.

References

- (1) BROCKS, K.: Das meteorologisch-aeronomische Programm der Atlantischen Expedition 1965 (IQSY) mit dem Forschungsschiff „Meteor“. „Meteor“-Forschungs-Erg. B Nr. 1 (1967) S. V—X.
- (2) DUNCKEL, M.: Eine Apparatur zur Messung des vertikalen Wind-, Temperatur- und Feuchteprofils über dem Ozean. „Meteor“-Forschungs-Erg. B Nr. 1 (1967) S. 45—53.
- (3) DYER, A. J.: The turbulent transport of heat and water vapour in an unstable atmosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 93 (1967) S. 501—508.
- (4) MONIN, A. S.; OBUCHOW, A. M.: Basic regularity in turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. Trudi Geofiz. Inst. Akad. Nauk USSR 24 (1954) S. 163—187.

DK 551.508.5 : 551.507.2

Evidence of a critical wind speed over the ocean*)

by

SIDNEY O. MARCUS, Jr.

Abstract

Wind measurements by the U. S. Navys NOMAD (Navy Oceanographic Meteorological Automatic Device) are obtained from a 3-cup anemometer mounted about 4 meters above the sea surface. The relation of wind speeds from NOMAD to wind speeds at a standard reference level (10 meters) reveals a unique non-linear function which tends to support the critical wind speed concept of MUNK and the KELVIN-HELMHOLTZ instability criterion. At low wind speeds, the NOMAD anemometer turns too fast, due to anemometer mast motion and inertia. At speeds near 14 knots, the NOMAD anemometer experiences a „wind-braking“ effect which is manifested by a marked discontinuity in the curve of wind speed. The effect is further substantiated by continuous trace dew point observations which depict the onset of instability at about 15 knots. This is attributed to the breakdown in laminar flow. At higher wind speeds, the NOMAD anemometer is slow, due to friction close to the turbulent sea. The three categories of wind speeds are discussed with emphasis on the critical wind speed. The data are discussed and are found to be less than ideal for research.

Zusammenfassung

Windmessungen von NOMAD (Navy Oceanographic Meteorological Automatic-Devis) der U. S. Navy werden von einem 3-Schalen-Anemometer erhalten, das etwa 4 m über der Meeresoberfläche montiert ist. Die Beziehung zwischen den Windgeschwindigkeiten von NOMAD und denen des Standard-Bezugs-niveaus (10 m) zeigt einen einheitlichen nicht-linearen Funktionsverlauf, der das Konzept der kritischen Windgeschwindigkeit von MUNK und die KELVIN-HELMHOLTZsche Instabilität zu stützen scheint. Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten dreht sich das NOMAD-Anemometer zu schnell, wegen der Bewegung des Anemometer-Mastes und der Trägheit. Bei Geschwindigkeiten nahe 14 Knoten erfährt das NOMAD-Anemometer einen „Windbrems“-Effekt („wind-braking“), der sich in einer ausgeprägten Diskontinuität in der Kurve der Windgeschwindigkeit äußert. Der Effekt ist des weiteren belegt durch kontinuierliche Dokumentation der relativen Feuchtigkeit, die das Einsetzen der Instabilität bei ungefähr 14 Knoten anzeigt. Dies wird dem Zusammenbrechen des laminaren Flusses zugeschrieben. Bei höheren Windgeschwindigkeiten ist das NOMAD-Anemometer zu langsam, wegen der Reibung nahe der turbulenten See. Die drei Kategorien von Windgeschwindigkeiten, vor allem die kritische Windgeschwindigkeit, werden diskutiert. Die erhaltenen Daten werden kritisch beleuchtet und als nicht gerade ideal für die Forschung befunden.

Introduction

Most physical processes at the air-sea interface are modified by the surface wind. In general, changes in these processes are gradual, varying with the wind speed. However, the sea surface, as its character changes with increasing wind speeds, changes at some point from an aerodynamically smooth surface to an aerodynamically rough one. This concept is fundamental to fluid mechanics.

MUNK (7) found that this change from a smooth (laminar) to a rough (turbulent) sea surface was so abrupt that actual discontinuities in the process were indicated. The KELVIN-HELMHOLTZ instability criterion, applied to the air-sea boundary, recognizes this discontinuity which occurs at a critical wind speed of

6.5 m/sec. At wind speeds less than 6.5 m/sec the air flow is generally laminar; at or greater than 6.5 m/sec the flow turbulent. MUNK observed that as the wind increased beyond about 7 m/sec the following mutually independent phenomena occurred, all related to an abrupt change in processes near the air-sea interface: Numerous whitecaps appeared on the sea surface (in agreement with the BEAUFORT scale, going from gentle breeze to moderate breeze); sea gulls began to soar in both circular and in-line patterns; and storm tides revealed a sharp change in the resistance coefficient a , where $a = \tau/\rho u^2$. In addition, SVERDRUP (10) found that for indifferent equilibrium conditions the evaporation coefficient changes abruptly from a value of 0.08 to almost 0.15 at a wind speed of about 6 m/sec. According to ROLL (9) the connection between these phenomena and the KELVIN-HELMHOLTZ criterion has fascinating aspects only, but that generally the evidence is not convincing that a discontinuity in the air-sea boundary processes is associated with a critical wind speed.

*) A progress report on oceanic buoy measuring philosophy prepared in Project SEA SENSE for Commander, Naval Air Systems Command, Meteorological Management Division (AIR-540).

The following experiments provide further evidence for the existence of a critical wind speed and discontinuities in the processes at the air-sea interface.

Experiments

Wind speeds were observed by the U. S. Navy NOMADs (Navy Oceanographic Meteorological Automatic Device). These are automatic telemetering, deep water oceanographic weather stations. They are boat-shaped, slackline moored buoys, 10 × 20 feet in beam and length and they weigh, ballasted, about 20,000 lbs. Their 3-cup anemometers have built-in (inertial) averaging capabilities and are mounted about 4 meters above the water line. Although the NOMADs are still undergoing development and evaluation, they generally reliable, according to MARCUS (4), (5), (6). They have experienced 11 long-term operating deployments and are now undergoing tests in 4 new additional deployments.

For this study, wind speed reports from the NOMADs were paired with other independent wind speed data, comparable in time and space; some were observed, others were derived. The wind speed pairs were grouped according to the value of the independent wind speed. Each group was then averaged, so that for each wind speed category there was an average independent wind speed and an average NOMAD wind speed. Each independent average wind speed was related to its NOMAD average wind speed, and the results of the relationships will be presented.

Seven pairs of wind data were studied. The independent wind speeds for two pairs were derived from isobaric analyses routinely prepared by the U. S. Weather Bureau, two were derived from very careful analyses prepared by the National Oceanographic Data Center (NODC) using a particularly dense network of ship weather reports, two were the actual wind speed observations from nearby transient ships, and one was the 1-hour average wind speeds observed on an instrumented tower 43 meters high. All but the last named independent winds were representative wind speeds at a height of 10 meters above the sea surface.

Results of the experiments

All of the data pairs have 3 common characteristics. At low wind speeds, NOMAD-reported wind speeds are greater than the independent wind speeds. This is to be expected because, as calculated by MACCREADY (3), the 3-cup anemometer has a greater step-up response than a step-down response, and the mast on which the anemometer is mounted will experience a considerable horizontal component of motion due to swells. At higher independent wind speeds, NOMAD-reported wind speeds are less than the independent wind speeds. Higher wind speeds are associated with greater waves, and the level of the anemometer (4 meters above the turbulent sea surface) is in the turbulent zone, frequently below the crest heights. The third common characteristic is an apparent discontinuity in the NOMAD-level wind speeds which occurs as the independent wind speed values increase.

In figure 1, curve A has a strong discontinuity at some point between 20 and 25 knots (10.3 — 12.9 m/sec). The discontinuity is not so obvious in curve B, but the NOMAD wind speeds are less when the independent wind speed is 25 knots than when it is 20 knots. The exact wind speed at which discontinuity occurs is not clear — the chosen grouping of the wind speed categories seems to screen it. It very likely could be anywhere between 15 and 20 knots (7.7 — 10.3 m/sec).

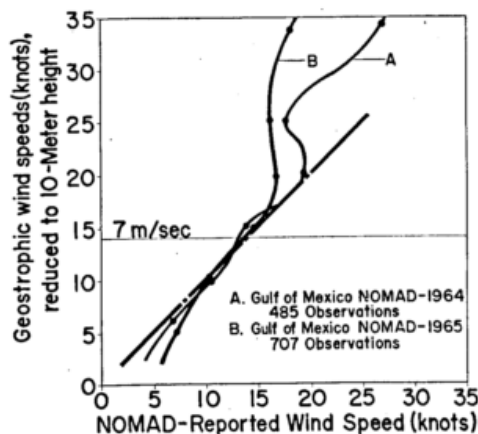


Fig. 1

These relatively high (compared to KELVIN-HELMHOLTZ criterion) critical wind speeds, shown in figure 1, are assumed to be incorrect due to the generalized isobaric analyses they were based upon and to the method*) used to reduce geostrophic winds to the 10-meter level. The method of BERRY et al. (1) should produce considerably lighter wind estimates where isobar curvature is greater.

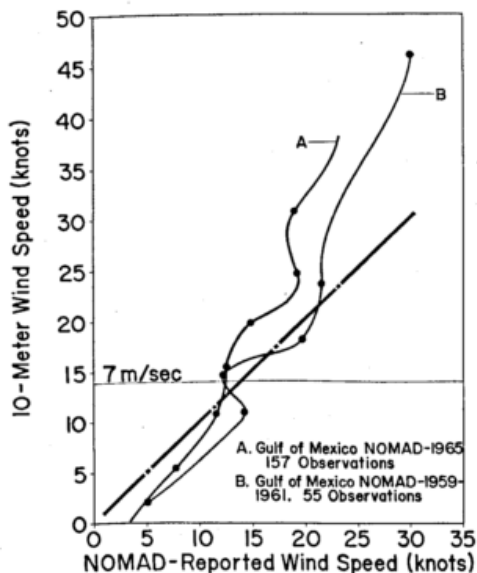


Fig. 2

Curve A in figure 2 depicts NOMAD-reported winds compared to 157 transient ship wind speed reports observed near the NOMAD site. Two discontinuities are apparent. The lower speed one lies between 11 and 15 knots (5.7 — 7.2 m/sec). The higher speed discontinuity appears to lie somewhere above 25 knots. It is believed to be spurious because the highest average (30.75 knots) is composed of only 4 observations. The independent winds are quality-screened ship wind speeds, some visual observations using the BEAUFORT scale, and others instrument observed. Means of these wind speeds are considered to be reliable because they are composed of sufficient observations. Curve B was derived from intense analyses of an area crowded with ship weather reports (hurricane season in the Gulf of Mexico), carefully weighting the geostrophic wind computation with actual ship wind reports in the Gulf of Mexico. These pairs of winds, although only 55 in number, are the results of case studies and NOMAD

*) U. S. Naval Oceanographic Office: Techniques for forecasting wind waves and swell. H. O. Publ. No. 609 (1963).

data, and are considered to be more reliable than others in this report. The wind discontinuity is sharp, and it also occurs between 11 and 15 knots (5.7 — 7.2 m/sec).

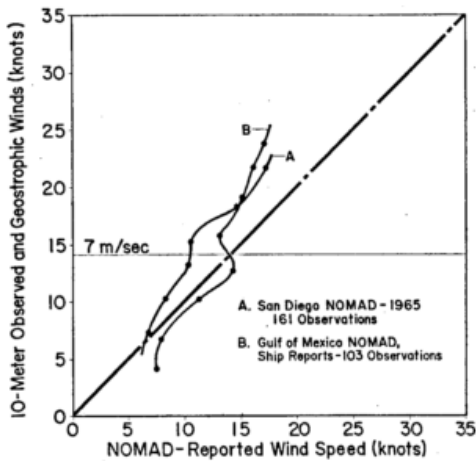


Fig. 3

The independent wind speed in curve A, figure 3, contains 161 geostrophic winds computed at the site of a NOMAD, 180 miles southwest of San Diego, California, by analyses made at the NODC. In curve B, the independent wind speed contains 103 transient ship wind observations near the NOMAD site in the central Gulf of Mexico. In both curves, they are related to NOMAD-reported wind data. They depict discontinuities in wind speeds between 13.2 and 15.2 knots (6.7 — 7.7 m/sec) for curve A and 12.2 and 15.8 knots (6.2 — 8.2 m/sec) for curve B. The horizontal displacement of the two curves is difficult to explain. It may be due to differences in calibration between the two NOMADs or, more likely, it may be due to differences in the local environments, wherein the offshore San Diego area winds are nearly constant from the northwest, and the winds in the central Gulf of Mexico are variable. The discontinuities, however, are unmistakable in both curves and they occur between 6 and 8 m/sec.

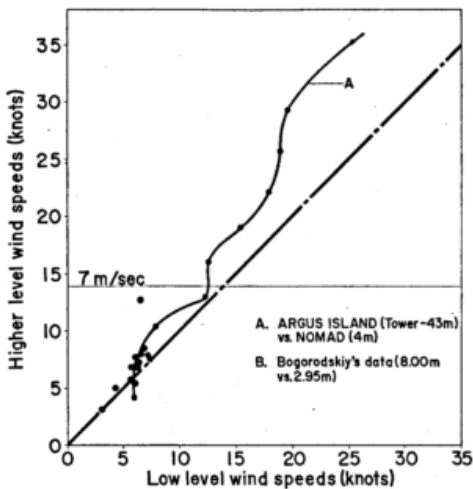


Fig. 4

Figure 4 is unique in that the independent winds are 325 1-hour average wind speeds observed by an instrument 43 meters above sea level (not reduced to 10 meters). Generally a 1-hour average of wind speed would be less than an instantaneous reading of an inertia attenuated cup anemometer, a short-time average, or a BEAUFORT observation. By contrast though, the wind at a height of 43 meters would generally be greater than that at 10 meters. Therefore,

these two factors conflict and they tend to reduce each other. Again, the discontinuity is well marked and apparently lies between 12 and 16 knots (6.2 — 8.2 m/sec).

While on the 13th cruise of the Research Vessel MIKHAIL LOMONOSOV, BOGORODSKIY (2) obtained simultaneous precise wind speed measurements from probes mounted on a spar buoy, 2.95 and 8.00 meters above the sea surface. Also, in figure 4 are plots of data he gathered on April 20. Because of his fast response anemometers and the stability of the spar buoy, his low wind speeds were very nearly the same at the 2.95 meter height as they were at 8 meters. However, the one wind speed great enough to be in the area of critical wind speed exhibited the same discontinuity as shown on the seven previous experiments. It was 6.58 m/sec at the upper level probe and 3.35 m/sec at the lower one.

Instability in the dew point temperature trace made by the "Monster" Buoy, built for the U. S. Office of Naval Research (ONR) by General Dynamics Corporation is shown in figure 5. The graph shows considerable

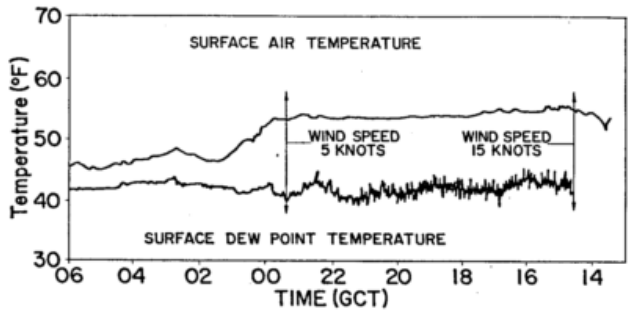


Fig. 5

turbulence in this parameter of the lower atmosphere during wind speeds of 15 knots (7.7 m/sec) and quiescence of the dew point temperature trace at 5 knots. In a private conversation, Mr. ROBERT DEVE-REUX, General Dynamics' Project Manager for the data buoy, claimed that this instability generally occurs when wind speeds reach 14—15 knots.

Conclusions

Each of seven separate experiments produced 3 common characteristics in the relation between wind speed measures at 4 meters and 10 meters or higher. The 4-meter wind speed reports are too great at low speeds and too small at higher speeds. This is of value in interpreting the NOMAD reports. But the apparent discontinuity in the 4-meter wind data is more significant. The 2 additional sets of data (BOGORODSKIY and the Monster Buoy) also tend to support this conclusion. If valid, these results are strong evidence of a critical wind speed at about 7 m/sec.

Argument

It has been suggested*) that the discontinuity, when NOMAD-observed winds are compared to ship-observed wind speeds, might be due to the periods of ship motion (and the consequent effect on ship anemometers) when the sea reaches a certain sea state. According to PIERSON et al. (8), a fully developed sea at 7 m/sec (moderate breeze) will produce a significant wave height of about 3.2 feet, an average period of 4 seconds, and an average wave length of 83 feet.

*) Personal discussions with Prof. JOHN ISAACS, Scripps Institution of Oceanography.

It can be shown that in a fully developed sea with winds of 7 m/sec, and for a ship longer than 100 feet, the pitch effect on the anemometer will be slight. For a ship of about 42-foot beam, and without consideration of resonance frequencies or other sea keeping characteristics of the hull, the roll effect would amount to about 15%, or the order of 1 m/sec, increase in the anemometer-reported wind speeds. Beam dimensions of the vast majority of ocean vessels reporting weather observations at sea are considerably greater than 42 feet, and hulls of larger beam should experience even less roll. The same error (increase) in the buoy wind speed reports would be somewhat less. However, the discontinuities in the wind speed graphs are greater than 1 m/sec. Many of the ship winds were BEAUFORT scale wind observations which are free of any systematic error caused by ship motions. In addition, the same effect (discontinuity) is found in those cases where winds were derived from isobaric computations and obtained from a fixed tower anemometer, wherein no ship motions can be involved.

The discontinuities cannot be due to the motion of the buoy because they would tend to bend the curves in the reverse directions; i. e., the discontinuity would be an acceleration in the 4-meter wind speed rather than a deceleration.

The discontinuities therefore must be real and, at about 7 m/sec, they agree with the KELVIN-HELMHOLTZ instability criterion. Although no rigorous proof of this sudden change from laminar to turbulent flow is presented here, the results should be very strong evidence for such a phenomena. They support the KELVIN-HELMHOLTZ instability criterion and MUNK's findings.

The material as presented incorporates wind speed data from buoys, ship anemometers, Beaufort scale wind estimations, geostrophic wind computations using 2 distinct analysis philosophies, tower wind observations, and dew point data. All of the data, as put together here, describe discontinuities in the wind velocity profile. This cannot be a coincidence. It cannot be due to the movement of bouyant anemometer platforms. The platforms are dissimilar and some of the independent wind speed data did not involve them at all. Seven of the nine experiments, however, depended upon the U. S. Navys NOMADs for wind data. In evaluations of NOMAD wind data, MARCUS has shown that while NOMADs at times apparently reported random speeds, the wind speeds were still generally helpful in analyses and were fairly accurate. In four separate evaluations, comparing individual reports with independently generated control data, there were standard deviations as high as ± 10 knots and as low as ± 4 knots.

The data used here are not the best. In reviewing the pairs of wind speeds individually, one is at once dismayed by the apparent randomness of the data. However, when organized into categories of wind

speeds, and averaged, the data displayed a marked coherency. By using larger amounts of data and averaging, the randomness tends to disappear and wind reports from a device such as NOMAD can be fruitfully used in research. Of course, geostrophic winds derived from isobaric analyses are always suspect because of errors in analyses and in the validity of the geostrophic assumption. At lower latitudes (central Gulf of Mexico) the geostrophic assumption is even less valid. Different methods of reducing the geostrophic winds to the 10-meter level result in different wind speed data, making it still more difficult to find the "correct" wind value. Shipboard observed winds are also suspect — one has to depend upon the skill and motivation of the personnel aboard to define a wind speed accurately in the terms of the BEAUFORT scale, or depend on the accuracy of the anemometer and the observers' skill in extracting true wind speed from the apparent wind speed while underway at sea.

References

- (1) BERRY, F. A., Jr.; BOLLAY, E.; BEERS, N. R.: Handbook of Meteorology. New York, London (1945).
- (2) BOGORODSKIY, M. M.: Some features of the roughness of the sea surface. Okeanologiya 6 (1965) pp. 580—592.
- (3) MACCREADY, P. B., Jr.: Mean wind speed measurements in turbulence. Pap. nat. Conf. Micrometeor. Salt Lake City, Utah (1964).
- (4) MARCUS, S. O., Jr.: Evaluation of NOMAD-I data for meteorological and oceanographic applications. Trans. MTS Buoy Technol. Sympos. Washington, D. C. (1964) pp. 211—333.
- (5) MARCUS, S. O., Jr.: Dependability of NORMAD-I compared to transient ships in observing a point at sea. Journal of Ocean Technol. Vol. 1 (1966) No. 1 pp. 28—34.
- (6) MARCUS, S. O., Jr.: Evaluation of NOMAD-II data in their meteorological and oceanographic applications. Trans. MTS Second Buoy Technol. Sympos., Washington, D. C. (1967) pp. 379—394.
- (7) MUNK, W. H.: A critical wind speed for air-sea-boundary processes. J. Mar. Res. 6 (1947) pp. 203—218.
- (8) PIERSON, W. L., Jr.; NEUMANN, G.; JAMES, R. W.: Practical methods of observing and forecasting ocean waves by means of wave spectra and statistics. U. S. Naval Oceanogr. Off. Publ. No. H. O. 603 (1954).
- (9) ROLL, H. U.: Physics of the marine atmosphere. New York, London (1965).
- (10) SVERDRUP, H. U.: The humidity gradient over the sea surface. J. Meteor. 3 (1946) pp. 1—8.

DK 551.5 : 551.46 : 551.509.61

Surface-chemical modification of the air/sea interface

by

WILLIAM D. GARRETT

Abstract

The physical properties of the air/sea interface may be significantly modified by adsorbed films of surfaceactive materials. Damping of capillary waves, retardation of evaporation, inhibition of micro-convectional cells and the modification of air bubble properties are some of the surface parameters affected by these monomolecular films. These microscale effects can influence larger-scale geophysical properties such as the transmission and reflection of light from the sea surface, the production of condensation nuclei by bursting bubbles and the diminution of waves and surf.

While natural sea slicks may occasionally exist at and alter sea surface properties, artificial surface films which are more durable and efficient can be spread onto the sea surface. A critical evaluation will be presented of the possible modification of air/sea interactions and exchange processes by artificial nonpolluting monomolecular films.

Zusammenfassung

Die physikalischen Eigenschaften der Luft-See-Übergangsschicht können durch absorbierte Filme oberflächen-aktiver Stoffe wesentlich verändert werden. Die Dämpfung von Kapillarwellen, die Verzögerung der Verdunstung, die Behinderung von Mikro-Konvektionszellen und die Veränderung von Luftblaseneigenschaften sind einige der Oberflächen-Parameter, die durch diese monomolekularen Filme beeinflusst werden. Diese Effekte im Mikro-Bereich können größeßmaßstäbige geophysikalische Eigenschaften beeinflussen, so die Aussendung und Reflexion von Licht von der Meeresoberfläche, die Produktion von Kondensationskernen durch platzende Blasen und die Schwächung von Wellen und Brandung.

Während natürliche Glattwasser ("slicks") gelegentlich auf dem Meere vorkommen und die Eigenschaften der Meeresoberfläche verändern können, ist es möglich, auf der See künstliche Oberflächen-Filme zu erzeugen, die dauerhafter und wirksamer sind. Eine kritische Betrachtung der möglichen Veränderung der Wechselwirkung Luft-See und der Austausch-Prozesse durch künstliche nichtverschmutzende monomolekulare Filme wird gegeben.

Natural surface films at sea

The ocean is a reservoir for a variety of organic surface-active chemicals, some of which can adsorb strongly at the air/sea interface and modify its properties. Under the influence of surface convergent forces, the adsorbed molecules are compacted into films which damp capillary waves and produce light reflectance anomalies known commonly as "sea slicks". These ocean films are composed primarily of water-insoluble organic materials (Garrett, 1967a) which exhibit film pressures (surface tension decreases) of from 2 to 10 dynes/cm. (GARRETT (1)). The relatively low film pressures usually found in slicks are somewhat less than the maximum film pressure values measured for collected slick constituents (JARVIS et al. (2)). Thus, since no interference color patterns are seen in natural surface films, they are truly monomolecular in dimension as opposed to the multi-layer character of oil slicks which contain a large percentage of unadsorbed hydrocarbons.

Natural surface films are observed with greatest frequency in the biologically-active coastal waters near continents or island groups (DIETZ and LAFOND (3)). In deep ocean water, the dispersive forces of waves and breaking water together with a lower concentration of surface-active material reduce the probability of coherent monolayer formation. However, in relatively calm weather which lasts for several hours, a large percentage of the sea can become slick-covered. While most slicks are composed of products from the marine biosphere, increasing human activity is certainly adding surface-active contaminants to the sea from ship discharges and polluted rivers and estuaries.

To determine the chemical constitution of the sea surface a 150 μ -thick upper skin was collected from a number of locations and analyzed for a series of organic compounds by gas chromatography (GARRETT (4)). The major water-insoluble components of the sea surface are a complex mixture of fatty esters, free fatty acids,

fatty alcohols and some hydrocarbons. Although proteins and carbohydrates have been identified qualitatively in surface water, their contribution to surface effects is small because of their great solubility. Surface-active material was found in all locations sampled, but the largest yields were recovered from film-covered surface water. The same classes of chemicals were found in all sampled water. However, the relative distribution of the specific fatty alcohols and acids was dependent upon localized events taking place in the sea. The higher molecular weight and less water-soluble species were strongly adsorbed at the sea surface while the more soluble or less surface-active substances were forced out of the surface film by the more active molecules when competitive adsorptive processes occurred. When convergent forces increased film pressure, the adsorbed water-insoluble substances exclude the more soluble molecules. Furthermore, the alternating surface compressions and dilations caused by passing waves progressively decreased the solubility of the surface film.

There are several transport modes by which surface-active material reaches the sea surface (Fig. 1). Under

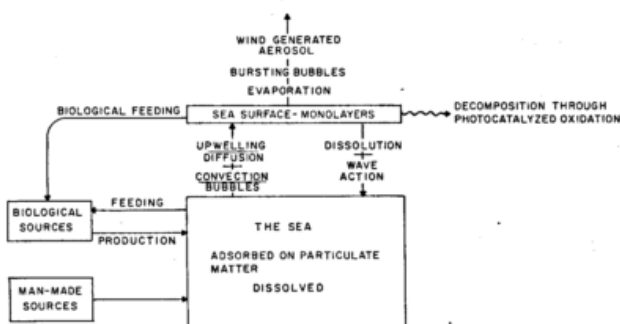


Fig. 1
Cycle of surface-active material in the ocean.

calm conditions, when vertical mass transport is absent, the film-accumulation rate is controlled by the slow process of molecular diffusion (GARRET (5)). Much more rapid transport is provided by thermal circulation cells which not only carry material into the surface, but provide surface convergences necessary to increase film pressure and generate sea slicks. Film-forming material may also be carried upward by rising bubbles, upwellings and buoyant organisms and particulate matter.

The life cycle of surface-active slick-forming material (fig. 1) reveals the large number of dispersive forces which act upon the adsorbed film. Material is returned to the sea by dissolution, bacteriological attack (ZOBELL (6)), and the physical action of waves and breaking water. In addition, the surface-active constituents are forced back into the water by sinking water beneath wind-driven film streaks (KRAUS (7)). Chemically-unsaturated components are readily attacked "in situ" by ultraviolet radiation. This photochemical oxidation ultimately breaks the unsaturated molecule into smaller, more soluble fragments which are easily displaced from the surface (TIMMONS (8)). Transfer of slick constituents from the air/water interface to the atmosphere may result from evaporation, wind-generated sea spray or by bursting bubbles (BLANCHARD (9)). Nature's compound attack upon the surface constituents prevents the ocean from becoming wholly slick-covered and partially destroys and disperses the vast quantities of oily pollution from bilge pumping, petroleum spills and coastal oil-drilling operations.

Air/sea properties modified by monomolecular films

At low surface concentrations, the molecules adsorbed at the air/sea interface are free to move about, possess the properties of a two-dimensional gas, and exhibit little

modifying influence upon surface properties. Once these molecules are forced into close proximity by surface convergent forces, a more coherent and less compressible film is produced which may alter micro-scale air/sea interactions and exchange processes. At rather high surface pressures (15—40 dynes/cm), the monolayer physically collapses, and no further increases in film pressure occur with additional compression. The value of the collapse pressure is dependent upon the chemical composition of the film.

A compacted monolayer behaves much like an inextensible film and immobilizes a layer of underlying water which may be as much as 0.03 mm in thickness (SHULMAN and TEORELL (10)), through the interaction of the hydrophylic end of the surface molecule with the hydrogen-bonded polymeric water structure below. Once the surface layer is immobilized, the fluid dynamics near the water surface is substantially altered, due to a thickening of the viscous conduction layer (VAN DORN (11)). For example, the formation of microconvective cells at the air/water interface is inhibited by water-insoluble films. It has been demonstrated that the thin layer of water trapped by the surface film and cooled by evaporation can be 0.4° C cooler than water at a film-free mobile surface (JARVIS (12)).

Another mechanism by which monomolecular films can affect the water surface temperature is through the retardation of evaporation. The temperatures of a water surface covered with certain fatty alcohol and fatty acid monolayers was found to be as much as 6° C greater than that of a clean water surface (JARVIS et al. (13)). The higher temperatures in the presence of these monolayers was due to their ability to retard evaporation. Only molecules with a special geometry qualify as candidates for the reduction of water vapor transport across the air/sea interface. Effective compounds, e. g., hexadecanol-1, have a linear molecular structure which allows the film molecules to pack closely when they are forced into a vertical upright orientation at high film pressure. Since a tightly-packed, adlined structure is essential for evaporation retardation, many monolayer-forming substances are not effective and can substantially destroy the efficiency of the fatty alcohol film when present as impurities in concentrations as small as one percent. For example, a monolayer having one percent of its area as molecular holes, had its evaporation retardation efficiency reduced by 90 to 99 percent (LA MER (14)). Permanently bent (chemical unsaturation) or branched hydrocarbon segments of the surface-active molecules or ionization of the hydrophylic group prevents close-packing, the necessary condition for evaporation retardation.

It is quite unlikely that any natural or artificial monolayer on the sea surface would significantly retard evaporation. The wave-induced compressions and dilations of the surface would cause collapse and expansions of a tightly-packed film, thereby greatly reducing its function as a barrier to water vapor transport (HEALY and LA MER (15)). Furthermore, the inclusion of the non-linear, unsaturated fatty compounds common to the sea surface (GARRETT (4)) would hinder evaporation reduction by producing additional molecular holes in the surface film. Thus, the primary effect of a surface film upon the temperature of the air/sea boundary would be a slight cooling in the slick-affected area due to a trapping of the evaporation-cooled surface water in the immobilized boundary layer.

Visibility of slicks at sea arises from the light reflectance anomaly produced by the capillary-wave damping properties of the otherwise invisible monomolecular film. Simultaneous measurements of wave-damping characteristics and film pressure on freshly-collected seawater indicated that the natural adsorbed films cau-

sed damping of capillary waves at very low film pressures (GARRETT (5)). The damping coefficient increased to a maximum of about 0.43 cm^{-1} at a film pressure of one dyne/cm using 60 Hz waves (Fig. 2). With increasing

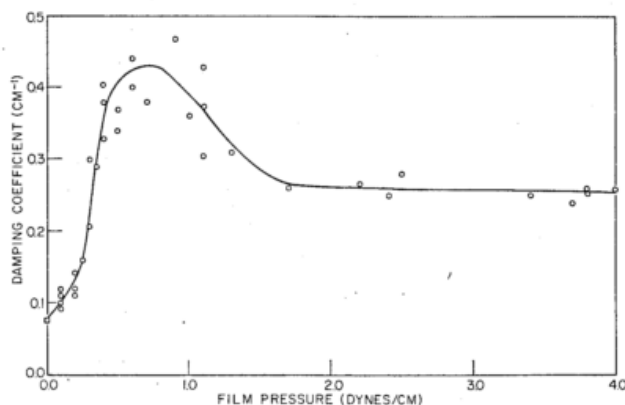


Fig. 2

Relationship between damping coefficient and film pressure for natural sea-surface films; composite plot of data from seven samples.

film pressure, the damping coefficient decreased to a value of from 0.24 to 0.28 cm^{-1} becoming constant at 2 dynes/cm film pressure. The damping coefficient (k) was calculated from

$$a = a_0 e^{-kx}$$

an expression which describes the decay of the linear capillary waves used in the laboratory experiment: a_0 is the wave amplitude at its source, x is the distance from the source. Figure 2 is a composite plot of k vs. F for seven experiments with freshly-collected seawater. These data are in accord with the observation that sea slicks can exist at low film pressures, and that the surface molecules need not be greatly compressed to damp capillary waves.

Obviously, damping is not directly related to surface tension decreases (increases in film pressure) since it does not continue to rise with increasing film pressure. The wave energy loss is associated with a viscous drag of the underlying hydrogen-bonded water molecules when the monolayer-substrate system is forced to compress and dilate by passing waves. The damping becomes maximum when the water surface has been immobilized by the surface film and the film pressure begins to increase rapidly with decreasing film area. At this point the film undergoes a transition from a compressible, gas-like state to one of greater coherence and somewhat less compressibility (see F vs. A plot of Fig. 3). The viscous drag effect along with a surface tension gradient flow is also responsible for the damping of eddies by surface films at the free surface of a turbulent liquid (DAVIES (16)).

Adsorbed surface-active material not only attenuates existing waves, but also inhibits wave formation (KEULEGAN (17); VAN DORN (18)). According to MILES (19), the addition of a sufficient quantity of a soluble surface-active agent (detergent) to produce an inextensible film can increase the minimum wind velocity necessary to produce waves by almost one order of magnitude. While natural sea slicks should in theory withstand winds of this order (12 m/s), their constituents are dispersed at sustained wind speeds of 7–9 m/s. The concentration of active material in the underlying seawater is insufficient to supply and maintain a coherent film under highly dispersive conditions.

The properties of bubbles at the air/sea interface are also modified by surface films. Free gas bubbles may be produced in the sea by the decomposition of detrital

matter, the impact of raindrops and the breaking of waves. By scavenging surface-active material and foam-stabilizing particulate substances, bubbles promote the formation of foams. In addition, bursting air bubbles generate salt-containing aerosols through the disintegration of the thin film of water which separates the air in the bubble from the atmosphere (BLANCHARD (20)). When surface films are present, the fragments of the bursting bubble transfer the organic material into the marine atmosphere (BLANCHARD (9)).

The longevity of air bubbles at the air-water interface is dependent upon both the surface activity of the seawater and the physical nature of sea-surface films (GARRETT (21)). In the absence of a surface film, the lifetime of a bubble is determined by the surface-active material adsorbed during its passage upwards through the ocean. The existence of a sea slick at the point of bubble emergence will significantly reduce bubble stability and act as an antifoaming agent even though the bulk sea-water may be rich in foam-stabilizing substances. These circumstances are depicted by the data presented in figure 3. Bubble lifetimes (2.0 mm dia.)

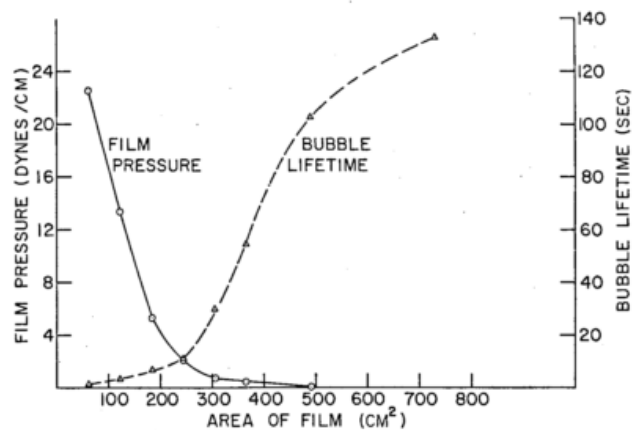


Fig. 3

Bubble lifetime (dashed line) and film pressure (solid line) vs. area of seawater surface film.

were measured at the surface of freshly-collected seawater contained in a glass hydrophil tray with hydrophobic sides. The tray was filled, the water surface was swept clean with sliding barriers and bubble lifetime values were measured at the conclusion of a one-hour period. The surface-active material which had reached the water surface during the aging period was then compressed in stages and bubble lifetime and film pressure were measured at each film area. Before compression of the surface film was initiated, the bubbles had long lifetimes since they were stabilized by soluble and insoluble surface-active material which they had collected by adsorption on their rise to the surface. This stability is due to the rapid repair of the protective surface film by the available supply of adsorbable material from the bulk seawater. Upon compression of the film, bubble lifetime decreased substantially to values of a few seconds at high film pressures. Thus, although surface-active material may be present on the inner bubble/seawater interface, the compressed, water-insoluble monolayer at the sea surface was the controlling factor in determining bubble lifetime. It was concluded that the single bubbles were stabilized by a surface tension gradient flow in opposition to the water flow draining from the bubble crown. However, at high film pressure, there was a resistance to the gradient flow due to increased intermolecular cohesive forces between the more-tightly packed molecules of the film. At high film pressure there was an increased instability in the embrittled film, and the probability of film rupture was large.

It has been recently demonstrated (GARRET (22)) that the addition of water-insoluble surface films to the surface of bubbled seawater increased the concentration of bubble-generated salt nuclei by as much as three-fold. No increases in nuclei concentration resulted when these films were spread onto the surface of aqueous systems which did not contain surface-active foam-forming materials. The increased salt nuclei concentration resulted from a modification of the bubble bursting process by the surface film. The water-insoluble film decreased the degree of foaming at the seawater surface and enhanced the immediate breaking of bubbles. Thus, there was a greater rate of fragmentation of the air-water interface which increased the

concentration of bubble-generated salt particles over that produced from a foamy surface.

Artificial surface films

The nature of slicks and their role in modifying micro- and molecular-scale processes at the air/sea interface have been discussed. It is worthwhile considering the influence of surface films on geophysical parameters of larger scale since artificial monolayer-forming substances may someday be a means of producing useful modifications of the marine environment. The primary geophysical properties affected by the micro-scale effects of ocean films are summarized in Table 1. Several fea-

Table 1

Geophysical effects of an artificial sea slick

Micro-scale modification of air-sea interface

Damping of capillary waves
 Damping of capillary waves
 Damping of capillary waves
 Inhibition of convectional cells
 Bubble bursting characteristics and sea spray
 Bubble stability

Large-scale property affected

Light transmission through sea surface
 Reflection of light and other electro-magnetic radiation
 Wind drag, velocity, wave braking
 Surface temperature
 Production of sea salt aerosols, transfer of organics from sea to atmosphere
 Sea foam stability

tures of the marine environment may be altered by the capillary-wave damping and wave resistant characteristics of the immobile films. Reduction of the average wave slope increases the quantity of light transmitted across the air/water interface and reduces reflected light from the slick-affected areas (fig. 4). Slicks should

reduce evaporation and dissolution from the one-molecule thick layer. Commercially available materials which satisfy these requirements are fatty acids, alcohols and esters (vegetable oils) derived from natural products. A large number of synthetic surface-active agents are also available at greater cost, but they may raise questions with regard to water pollution.



Fig. 4
 Artificial monomolecular sea slick of oleic acid on Chesapeake Bay.

also decrease the form drag of the wind on water, increase wind speed in the boundary layer (WELANDER (23)), and reduce breaking waves, although these effects have not been substantiated through definitive experiments at sea. While the other listed parameters may have relevance to the fields of cloud physics and oceanography, their impact on air/sea interactions and exchange processes not be large.

Several criteria must be considered for the selection of a monolayer-forming chemical for the generation of a durable, effective artificial sea slick. The molecule must be polar-nonpolar in structure containing a hydrophylic group to anchor it to the water surface and a hydrophobic hydrocarbon chain. The material must spread spontaneously into a water-insoluble monomolecular film so that only small quantities of material are needed to affect large surface areas. The hydrocarbon portion of the molecule should contain at least 18 carbon atoms to

Comparative laboratory and field experiments with easily spread liquid agents have shown that fatty acids (oleic acid) are more rapidly lost from a seawater surface than other candidates. Loss is due to the saponification of the organic acid to soluble acid salts by the slightly alkaline seawater. Another significant observation was obtained from a simultaneous comparison of a cottonseed oil film (mixed glyceryl esters) with an oleic acid film made from equal quantities of material. The cottonseed oil film was estimated to cover an area four times greater than that of the oleic acid two hours after spreading, since a portion of the fatty acid film had been lost by interaction with the seawater. However, damping in the cottonseed oil film was less intense than in the oleic acid monolayer. More wave structure was visible in the cottonseed oil slick and its reflectance anomaly was less pronounced having the appearance of a natural slick (film pressure 15 dynes/cm or less).

In laboratory experiments, these two substances damped capillary waves to the same extent when their monolayers were at low film pressures. However, in the field these films were at their maximum spreading pressure in equilibrium with bulk unspread droplets of material. The film pressure of the fatty acid slick (30 dynes/cm) was twice that of the cottonseed oil film (15 dynes/cm). It is likely, therefore, that the resistance of a slick to wave formation is not entirely related to its wave-damping characteristics, but is also a function of its film pressure (surface tension decrease) which governs the wavelength produced by a particular wind-generated disturbance.

An example of an artificial slick formed from 4 liters of oleic acid is shown in Figure 4. The film was generated on the Chesapeake Bay by laying a series of adjacent stripes of fatty acid perpendicular to a 2.7 m/s wind. Half-mile stripes were spread 20 m apart on the windward side of the slick from a motor launch. The

intrinsic spreading rate of the monolayer added to the upwind motion of the stripes causing them to merge 10—20 minutes after spreading. The final slick measured 480 by 800 meters, but the quantity of material used to generate the slick was 6 times greater than that calculated for a similar area covered by a monomolecular layer of oleic acid. The inefficiency of coverage was due to loss of the organic acid from the surface as a result of soluble soap formation with the alkaline bay water (pH = 8.0). In addition, there was excess drops of oleic acid which were in equilibrium with the surface monolayer and had not spread. The unspread material represents a reservoir of spreading agent which is available to repair breaks in the film.

It was also observed that the artificial slick was more clearly-defined than natural slicks which existed nearby. As described earlier, the high film pressure material produces a more intensely-damped surface than that found in natural slicks. Consequently, greater modifications of air/sea interactions are obtained from artificial sea-surface films.

The optimum film-forming material for modifying the sea surface may be one of the fatty alcohols. The waterinsoluble alcohols have film pressures of 30 dynes/cm or greater, do not react with seawater and are available in large quantities at low cost. Through the use of such films, significant and useful alterations of air/sea interactions and exchange processes are possible.

References

- (1) GARRETT, W. D.: *Limnol. Oceanog.* 10 (1965) S. 602 bis 605.
- (2) JARVIS, N. L.; GARRETT, W. D.; SCHEIMAN, M. A.; TIMMONS, C. O.: *Limnol. Oceanog.* 12 (1967) S. 88 bis 96.
- (3) DIETZ, R. S.; LAFOND, E. C.: *J. Mar. Res.* 9 (1950) S. 69 bis 76.
- (4) GARRETT, W. D.: *Deep-Sea Res.* 14 (1967) S. 221 bis 227.
- (5) GARRETT, W. D.: *J. Mar. Res.* 25 (1967) S. 279 bis 291.
- (6) ZOBELL, C. E.: *Internat. Conf. on Water Pollution Research.* London 1962. S. 1 bis 27.
- (7) KRAUS, E. B.: *Phys. Fluids (Suppl.)* 10 (1967) S. 5294 bis 5297.
- (8) TIMMONS, C. O.: *U. S. Nav. Res. Lab. Rep.* 5774 (1962).
- (9) BLANCHARD, D. C.: *Science* 146 (1964) S. 396 bis 397.
- (10) SHULMAN, J. H.; TEORELL, T.: *Trans. Faraday Soc.* 34 (1938) S. 1337 bis 1342.
- (11) VAN DORN, W. G.: *J. Fluid Mech.* 24 (1966) S. 769 bis 779.
- (12) JARVIS, N. L.: *J. COLLOID Sci.* 17 (1962) S. 512 bis 522.
- (13) JARVIS, N. L.; TIMMONS, C. O.; ZISMAN, W. A.: In: *Retardation of evaporation by monolayers.* Ed. LA MER V. K. New York 1962. S. 41 bis 58.
- (14) LA MER, V. K.: In: *Retardation of evaporation by monolayers,* Ed. LA MER V. K., New York 1962. S. 9 bis 39.
- (15) HEALY, T. W.; LA MER, V. K.: *J. Phys. Chem.* 68 (1964) S. 3535 bis 3539.
- (16) DAVIS, J. T.: *Proc. Roy. Soc., London A* 290 (1966) S. 515 bis 526.
- (17) KEULEGAN, G. H.: *J. Res. Nat. Bur. Stand.* 46 (1951) S. 358 bis 381.
- (18) VAN DORN, W. G.: *J. Mar. Res.* 12 (1953) S. 249 bis 276.
- (19) MILES, J. W.: *Proc. Roy. Soc., London, A* 297 (1967) S. 459 bis 475.
- (20) BLANCHARD, D. C.: In: *Prog. in Oceanogr., Vol I.* Ed. M. SEARS Oxford 1963. S. 71 bis 202.
- (21) GARRETT, W. D.: *Deep-Sea Res.* 14 (1967) S. 661 bis 672.
- (22) GARRETT, W. D.: Unpublished manuscript 1968.
- (23) WELANDER, P.: *Tellus* 15 (1963) S. 67.

DK 551.510.522:551.554

Wind structure in the equatorial maritime friction layer

von

B. LETTAU

Abstract

The vertical wind structure in the equatorial maritime friction layer is related to parameters derived from pressure and density gradients, frictional stresses, and the rotation of the Earth. The analytic expressions for the free-air wind and wind shear, obtained by latitudinal differentiation of the geostrophic approximation, are used to define surface wind components analogous to the midlatitude surface geostrophic wind and geostrophic deviation vectors.

Two assumptions are made in the analysis: 1. The free-air wind and vertical wind shear vectors are determined by macro-scale meteorological patterns which are persistent for relatively long periods of time, and 2. The vertical wind structure of the equatorial friction layer is determined by the momentum exchange mechanism at the air-sea interface and by local synoptic temperature (density) variations. The use of the latitudinal gradients of the Coriolis force and the pressure gradient force obviates the problem of a vanishing Coriolis parameter at the equator, and as a result the model in its detailed application is analogous to that of the wind structure in an extra-tropical baroclinic boundary layer. The model is tested with observed surface temperature values and wind profiles obtained in the Arabian Sea by the 1967 "OCEANOGRAPHER" expedition, and in the equatorial Atlantic Ocean by the 1925—7 "METEOR" expedition. Relevant climatological pressure and temperature fields have been taken from published summaries and atlases. The observed behavior of the wind profiles can be related quite well to the ambient distributions of thermodynamic parameters: The observed shear vectors may be separated into a thermal component related to local synoptic temperature variations, and a frictional component related to the vertical variation of the shearing stress. Since these generally oppose one another, and the frictional shear vectors decrease with height, the total shear vector increases to a non-zero asymptote, producing the typically observed maritime pattern.

Zusammenfassung

Die vertikale Windstruktur in der äquatorialen maritimen Reibungsschicht hängt ab von Parametern, die aus den Druck- und Dichte-Gradienten, den Reibungskräften und der Rotation der Erde abgeleitet sind. Die analytischen Ausdrücke für den Wind in der freien Atmosphäre und die Windscherung, die durch breitengerechte Differenzierung der geostrophischen Näherung erhalten wurden, werden benutzt, um die Bodenwind-Komponenten ähnlich den Vektoren des geostrophischen Bodenwindes und der geostrophischen Abweichung für die Mittelbreiten zu bestimmen.

Zwei Annahmen werden in der Analyse gemacht: 1. Die Vektoren des Windes in der freien Atmosphäre und der vertikalen Windscherung werden bestimmt durch ein makro-meteorologisches Feldgepräge, das über relativ lange Zeitabschnitte andauert, und 2. Die vertikale Windstruktur der äquatorialen Reibungsschicht wird durch den Mechanismus des Impuls-Austausches an der Grenzfläche Luft — See durch lokale synoptische Temperatur-(Dichte-) Änderungen bestimmt. Die Benutzung der Breiten-Gradienten der Coriolis-Kraft und der Druckgradient-Kraft beugt dem Problem eines am Äquator verschwindenden Coriolis-Parameters vor, und es ergibt sich, daß das Modell in seiner Anwendung im einzelnen dem der Windstruktur in einer außertropischen baroklinen Grenzschicht ähnlich ist. Das Modell wird an Hand der Bodentemperaturen und Windprofile geprüft, die im Arabischen Meer auf der „Oceanographer“-Expedition 1967 und im äquatorialen Atlantischen Ozean auf der „Meteor“-Expedition 1925—27 beobachtet wurden. Hinreichend belegte klimatologische Druck- und Temperaturfelder wurden den veröffentlichten Zusammenstellungen und Atlanten entnommen. Das beobachtete Verhalten der Windprofile kann recht gut zu den umgebenden Verteilungen der thermodynamischen Parameter in Beziehung gebracht werden: Die beobachteten Scherungsvektoren können aufgeteilt werden in eine thermische Komponente, die zu den lokalen synoptischen Temperaturänderungen in Beziehung steht, und eine Reibungskomponente, die zu der vertikalen Änderung der Scherungskraft in Beziehung steht. Da diese im allgemeinen einander entgegengesetzt sind und die reibungsbedingten Scherungsvektoren mit der Höhe abnehmen, so wächst der gesamte Scherungsvektor asymptotisch gegen einen von null verschiedenen Wert und läßt die beobachtete, für maritime Verhältnisse typische Form entstehen.

It is the purpose of this report to examine the vertical wind distribution within the maritime friction layer both in geostrophic terms, that is in a rotating system with a welldefined Ekman layer, and in non-geostrophic terms, that is in an equatorial non-rotating system in which the analytical framework is not as simply defined. Additionally it is intended to examine the manner in which the system passes from the geostrophic to the non-geostrophic mode.

It has been established that in middle and high latitudes of the northern and southern hemisphere, where the coriolis parameter has an appreciable magnitude, the effect of the surface stress is to produce a satisfyingly veering wind vector through the boundary layer, although quite often the simple spiral is distorted by an accompanying geostrophic wind shear (JOHNSON (1), B. LETTAU (2)). Essentially the same technique has been used by CHARNOCK et al (3) with reasonable success.

The obvious next step then was to attempt similar analyses at approximately 10°N, and at the equator. The results reported here at 10°N are not successful if success is defined as obtaining inconsistent answers with standard techniques; the results at the equator on the other hand indicate that it is possible to interpret some of the observations within a new framework fitted more reasonably to the ambient conditions.

In the spring of 1967 a series of wind profiles were obtained by USCGS OCEANOGRAPHER off the Somali coast in the region of a persistent wind maximum within the boundary layer, which had been called the Somali Jet by BUNKER (4). Although the individual wind velocities observed on this cruise did not reach the high values observed by Bunker, the general decrease in the wind speed with height was observed and appears in the mean wind profile.

The wind as a function of height is given in figure 1 in a coordinate system oriented parallel and normal to the surface wind vector. In such a coordinate system the

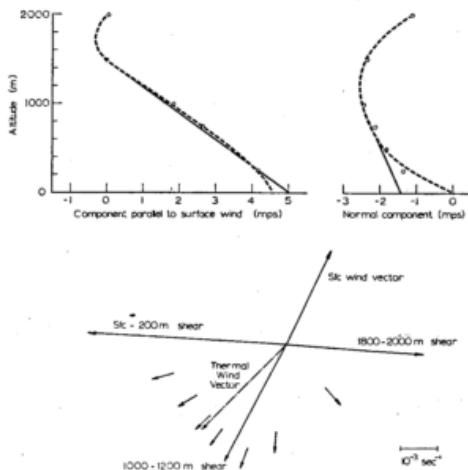


Fig. 1
Wind components observed in the boundary Layer off the Somali coast and hodograph of the associated shear vectors over 200 m interval. The thermal wind vector is derived from the shear of the geostrophic wind.

determination of the shearing stress with height by the geostrophic departure method is particularly simple and straightforward. I shall not go into the details of the method here since it has been described in a number of publications, particularly in H. LETTAU and HOEBER (5).

The shearing stress is described in this situation by the progressive (and additive) deviation of the observed wind profile from the geostrophic wind profile, down

to the surface stress, τ_0 , which is proportional to the total integrated profile deviation.

The weakest point of this technique is the determination of the shape of the geostrophic wind profile. The hypothesis that the wind at the top of the planetary boundary layer is in fact geostrophic offers one constraint, while a second is obtained from the characteristics of the shearing stress profile in the chosen coordinate system.

In the absence of further information (e.g. the surface pressure gradient) it is safest to assume a linear geostrophic profile as has been done here, resulting in an angle of 17° between the observed surface wind and the surface geostrophic wind. The computed surface stress value is 0.11 dynes/cm², the geostrophic drag coefficient is 0.4×10^{-3} , and the friction velocity is 9 cm/sec. All of these are of course equivalent, derivable from each other, and only subject to personal preference. The values are low as surface friction parameters go, but fall reasonably well into the summaries of these parameters as given by ROLL (6).

Occasionally independent observations either of the surface pressure distribution (surface geostrophic wind) or of the temperature distribution (thermally produced wind shear) are available which indicate that the true situation is likely to be more complex than that shown here. For example the average wind profiles obtained by CHARNOCK, FRANCIS, and SHEPPARD (3) at Anegada included the surface geostrophic wind as an observed parameter. An examination of their diagrams shows quite clearly that a linear geostrophic profile will not satisfy all three constraints, hence the geostrophic profile must be curved. It is encouraging to note however that the curvature of the profile decreases upward indicating that the horizontal temperature contrast is greatest at the surface. In their case the surface stress is higher at 0.32 dynes/cm², the angle between the geostrophic and observed wind at the surface is less at 13°, while the geostrophic drag coefficient is nearly the same at 0.3×10^{-3} .

One can see from this that results which do not conflict with previous experience can be obtained from techniques involving the coriolis parameter in regions where the geostrophic approximation can no longer represent the observed wind field.

The situation changes somewhat however at the equator itself. Here the equivalence between geostrophic departure and shearing stress no longer holds because neither the geostrophic wind nor the factor of proportionality are defined. It is however possible to apply those concepts and techniques that are independent of latitude. For example, it is reasonable to assume that a free region and a friction layer exist and that their boundary lies at approximately the same altitude as in mid-latitudes.

The following analysis is based on a series of pilot balloon ascents from the 1925-7 METEOR expedition, between 5° N and 5° S latitude in the Atlantic Ocean. The data are old but usable, and illustrate the relevant dynamic processes very well.

An examination of the individual ascents showed that the variation in wind direction decreased with height, or looking from the top down, the wind at 2000 m was typically from the northeast; the wind at 1000 m from somewhat south of east, with the surface wind from a variety of directions. As a first step therefore it was decided to group the profiles by surface wind direction at two point intervals, and to construct mean profiles by averaging the component parallel and normal to the surface wind at standard levels. The gross structure of the five resultant classes is shown in figure 2 which gives the surface wind vector, the sfc-

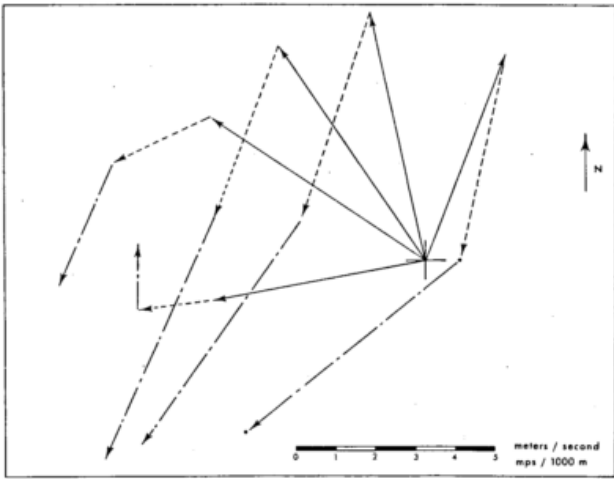


Fig. 2

Surface wind vectors (solid), surface — 1000 m shear vectors (dotted), and 1000—2000 m shear vectors (dot-dashed), in the atmospheric boundary layer of the equatorial Atlantic Ocean.

1000 m shear vector, and the 1000-2000 m shear vector for each group. Quite plainly there is a tendency for the shear to increase with veering of the surface wind, and also for the shear vector to increase with height. This last effect is quite generally observed in the trade wind zone where it is due to the opposition of the pressure and temperature gradient, producing anti-parallel wind and wind shear vectors. In the equatorial region however one must look for an alternate explanation since the normal thermal wind is not defined. It seems reasonable however that the extremely variable deviation of the sfc wind vector from the 2000 m wind vector, which ranges roughly from 0° to 180° among separate groups is caused by an equally variable thermodynamic parameter within the boundary layer; and it is difficult to imagine this parameter to be anything other than the horizontal temperature distribution. One may say then that there exists an as yet undefined equatorial thermal wind which has the same characteristics as the normal midlatitude thermal wind.

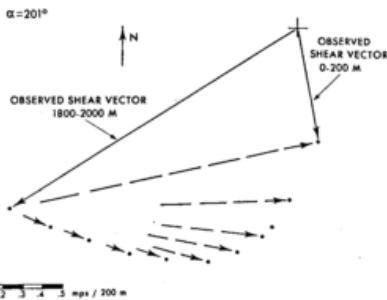
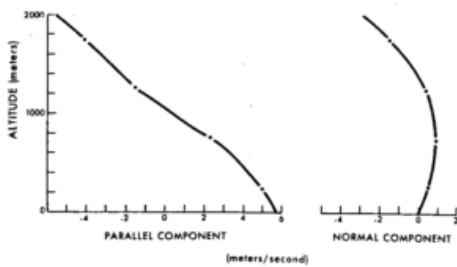


Fig. 3

Wind components in the equatorial boundary layer and associated shear vector. The mean azimuth of the surface wind is 201° .

Figure 3 shows the mean profiles of the group with the individually largest sfc deviation ($\alpha = 201^\circ$). The components of the profile are again parallel and normal to the surface wind. The parallel component decreases continuously and nearly linearly from a sfc value of 6mps to 5mps at 2000 m. The normal component is comparatively small and is directed to the right of the sfc wind in the lower part of the profile and to the left in the upper part. The lower part of the diagram presents the smoothed shear vector one two hundred meter intervals in hodograph form, and shows clearly its increase in magnitude and veer with height. Since the shearing stress very likely does not increase with height, and in fact most likely has gone to zero at 2000 m, the observed shear vector from 1800 to 2000 m has been arbitrarily taken as the equatorial thermal wind and has been assumed constant through the boundary layer. The vector difference between the 1800-2000 m shear and the observed shear then represents an effect which is large near the surface and goes to zero at 2000 m which looks very much like the effect of surface stress. The stress vector turns to the right with height in this case, and as you may note appears to reach a non-zero asymptotic value, indicating that the assumption of a constant thermal wind is not quite correct.

The next group with a mean surface wind azimuth of 168° (fig. 4), looks very much like the previous one

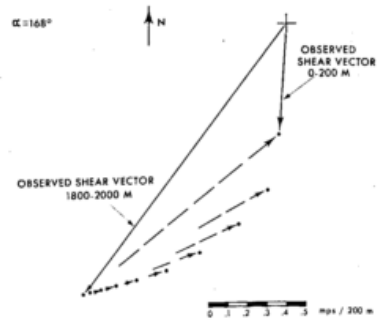
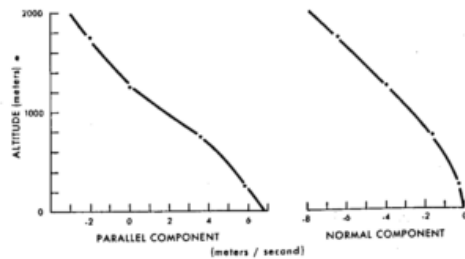


Fig. 4

Wind components in the equatorial boundary layer and associated shear vector. The mean azimuth of the surface wind is 168° .

except that the turning of the stress vector with height is not quite so great as for the first group, and that its magnitude goes smoothly to zero at 2000 m.

The third group, with a mean surface wind azimuth of 146° (fig. 5), again is very similar to the other two except that the wind shear is not as great. Although the slope of the profiles appears to be the same or greater than the others, the wind scale has been expanded by a factor of two. The observed shear still increases with height, however the stress vector has practically no curvature, but again goes smoothly to zero at 2000 m.

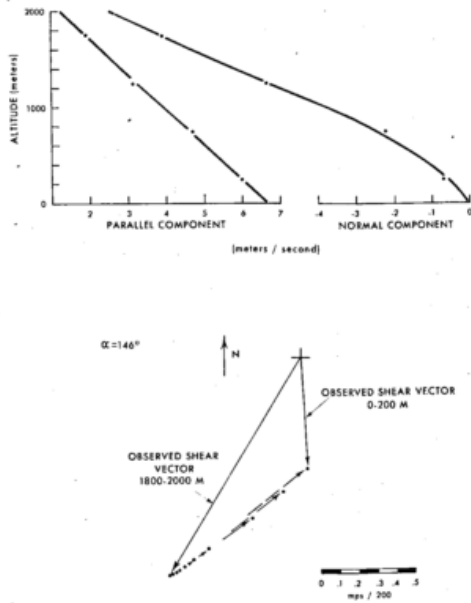


Fig. 5

Wind components in the equatorial boundary layer and associated shear vector. The mean azimuth of the surface wind is 146° .

Figure 6 shows the mean wind profiles of the fourth group in which the mean surface wind azimuth approaches that of the upper winds, and the wind speed varies

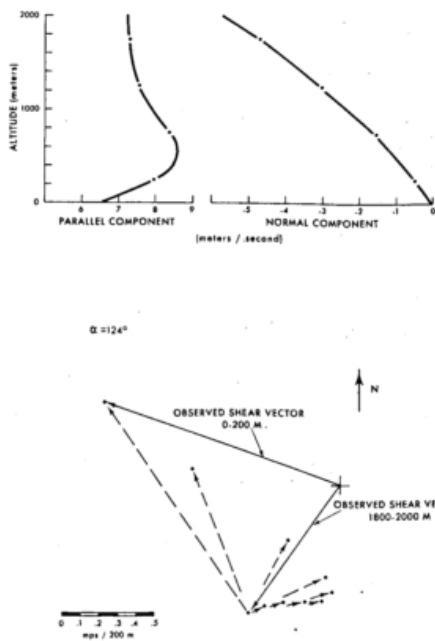


Fig. 6

Wind components in the equatorial boundary layer and associated shear vector. The mean azimuth of the surface wind is 124° .

relatively little, particularly in the parallel component. The observed shear decreases with height which is something new and there is some doubt that the 1800—2000 m shear vector is the appropriate one to define as the thermal wind since the stress vector turns first to the right and then to the left with height. Directional consistency may be preserved if the top of the boundary layer is taken to be approximately 1200 m, and the curvature in the upper part of the profile is assumed to be due to vertical varying in the equatorial thermal wind. It is possible to reach the same conclusion by considering the idea that the direction of the stress vector is the lowest 200 m of the

boundary layer (the first shear vector) should be roughly the same as that of the surface wind. If the top of the boundary is taken as approximately 1200 m, then the azimuths of the two vectors agree quite well.

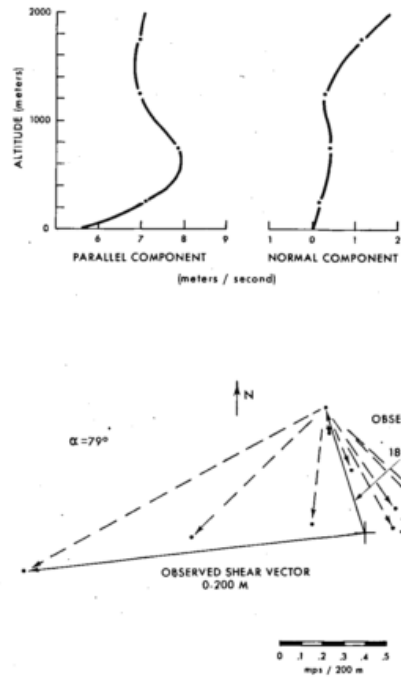


Fig. 7

Wind components in the equatorial boundary layer and associated shear vector. The mean azimuth of the surface wind is 79° .

The fifth group (fig. 7) has generally the same profile curvature for the parallel component, but a quite different normal component. The direction of turning is generally to the right, with the shear increasing with height, although the mean shear over the 2000 meter height interval is quite small. There is again some doubt that the 2000 m level is in fact the top of the boundary layer, the azimuth of the near-surface stress vector becomes 80° , again in good agreement with the surface wind direction.

We may summarize the so-called stress vectors on one diagram (fig. 8) and examine the vertical variation of the shearing stress. To a certain extent this is illusory because the shift from a shear vector to a stress vector involves the unknown eddy dynamic viscosity. In a limited situation such as this one cannot hope to do better than to apply uniformly a typical value, and this has in fact been done. This scheme has some merit however, since it allows comparison with shearing stress values obtained in other experimental situations. The typical value incidentally was $15000 \text{ cm}^2/\text{sec}$ for the eddy dynamic viscosity or Austaugh coefficient, or alternatively 0.4×10^{-3} for the shear stress coefficient. The surface stress values obtained here, ranging from 0.12 to 0.28 dynes/cm², are of a reasonable magnitude and compare quite well to those found by Charnock at Anegada, under presumably similar conditions, but from the geostrophic departure method. The peculiar inflection point at about 800 meters in two of the profiles is directly related to the previously mentioned possible error in the height of the boundary layer, and would disappear if the height were adjusted.

Returning now to the equatorial thermal shear mentioned previously, it became apparent in this study that the surface wind direction was highly sensitive, in a predictable manner, to variations in the surface temperature. Figure 9 shows the surface wind direction as a function of the observed station temperature, and

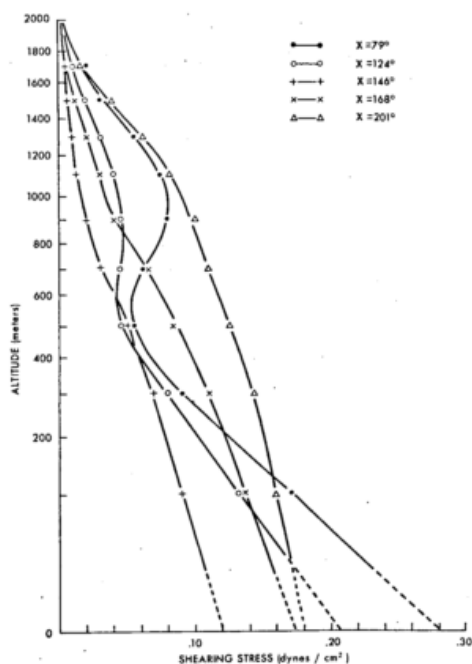


Fig. 8

Vertical variation of the stress vector for the five separate groups. The values shown represent the difference in shear between any level and the top of the boundary layer.

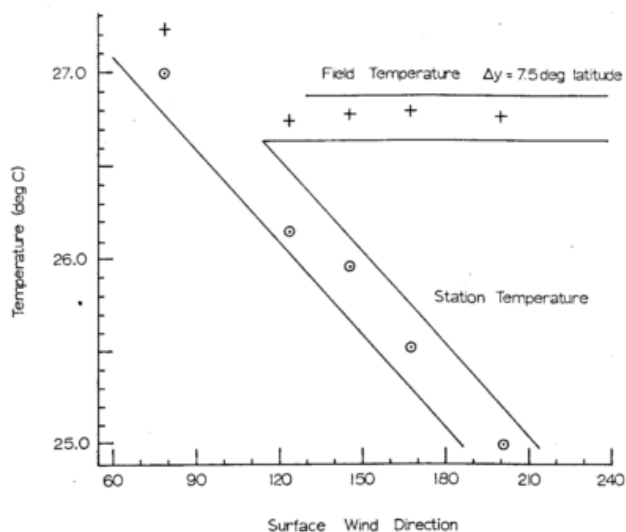


Fig. 9

Conjectural field temperatures (see text) as a function of observed mean surface temperatures and mean surface wind directions.

it is quite evident that the direction veers by roughly 60° for every degree centigrade decrease in the station temperature. For surface temperature near 27°C (the climatological mean value), the surface wind direction is approximately parallel to that at the top of the boundary layer, while by extrapolation for a temperature of 24°C , the surface wind is oppositely directed to the upper winds. One can obtain an analytic expression for the horizontal wind in equatorial regions by differentiating the geostrophic relationship with respect to latitude. If both the horizontal wind shear and the horizontal density gradient are small, the result is an equatorial wind, analogous to the geostrophic wind, with β as the angular parameter and $\delta p/\delta y$ as the stream function. It is possible to obtain the vertical variation of this equatorial wind in terms of the horizontal variation of $\delta p/\delta y$, which may then be related

to the vertical temperature structure. The salient parameter is $\delta^2 T/\delta y^2$ interpreted as a local deviation from a linear meridional temperature gradient in the equatorial region. The sense of the relationship is such that a local hot spot will produce an eastward directed shear, that is, the wind at height is more westerly than at the surface, while a local cold spot will produce a westward directed shear, that is, the wind at height is more easterly than at the surface. The magnitude of the zonal shear is proportional to the relative intensity of the temperature deviation.

If now the second derivative is replaced by a finite difference, and as a first approximation it is assumed that the observed station temperatures are the result of a uniform but unknown field temperature minus a deviation due to local causes, then the local deviation, over a suitable horizontal distance, is the only unknown in the equatorial thermal wind equation. This scheme has been applied to the zonal components of the five individual thermal shear vectors with the results shown in the same figure. With a horizontal scale of 7.5 degrees of latitude — roughly the dimensions of traveling disturbances in tropical regions — the computed deviation in each case brings the field temperature to an approximately uniform value, which is a gratifying result in itself. In addition, this value is quite close to the climatological surface temperature of the region under consideration.

In conclusion I would like to state that the analysis presented here suffers greatly from lack of supporting data. On the other hand it seems reasonable to conclude that the structure of the boundary layer in equatorial regions is not very much different from that in mid-latitudes, and that even if the geostrophic departure method of obtaining the shear stress vector is invalid at the equator, the free air wind vector, the stress vector, and the boundary layer all retain their normal meaning.

It should also be remembered that this has been a heuristic examination — that the conclusions follow from the assumptions, and that only the similarity between deduction and observation can be pointed out. One can only hope that future expeditions will have the foresight to plan for detailed enough appropriate observations so that the relationships suggested here may be adequately tested.

References

- (1) JOHNSON, W. B., Jr.: Climatology of atmospheric boundary layer parameters and energy dissipation. Studies of the three-dimensional structure of the planetary boundary layer. Dept. Meteor. Univ. Wisconsin (1962).
- (2) LETTAU, B.: Thermally and frictionally produced wind shear in the planetary boundary layer at Little America, Antarctica. Monthly Weather Rev. 95 (1967) S. 9.
- (3) CHARNOCK, H.; FRANCIS, J. R. D.; SHEPPARD, P. A.: An investigation of wind structure in the trades. Phil. Trans. Roy. Soc. London A 249 (1956).
- (4) BUNKER, A. F.: A low-level jet produced by air, sea, and land interactions. In: Proc. Sea-Air Interaction Conference, Tallahassee, Florida. Techn. Note 9-SAIL-1 (1965).
- (5) LETTAU, H. H.; HOEBER, H.: Über die Bestimmung der Höhenverteilung von Schubspannung und Austausch-Koeffizienten in der atmosphärischen Reibungsschicht. Beitr. Phys. Atmosph. 37 (1964) S. 2.
- (6) ROLL, H. U.: Physics of the marine atmosphere. New York (1965).

DK 551.515.1:551.553.8:551.556.8

Windschwankungen und Sturmfluten an der Deutschen Nordseeküste

von

H. KRUHL

Zusammenfassung

Die Zahl der Sturmfluten in der Deutschen Bucht ist im Verhältnis zu der der Stürme gering. Neben der Richtung, Stärke und Dauer des Sturmes sind häufig kurzzeitige, scheinbar geringfügige Schwankungen des Windes — sofern sie zum richtigen Zeitpunkt eintreten — dafür entscheidend, ob eine extrem hohe Flut aufläuft oder nicht. Es ist in vielen Fällen schwierig, derartige Feinheiten des Windablaufes mit ausreichender Wahrscheinlichkeit sogar kurzfristig vorherzusagen. Das liegt einmal an der verhältnismäßig geringen räumlichen und zeitlichen Meldedichte über der Nordsee, zum anderen daran, daß derartige Schwankungen häufig als Auswirkungen der großräumigen Zirkulationsentwicklung, insbesondere über dem Nordatlantik, gedeutet werden können. Anhand einiger Sturmflutlagen, die nach der Katastrophenflut vom 16./17. Februar 1962 aufgetreten sind, werden die Ursachen von Windschwankungen aufgezeigt, die für die Fluthöhe entscheidend waren.

Abstract

The number of storm tides in the German Bight is relatively small compared with the occurrence of strong gales. Apart from the direction, force, and duration of the storm, short oscillations of the wind are decisive whether an extremely high flood is or is not to be expected, provided the variation takes place in a favourable moment. In many cases, even a short-range prediction of such insignificant variations of the wind field is difficult to determine with sufficient probability. On the one hand this is a consequence of the relatively sparse distribution of weather observations over the North Sea, on the other hand this is the effect of a large-scale development of atmospheric circulation, especially over the North Atlantic. Regarding some storm flood situations which happened in the German Bight after the disaster of February 16/17, 1962, the causes of wind oscillations, having been decisive for the height of the flood, are discussed.

Zu den wichtigen Aufgaben des Seewetteramtes gehören die Vorhersagen der Windfelder über der Nordsee. Diese Angaben werden u. a. vom Sturmflutwarndienst des Deutschen Hydrographischen Instituts zur Ermittlung des Windstaus und damit ggf. der Sturmfluthöhen an der Nordseeküste benötigt. Entsprechend der Konfiguration der Deutschen Küsten sind es die über Südwest nach West bis Nordwest rechtsdrehende Winde, die als Sturmflutbringer zu fürchten sind. Stürme aus diesen Richtungen treten vor allem auf der Rückseite der im Norden vorbeiziehenden Depressionen auf.

Es hat sich gezeigt, daß derartige Stürme — auch wenn sie etwa in Phase mit dem astronomischen Tidenverlauf auftreten — nur die Gefahr einer Sturmflut anzeigen. Ob im Einzelfall tatsächlich eine schwere Sturmflut eintritt, das hängt von kleinräumigen Windunterschieden und kurzfristigen Schwankungen ab. Dazu werden drei Beispiele diskutiert. Jedes Beispiel bezieht sich auf einen besonderen Typ der Rückseite. Die drei Arten sind:

- 1) Die Rückseite einer vorbeiziehenden Frontalwelle.
- 2) Die Rückseite einer bei ihrem Vorbeizug gerade zu einer hochreichenden Zyklone verwirbelnden Depression.

- 3) Die Rückseite eines bereits verwirbelten, also die ganze Troposphäre durchsetzenden kalten Tiefs oder Troges.

Alle drei Beispiele stammen aus der Zeit nach der Hamburger Katastrophenflut vom 16./17. Februar 1962. Zu 1):

In der Rückseite vorbeiziehender Wellenstörungen tritt in der Regel kein schwerer Sturm oder Orkan auf, weil es sich um flache Depressionen handelt. Ausnahmen bilden die ehemaligen tropischen Wirbelstürme, die bereits mit einem sehr tiefen Kerndruck auf eine Frontalzone der gemäßigten Breiten treffen. Das sehr seltene Beispiel einer außertropischen Warmsektorzyklone, die — dazu noch über der Nordsee — sich zu einem Orkantief entwickelte, ohne zu verwirbeln, lieferte der Skåne-Orkan vom 17. Oktober 1967 (so benannt von R. SCHERHAG nach den schweren Verwüstungen auf der süd-schwedischen Halbinsel Schonen (1), Verheerungen ähnlichen Ausmaßes traten auch im Norden Schleswig-Holsteins auf (2).

Der Skåne-Orkan entwickelte sich aus einem Tief, das am 12. Oktober mit etwa 1015 mb bei Kap Hatteras lag (Abb. 1), in einer glatt geschwungenen Bahn über den

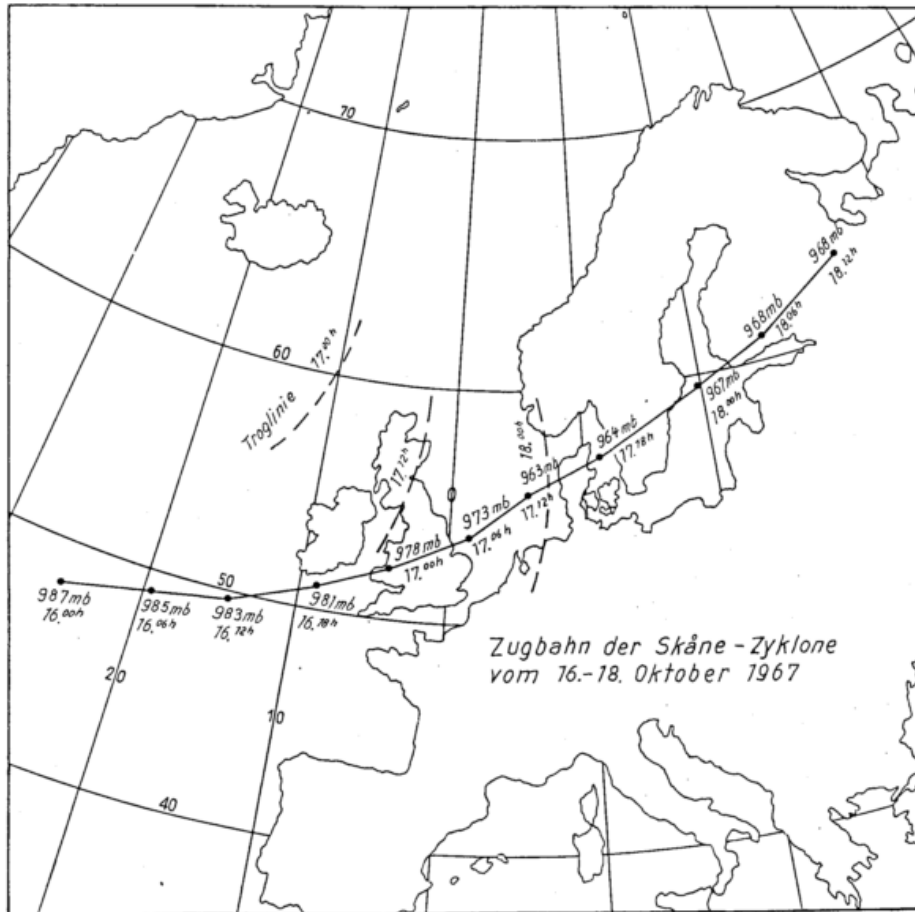


Abb. 1

Atlantik und Nordeuropa nach Nordosten zog (nach R. SCHERHAG) und am 19. Oktober bereits die südliche Barentssee erreichte. Dabei vertiefte sich die Welle im Nordseebereich sogar auf unter 965 mb. Trotz dieses tiefen Kerndrucks nahm die Geschwindigkeit der Zy-

klone in der Folgezeit noch etwas zu, weil die Verlagerung der durch die Warmsektorzyklonogenese erzeugten Welle in der oberen Troposphäre größer war als die des Bodentiefs, so daß die Bodenzyklone mitgenommen wurde.

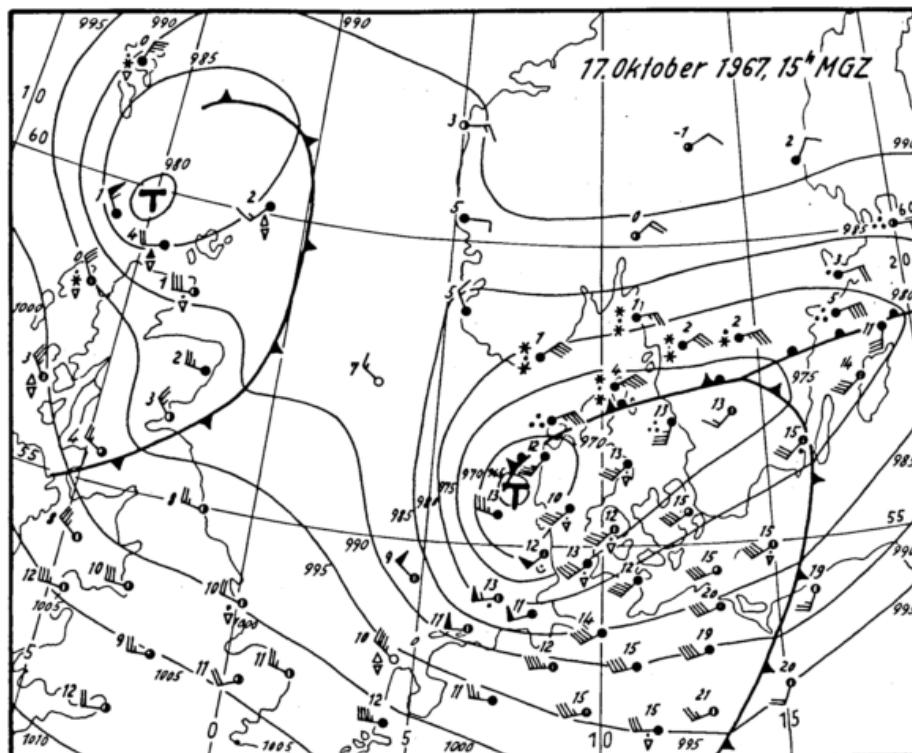


Abb. 2

Entscheidend beeinflusst wurde die Entwicklung des Skåne-Orkans durch hochtroposphärische zyklonale Vorgänge, die in der Folge der Verschärfung der Frontalzone durch Kaltluftadvektion auftraten. Ein von Nordwesten herangezogener Höhentrog erreichte am 17. Oktober, 00 MGZ, die Hebriden (Abb. 2), während die Wellenzyklone Südengland passierte. Zu dieser Zeit bestand noch die Gefahr einer Vereinigung des Höhentrog mit der Wellenstörung und damit der Bildung eines quasi-stationär werdenden hochreichenden Wirbels. Doch wanderte die Warmsektorzyklone — wie gesagt — in der Frontalzone rasch ab und erreichte am 18. Oktober, 00 MGZ, das Seegebiet der Aalands-Inseln, während der Höhentrog erst über die östliche Nordsee schwenkte.

Dieser Höhentrog hing mit einem Sturmwirbel von 980 mb nördlich der Orkneys zusammen, der unter Vertiefung aus dem Seegebiet westlich von Island nach Südosten gezogen war. Die Wellenzyklone wanderte zu dieser Zeit über die östliche Nordsee. Die dreistündigen Druckänderungen zeigten die rasche Verlagerung. Etwa um 16 Uhr setzte in der ganzen Deutschen Bucht nach Vorbeizug der Wellen bei gleichzeitigem Einströmen hochreichender Kaltluft stärkster Luftdruckanstieg ein. In der Zeit von 15 bis 18 Uhr MGZ stieg der Luftdruck bei den Deutschen Feuerschiffen weit über 10 mb an, beim Dänischen Feuerschiff „Horns Rev“ sogar um den ganz außergewöhnlich hohen Wert von 23 mb. Der Luftdruckgradient verschärfte sich außerordentlich, und es entwickelte sich sehr rasch ein orkanartiger West- bis Nordwest-Sturm (Abb. 2). An einigen Deutschen Feuerschiffen und Küstenstationen traten Bft 12 (64—66 kn) auf.

Das Drucksteiggebiet wanderte mit der Zyklone rasch ostwärts und lag um 00 MGZ bereits über den Dänischen Inseln und dem Kattegat (Abb. 3). Ihm folgte über der östlichen Nordsee ein relatives Fallgebiet nach. Eine Zeitlang blieb der Luftdruck sogar konstant. Das war der Einfluß des erwähnten Höhentrog, der über die östliche Nordsee ostwärts schwenkte.

Der Luftdruckgradient wurde geringer, und der Wind nahm ab. Erst ein weiteres Drucksteiggebiet über Schottland, das auf die Rückseite des Höhentrog zurückzuführen war, führte zu erneutem Auffrischen des Windes. Die Luftdruckkurve von List/Sylt in Kernnähe zeigt das Fehlen des Troges und — nach steilem Anstieg — den konstanten Verlauf als Einfluß des oberen Troges (Abb. 4).

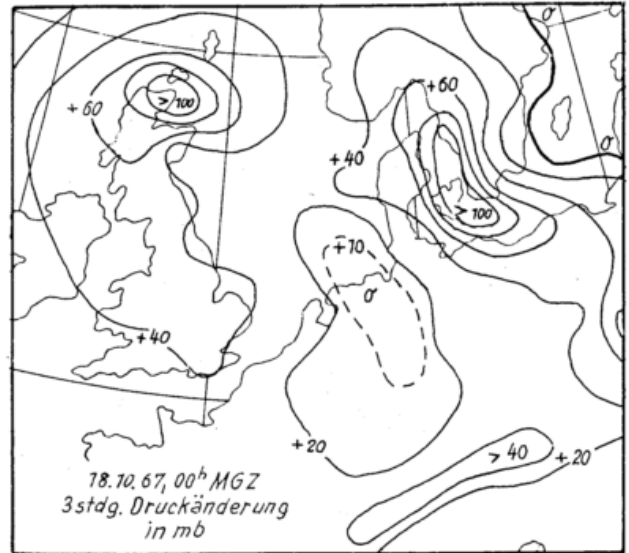


Abb. 3

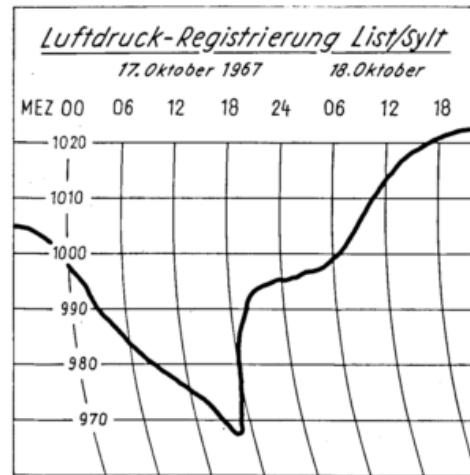


Abb. 4

Dementsprechend war der Wind- und Wasserstandsverlauf (Abb. 5). Während nach dem astronomisch vorausgerechneten Gezeitenverlauf in Cuxhaven in den Abendstunden Ebbe eintreten sollte, stieg der tatsächliche Wasserstand laufend an und erreichte zur eigent-

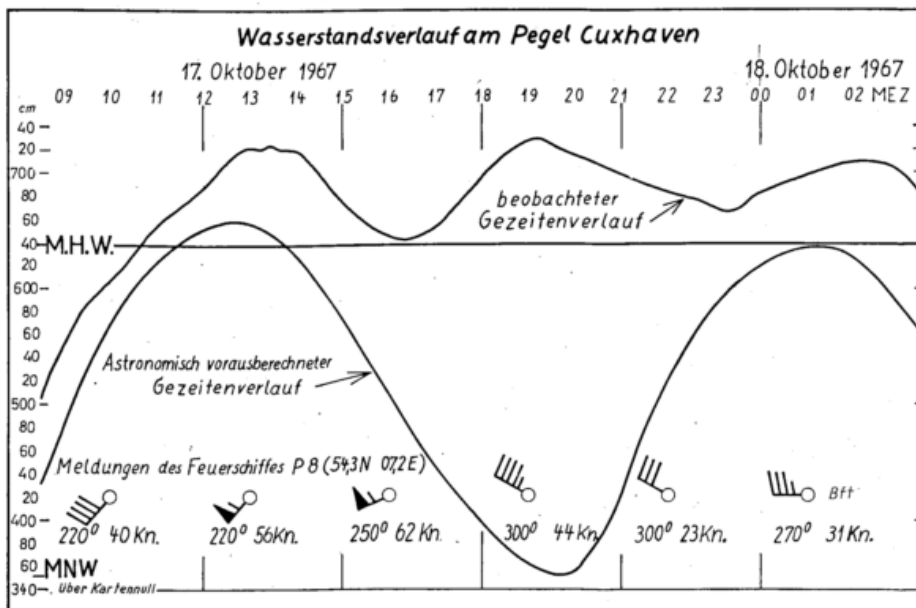


Abb. 5

lichen Ebbezeit bereits 90 cm über dem mittleren Hochwasser, d. h. die Ebbe fiel aus. Die Sorgen der Küstenbewohner erschienen berechtigt, wenn man bedenkt, daß eine Extrapolation der Wasserstandskurve bis zum Nachthochwasser durchaus eine sehr schwere Sturmflut wahrscheinlich machte. Der orkanartige Sturm, der während der Ebbezeit auf Nordwest drehte, flaute aber in der ersten Nachthälfte bis auf Bft 6 ab, und das Wasser fiel. Das erneute Auffrischen nach Mitternacht kam jedoch für das Nachthochwasser zu spät.

Eine kurze Überlegung zeigt, daß die Lebensgeschichte des Skåne-Orkans leicht anders verlaufen konnte. Wäre nämlich der von Island herangezogene hochtroposphärische Wirbel 6 bis 12 Stunden früher in die Nordsee gelangt, so hätte das sehr wahrscheinlich seine Vereinigung mit dem Skåne-Orkan zur Folge gehabt. Dauer und Ausdehnung des Sturmfeldes sowie der Windstau wären noch erheblich größer gewesen.

Zu 2):

Verwirbelnde Zyklonen kommen häufiger vor. Ein eindrucksvolles Beispiel lieferte der „Adolph Bermphol“-Orkan vom 23. Februar 1967 (3), so benannt nach dem Seenotrettungskreuzer „Adolph Bermphol“, der zur Rettung Schiffbrüchiger auslief und später ohne Besatzung treibend aufgefunden wurde. Die Besatzung fand den Tod. Dieser Orkan entwickelte sich ebenfalls aus einer subtropischen Wellenstörung, die — aus dem Azorenraum kommend — sich an einer kräftigen Frontalzone stark vertiefte. Sie nahm fast denselben Weg wie der Skåne-Orkan, erreichte ihren Höhepunkt ebenfalls vor der Westküste Jütlands. Der Kerndruck lag sogar unter 960 mb. Ein Orkanfeld von Bft. 10 bis 12 erstreckte sich von der nördlichen Nordsee bis in die Deutsche Bucht (Abb. 6). Die höchste mittlere Windge-

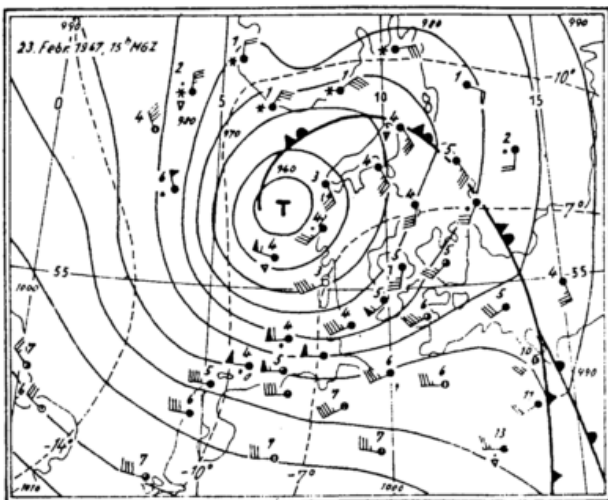


Abb. 6

windigkeit wurde mit 74 kn auf einem Ölbohrturm westlich von Sylt registriert. Im Gegensatz zum Skåne-Orkan hielt der schwere Sturm außergewöhnlich lange an. Bft. 10 und mehr dauerten 11 Stunden, Bft. 11 noch 4 Stunden, Bft. 12 mehr als eine Stunde, wie die Registrierungen des Feuerschiffes „P8“ zeigen (Abb. 8). Der „Bermphol“-Orkan gehört zu den schwersten Stürmen in der Deutschen Bucht seit jenem verhängnisvollen „Elbe I“-Orkan vom 27. 10. 1936, dem das FS „Elbe I“ zum Opfer fiel.

Die lange Dauer ist die Folge der Tatsache, daß der „Bermphol“-Orkan über der östlichen Nordsee zu verwirbeln begann. Damit verringerte sich seine Wanderungsgeschwindigkeit, der Luftdruckgradient verschärfte sich. Das Maximum des Orkanfeldes verlief

Windgeschwindigkeit beim FS „P8“
10-Minuten-Mittel

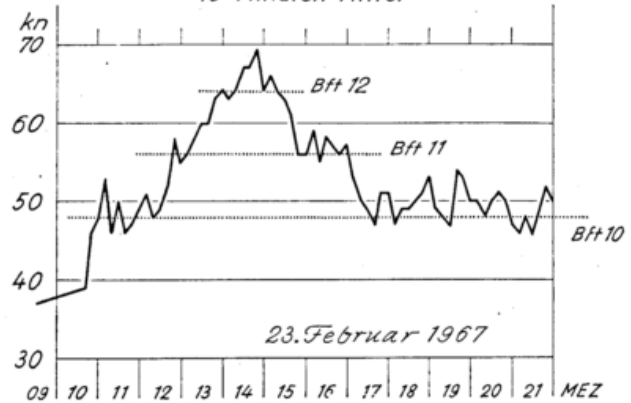


Abb. 8

etwa mit der 0-Isallobare. Die Ausbuchtung im Druckfallgebiet (Abb. 7), ebenso wie die Druckregistrierung von List auf Sylt deuteten auf die beginnende Trogbildung.

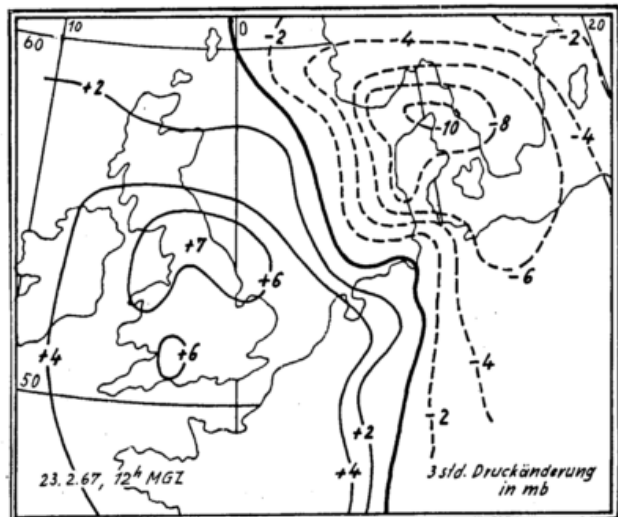


Abb. 7

Die Entwicklung hing mit der Vertiefung einer Zyklone über dem Nordwest-Atlantik zusammen. Daher bestand zu diesem Zeitpunkt durchaus die Möglichkeit, daß der Trog nach Südosten schwenken würde. Dann hätte die Situation der des Holland-Orkans vom 31. Januar 1953 geähnelt. Die Folge wäre eine Winddrehung auf Nordwest bis Nord und eine Verlängerung der Sturmdauer gewesen. Eine Katastrophenflut wäre mit großer Wahrscheinlichkeit eingetreten.

Aber es kam anders. Eine beginnende Zonalisierung über dem Atlantik führte dazu, daß der Trog ostwärts schwenkte. Damit nahmen die Windstärken von Bft. 12, wenn auch nur auf 10 ab und drehten nicht über 290° hinaus (Abb. 8). Aber das genügte, um das Nachthochwasser an der Nordseeküste nicht über 3 m über dem mittleren Hochwasser auflaufen zu lassen, obgleich die vorangegangene Ebbe ausgefallen war. In Hamburg wurde allerdings noch 3,25 m erreicht. Damit trat die schwerste Sturmflut nach der Katastrophenflut vom 16./17. Februar 1962 ein und die drittschwerste seit 1825.

Zu 3):

Als die Hamburger Zeitungen am 13. Februar 1965 des Jahrestages der Wiederkehr der Hamburger Katastrophenflut vom 16. Februar 1962 gedachten, entwickelte

sich gerade aus einer energiereichen Warmsektorzyklone bei Island ein Orkantief, das anschließend über das Nordmeer nach Südosten zog. Das Orkantief vom 13. Februar 1965 gelangte als hochreichender kalter Wirbel am 13. Februar, 18 Uhr MGZ, nach Jütland (4). Zu dieser Zeit befand sich die Warmsektorzyklone bereits über Mittelskandinavien. Zwischen dem kalten Wirbel und einem auf 1040 mb sich verstärkenden Hoch westlich der Britischen Inseln stellte sich ein Nordwest- bis Nordsturmfeld von Stärke 9 bis 10 ein, das vom mittleren Nordmeer bis in die südliche Nordsee reichte. Die Wetterkarte vom 13. Februar, 18 UhrMGZ (Abb. 9), zeigt das

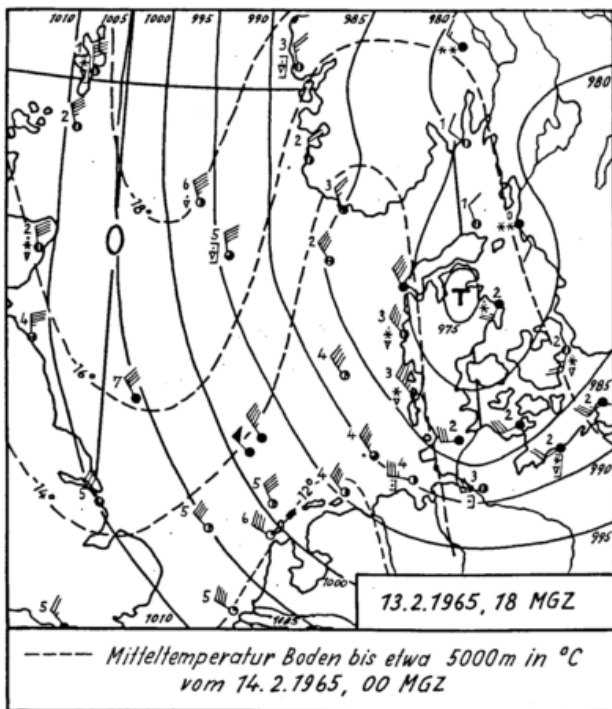


Abb. 9

Sturmfeld nur 2 1/2 Std. vor der Flut in Norderney; eine schwere Sturmflut schien unvermeidbar. Doch kam es nicht dazu, weil durch mehrere Umstände der räumliche und zeitliche Windverlauf sehr differenziert verlief. So bestand ein erheblicher Unterschied in der Windentwicklung zwischen der ostfriesischen und der nordfriesischen Küste. Einer der Gründe war in einer Warmluft-schliere zu sehen, die in der Folge des Okklusionsprozesses in die Rückseite des kalten Wirbels einbezogen wurde. Die mittleren Isothermen von 00 Uhr MGZ des Folgetages verdeutlichen sie. Die „Störung“ machte sich im Druckdiagramm von List/Sylt noch bemerkbar, aber nicht mehr in dem von Norderney.

Als Beispiel für die Windentwicklung in der westlichen Deutschen Bucht dienen die Registrierungen des Feuerschiffes „P8“ und von List/Sylt. Es sind die höchsten 10-Minutenmittel jeder Stunde aufgetragen, ferner die zeitliche Lage der Trogachse (Abb. 10). Man sieht, daß in Norderney die stärksten Winde noch vor Durchgang des Troges auftraten. Mit dem Passieren des Troges

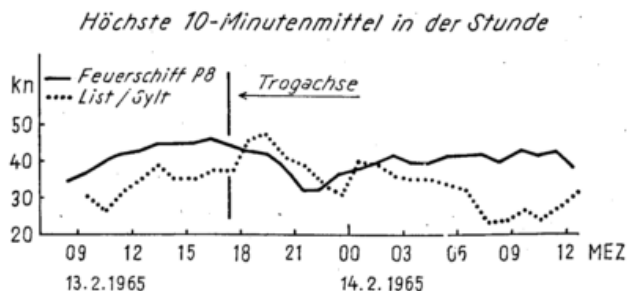


Abb. 10

und mit Winddrehung auf Nordwest ließ der Wind zunächst zögernd, dann aber merklich nach, um gegen 21 Uhr MGZ — gerade zur Zeit der Flut in Norderney — ein Minimum zu erreichen. Damit war die Gefahr einer schweren Sturmflut gebannt, es wurden keine 2 m über mittlerem Hochwasser registriert. Anschließend frischte der Wind wieder auf und wehte bis zum nächsten Mittag mit maximal Stärke 9.

Ganz anders verlief die Windentwicklung im Gebiet der nordfriesischen Küste. Dort setzten die höchsten Windstärken — wie man es auch erwarten sollte — mit Winddrehung auf Nordwest nach Durchgang der Trogachse ein. Etwa 4 Stunden herrschte Windstärke 9. Dann trat ein sekundäres Minimum als Folge der erwähnten Warmluft-schliere auf. Aber ab Mitternacht gingen die Windstärken laufend zurück bis auf Bft. 6 in den Vormittagsstunden, während im Raum Norderney noch Bft. 9 herrschten.

Neben der erwähnten Warmluft-schliere sind es die Drucktendenzfelder, die den Windverlauf bestimmten. Die Kerne des Fall- und Steiggebietes der Zyklone zogen von der nördlichen Nordsee zur Ostsee (Abb. 11).

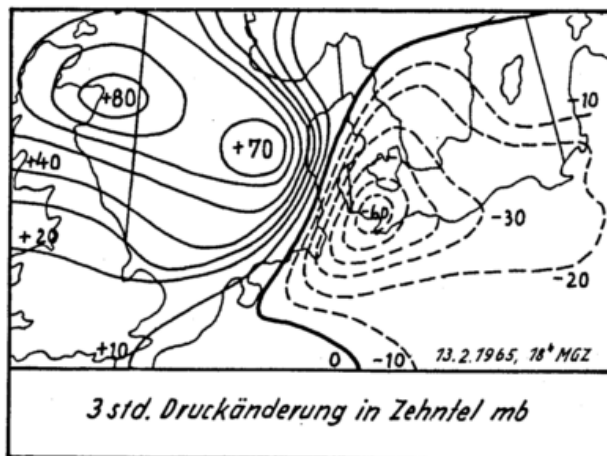


Abb. 11

Mit der Annäherung des Steiggebietes und dem Durchgang der Trogachse mußte der Wind im Raume von Sylt kräftig auffrischen. Als aber über Jütland der Druck schon stark anstieg, begann er im Raum von Norderney erst zu steigen. Die Folge war eine Auflockerung des Gradienten zwischen Norderney und List und eine Abnahme des Windes bei Rechtsdrehung. Ein weiteres Steiggebiet über Schottland hing mit der Meridionalisierung der Großwetterlage zusammen. Es zog südwärts, verstärkte den Druckgradienten über der westlichen Nordsee und führte dort zu stürmischem Nordwest bis Nord.

Mit den drei vorgeführten Musterbeispielen sollte gezeigt werden, daß zur Vorhersage einer Sturmflut nicht nur die Angabe eines generalisierten Sturmfeldes über der Nordsee genügt, sondern daß die Prognose kurzfristiger, detaillierter räumlicher und zeitlicher Wind-schwankungen erforderlich ist.

Literatur

- (1) SCHERHAG, R.: Der Skåne-Orkan vom 17./18. Oktober 1967. Beilage d. Berliner Wetterk. v. 2. 1. 68, 3/68, SO 1/68.
- (2) KRÜHL, H.: Der Nordsee-Orkan vom 17. Okt. 1968. Wetterk. d. Seewetteramtes, Hamburg, (1967) Nr. 305—309.
- (3) KRÜHL, H.: Der „Adolph Berm-pohl“-Orkan vom 23. Februar 1967. Wetterk. d. Seewetteramtes, Hamburg, 15 (1967), Nr. 60—71.
- (4) WOICK, H.: Die Entstehung der Genua-Zyklone und einfache graphische Methoden zu ihrer Vorhersage. Inst. Theoret. Meteor. F. Univ. Berlin (1966).

DK 551.52 : 551.513.2 (261)

Sensible and latent heat transfer over the North Atlantic during some recent winter months

by

ALLEN HOWARD PERRY

Abstract

Using ocean weather ship data and the turbulent flux formulae developed by SHELLARD it has become possible to investigate the patterns of energy transfer over the North Atlantic Ocean and to locate the major influx and efflux regions on the monthly time scale. Anomalous winter circulation patterns (1962/63—1964/65) have been linked with anomalies in the position and intensity of the centres of sensible and latent heat transfer. Some of the possible implications of the results for climatic change will be discussed.

Zusammenfassung

Mit Hilfe von Wetterschiffswerten und der von SHELLARD entwickelten Formel für den turbulenten Fluß ist es möglich geworden, das Verhalten des Energieüberganges über dem Nordatlantischen Ozean zu untersuchen und die Gebiete größeren Ein- und Ausfließens nach Zeitspannen von einem Monat festzulegen. Anomale Züge der Winterzirkulation (1962/63 bis 1964/65) sind verknüpft gewesen mit Anomalien in der Lage und Stärke der Zentren des Übergangs fühlbarer und latenter Wärme. Einige der möglichen Anwendungen dieser Ergebnisse auf Klimaschwankungen sollen diskutiert werden.

It is generally recognized that a knowledge of the rates of energy exchange between sea and atmosphere is a fundamental requirement for a proper understanding of the atmospheric circulation. HARE (5) has remarked that "the outstanding change in our climatology during post-war years has been the shift away from such parameters as temperature and relative humidity towards the measurement of fluxes". The importance of these studies has been heightened by the findings of NAMIAS (13) and BJERKNES (2) that feedback processes between abnormal sea or land surfaces and the atmosphere may be responsible for climatic anomalies on many time scales. From the work of BUDYKO (3) and JACOBS (7) it is known that the mean distribution of the budget terms and their relative importance varies widely both seasonally and geographically. GAGNON (4) has shown that the radiative terms of the energy budget are relatively constant geographically in comparison with the turbulent flux terms, although of the same order of magnitude. The energy budget is made up of two components, the stable radiative one dependent on climatic variations and latitude, and little influenced by changes in the circulation patterns and the unstable turbulent flux where the aperiodic fluctuations caused by the circulation exceed the latitudinal variations.

Since the end of the war it has become possible to investigate energy transfers over the North Atlantic using ocean weather ship records and there is now sufficient data available to make worthwhile the determination of the average position and intensities of the main influx and efflux regions.

Method

SHELLARD (16) has investigated the annual variation of the various terms over the nine year period 1948—56 at O.W.S. I and J and his general procedure for calculat-

ing energy used for evaporation (Q_e) and sensible heat exchanged between sea and atmosphere (Q_h) were used in this study.

His final formulae are:

$$Q = 0.00547 (ew - ea) Wa Lt \quad [1]$$

where "ew" is the vapour pressure at the sea surface, "ea" the vapour pressure at height "a", "Wa", the wind speed at height "a" and Lt taken to be $605 - 0.29 tw$ gm. cal. gm.⁻¹, where "tw" is the sea surface temperature in ° F.

$$Q_h = 0.00199 (tw - ta) Wa Lt \quad [2]$$

where "tw" and "ta" are the sea and air surface in ° F respectively.

There is little general agreement as to the most reliable and accurate method of calculating the turbulent heat fluxes and it may be that SHELLARD's formulae are inaccurate under conditions of high wind speed and extreme instability. The mean values presented by KRAUS and MORRISON (8) are somewhat higher than those in table 1, perhaps due to the absence of a correction for covariance in the Shellard formulae. The relationship between the energy budget terms and the meteorological elements is generally non-linear and this inherent error is present when using mean values of the meteorological parameters. Nevertheless, there seems little doubt that the results obtained using the formulae give a first approximation to the distribution of energy input and output over the North Atlantic.

Sensible and latent heat transfer during the winters of 1951—66

From table 1 it can be seen that large intermonthly and interannual variations occur in both the sensible and latent heat flux terms. The largest energy transfers normally occur in the south-western North Atlantic in

the vicinity of ships D and E but in some months the zone of maximum energy input can be displaced to other areas. In January 1952, for example, the highest values were in a band extending from ship B to ship I.

Table 1

SHIP A					
Month	1	2	3	4	5
Dec.	124	245	105	534(1960)	219(1963)
Jan.	149	228	113	523(1951)	225(1963)
Feb.	102	217	93	542(1959)	155(1964)
SHIP B					
Month	1	2	3	4	5
Dec.	179	264	137	702(1956)	158(1961)
Jan.	254	282	190	1146(1957)	226(1955)
Feb.	197	236	153	762(1962)	209(1960)
SHIP C					
Month	1	2	3	4	5
Dec.	81	253	126	583(1956)	113(1952)
Jan.	69	225	113	561(1962)	178(1956)
Feb.	47	172	102	411(1959)	36(1965)
SHIP D					
Month	1	2	3	4	5
Dec.	178	561	86	1161(1951)	445(1966)
Jan.	191	576	152	1085(1964)	471(1952)
Feb.	219	568	204	1203(1957)	448(1956)
SHIP E					
Month	1	2	3	4	5
Dec.	62	440	169	887(1961)	208(1956)
Jan.	64	453	148	787(1966)	237(1956)
Feb.	71	468	103	691(1955)	383(1962)
					(1963)
SHIP I					
Month	1	2	3	4	5
Dec.	141	318	93	582(1957)	352(1953)
Jan.	145	300	119	639(1952)	221(1964)
Feb.	112	253	88	512(1957)	255(1965)
SHIP J					
Month	1	2	3	4	5
Dec.	83	301	90	548(1958)	277(1966)
Jan.	87	286	80	449(1962)	207(1964)
Feb.	71	255	122	559(1957)	250(1952)
SHIP K					
Month	1	2	3	4	5
Dec.	37	249	85	535(1958)	168(1953)
Jan.	33	219	96	507(1963)	103(1953)
Feb.	42	255	107	501(1960)	141(1966)
SHIP M					
Month	1	2	3	4	5
Dec.	139	269	85	616(1961)	279(1953)
Jan.	154	272	84	541(1963)	304(1952)
Feb.	150	252	96	580(1962)	210(1951)

- 1: Mean sensible heat flux — cal cm⁻² day⁻¹
- 2: Mean latent heat flux — cal cm⁻² day⁻¹
- 3: Standard deviation of total flux values
- 4: Highest total heat flux during 1951—66 period — cal cm⁻² day⁻¹
- 5: Lowest total heat flux during 1951—66 period — cal cm⁻² day⁻¹

The climatological data on which Table 1 is based was derived from:

- 1) PFLUGBEIL, C. and STEINBORN, E.: Zur Klimatologie des Nordatlantischen Ozeans. Teil 2. Deutscher Wetterdienst, Einzelveröff. Nr. 39 (1963).

- 2) Volumes of "Monthly Climatic Data for the World".
- 3) Volumes of "Mariners Weather Log", U.S. Weather Bureau.
- 4) Meteorological Office: Meteorological and current summary for O.W.S. Alpha, India, and Juliett.

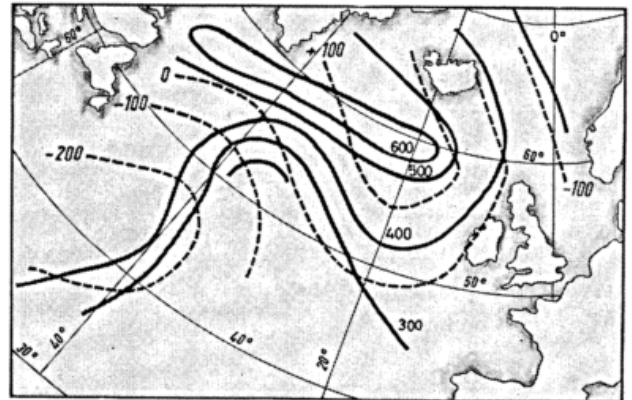


Fig. 1
Turbulent fluxes over the North Atlantic — January 1952 (Iso-lines at 100 cal cm⁻² day⁻¹ intervals). Dotted lines represent anomalies from 1951—66 mean.

From fig. 1 it can be seen that anomalies of + 100 cal. cm⁻² day⁻¹ occurred in the North East Atlantic while equally large negative anomalies were found in the vicinity of ships D and E. This type of pattern can be expected to have considerable importance for the development and steering of sea level depressions and anticyclones.

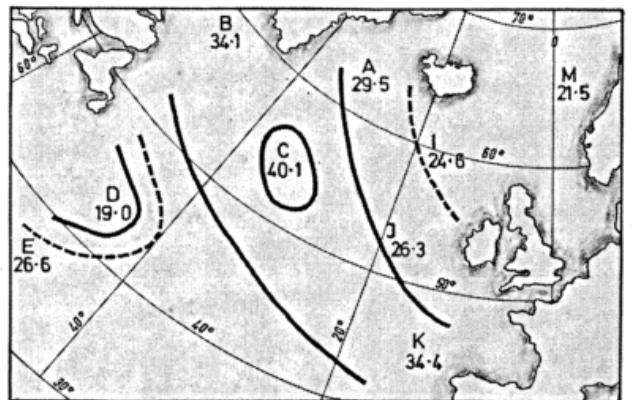


Fig. 2
Mean relative variability % December — February.

Fig. 2 illustrates the coefficient of variation of the turbulent fluxes during the winter months ($\frac{\text{Mean}}{\text{S. D.}} \times 100$). In order to investigate possible mechanisms affecting the coefficient of variation pattern it was decided to investigate whether any correlation existed between the total heat flux values and the zonal index. At Ship C a correlation coefficient of 0.64 significant at the 2% level was found between the N. Atlantic westerly overall pressure difference (LAMB and JOHNSON (9)) and the total heat flux values. Further confirmation of this association is shown in fig. 3. In month between November and April the highest flux values at Ship C accompanied months with negative pressure anomalies over Greenland and the neighbouring seas and higher than normal pressure in mid-latitudes. Thus in these months the zonal atmospheric component was strengthened. With pressure patterns of this type repeated bouts of cold air from northern North America can move out into the North Atlantic and it is under these conditions that the largest air-

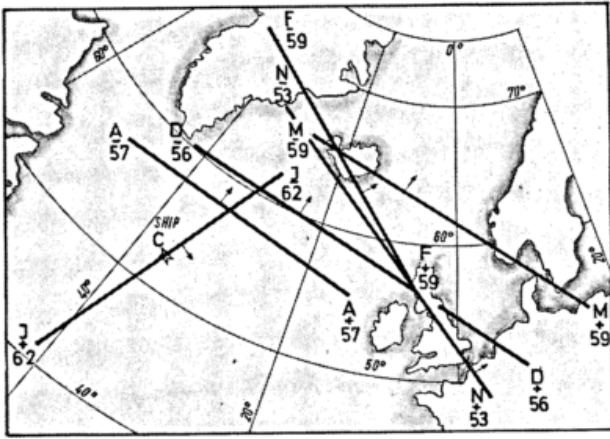


Fig. 3

Position of anomalies of monthly sea level pressure during months with high turbulent heat flux. Values at Ship C. → Direction of mean vector geostrophic wind.

sea temperature and vapour pressure differences occur in the Central Atlantic. The large coefficient of variation values at Ship B may be due to fluctuations in the ice limit from year to year affecting the results.

KRAUS and MORRISON (8) have investigated the correlation between monthly air and sea temperature anomalies at each North Atlantic weather ship. The University of Southampton 1900 series computer was used to carry out a similar analysis with the turbulent heat flux terms during the winter months. For the available number of degrees of freedom the correlations are significant with Students t test at the 1% level for $r > 0.66$ and at the 5% level for $r > 0.53$. The individual ships have been classified into distinctive groups by means of simple linkage analysis in fig. 4. This technique allows

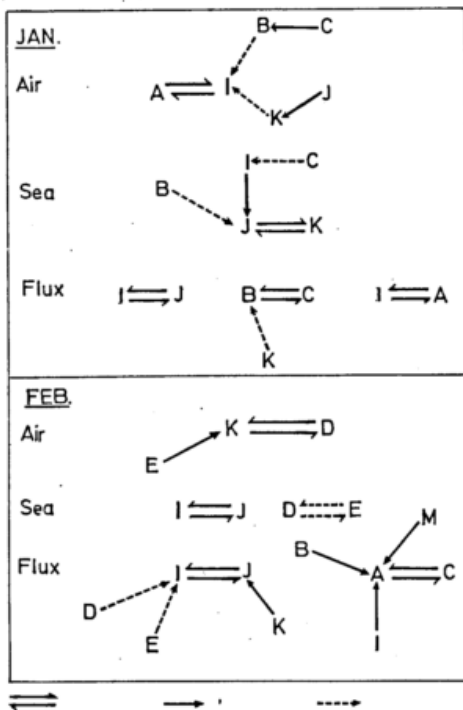


Fig. 4

Linkage analysis diagram.

groupings to be carried out merely by inspection of the correlation matrix. In each month the highest correlations (known as reciprocal pairs by MCQUITTY) are mainly in the Eastern Atlantic. This classificatory method allows the selection of groups of ships where deviations of the turbulent heat flux values from normal are

likely to be related, and this may be helpful in assessing the probable flux patterns that are likely to accompany various synoptic types.

For each winter month during the 1951—66 period the percentage contribution of sensible and latent heat to the total turbulent flux was calculated and some of the results obtained are shown in table 2. The primary trend is a north — south decrease in the importance of sensible heat as a contributor to the total turbulent heat flux.

Table 2

% contribution of sensible heat to total turbulent heat flux at each O.W. S. January 1951—66

Ship	%
A	37.5
B	47.3
C	23.4
D	24.9
E	11.7
I	32.5
J	23.3
K	13.0
M	36.1

Characteristics of the three winters 1962/63 — 1964/65

A notable feature in each of the three winters 1962/63 — 1964/65 was the presence on the mean monthly pressure map, in at least one of the winter months, of an intense anticyclone in the European-East Atlantic sector. In no month since February 1932 has such strong and persistent blocking occurred over the oceanic areas between the British Isles and Greenland, as in January 1963 and February 1965. The first winter of the series has already attracted a good deal of attention (LANDSBERG (10), MURRAY (12)), and MURRAY has commented on the exceptional blocking pattern and the resulting temperature and precipitation anomalies that dominated the large scale circulation in February 1965.

During the 1963/64 winter January was the most anomalous month. The mean surface pressure chart shows a large high covering most of the Western and Central parts of Europe and giving positive anomalies of + 15mb. at its center. As in the other two winters there were large temperature and precipitation anomalies in the Atlantic-European sector. It was warmer than normal in a belt extending from Western Greenland to Sweden and considerably colder than is usual in a similar E-W belt that stretched from Western Europe south-eastward to the Red Sea. Over the North-East Atlantic southerly advection was very marked. Using the BELASCO (1) criteria of airmass definition there were sixteen days during the month at Ship J when maritime tropical air was present at the surface.

Both NAMIAS (15) and MURRAY (12) have commented on the tendency for months with a high percentage of blocked days over the North Atlantic to be characterised by a sea temperature anomaly pattern which has positive anomalies in high latitudes and negative anomalies in low latitudes. The following table shows that such a pattern was again operative during the three months, January 1963, January 1964 and February 1965.

Table 3

Mean Sea temperature anomalies (° F) for January 1963, January 1964 and February 1965 (based on W.M.O. vormalms).

Ship	A	I	J	K	M	B	C	D	E
	+1.2	+0.1	+0.1	+0.1	+0.7	+1.0	+0.8	-0.5	-1.4

While it would seem logical to suppose that higher sea temperatures than normal at the northern weatherships would lead to an increase of air-sea temperature and

air-sea vapour pressure differences and thus increase the energy transfer to the atmosphere, this may not be true under certain circulation conditions. The southerly advection of mild, moist mT air, usually with a negative air-sea temperature difference over the North-East Atlantic, is a feature of blocking spells when the blocking high is situated over North-West Europe. With these conditions a warmer than normal ocean has the effect of widening the sea-air temperature difference and increasing the downward flux of energy. In addition, HAY (6) has shown that at Ship J after a period of successive days with anticyclonic conditions in winter, the air temperature rises considerably more rapidly than the sea temperature so that the air-sea temperature difference is progressively reduced. There seems little reason why this process should not be operative at other ships as well.

Turbulent heat flux patterns during the three winters

It was considered likely that the extremely anomalous atmospheric circulations during the three winters would be reflected in the position and intensity of the main heat exchange maxima and minima compared with the normal. Accordingly the sensible and latent heat bud-

gets were calculated for the three months December—February during each winter at the nine ocean weather ships in the North Atlantic. Space allows the reproduction of only three of the maps obtained. Each map has been coupled with one showing depression tracks during the month.

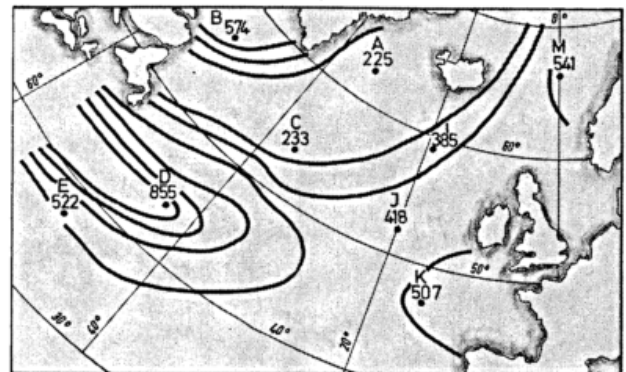


Fig. 5 a
Turbulent fluxes over the North Atlantic Ocean — January 1963. Isolines at 100 cal cm⁻² day⁻¹ intervals.

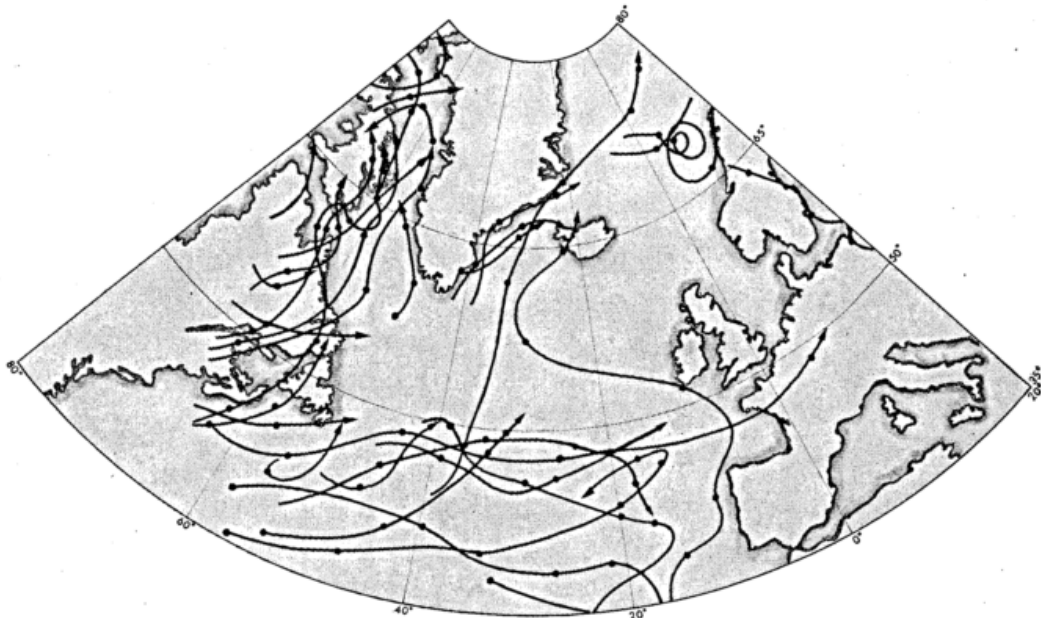


Fig. 5 b
Depression tracks — January 1963. Closed circle indicates 1200 hr. G.M.T. position.

(a) January 1963

The lowest turbulent flux values over the North Atlantic were recorded at Ship A where there was a value of only 225 cal. cm⁻² day⁻¹. The low mean wind speed and the stable atmosphere associated with the blocking high which dominated the North Atlantic during the month can be held to account for the low values. Fig. 5a shows an extended zone of maximum transfer extending probably from the North American coast along the north edge of the Gulf Stream drift. This zone is seen to be a major birthplace for depressions which subsequently moved eastward across the North Atlantic south of 50°N (fig. 5b). The large number of days of cold air advection from the continent over the Eastern Atlantic resulted in a band of high values off the West European coast. At Ship K continental air masses gave unusually large air-sea temperature and air-sea vapour pressure differences which resulted in a positive transfer anomaly of +250 cal. cm⁻² day⁻¹, compared with the calculated mean January values.

Fig. 6 shows that the highest winter monthly flux values during the period 1951—66 at Ship K occurred in months when pressure was anomalously high over Iceland and Greenland. During these months of high latitude blocking air masses of continental and polar origin would have been more frequent than normal at Ship K.

(b) January 1964

The frequent advection of air from low latitudes resulted in air-sea interchange at Ship I being lower than in any other winter month in the sixteen year period 1951—66. With the Icelandic low displaced 300 miles to the south west of its normal position on the mean monthly chart and with its axis orientated N-S repeated spells of cold air from northern North America affected the Western Atlantic in such a way that at Ship D the air-sea interchange reached its highest January value during the 1951—66 period (fig. 7a). Relative to other parts of the North Atlantic values were high at Ship B and there was a tendency for depressions to move on a northerly track up the Davis or Denmark Straits rather

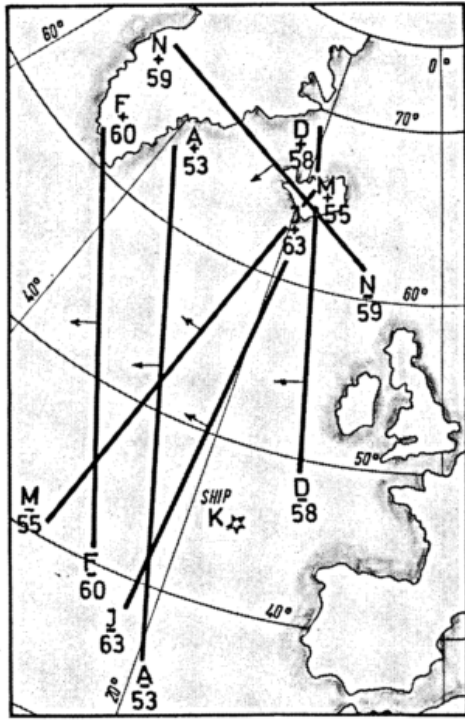


Fig. 6

Position of anomalies of monthly sea level pressure during months with high turbulent heat flux. Values at Ship K.
 → Direction of mean vector geostrophic wind.

than north-east into the Norwegian Sea as is normal (fig. 7b). On the eastern flank of these lows severe gales developed and the Mariners Weather Log (11) comments on the delay to liners in mid-ocean during the month.

(c) February 1965

During this month the input of energy seems to have been below normal over the entire North Atlantic. Even in the south-west part of the ocean at Ships D and E values were no more than average whilst at Ship C in the Central Atlantic there was the lowest air-sea energy exchange in any January between 1951—66. At this ship the sensible heat budget was negative, a feature which is normally restricted to the summer months. Cyclonic activity was everywhere considerably below normal (fig. 8b). Depressions in the West Atlantic turned north up the Davis Strait or progressed eastward in low latitudes. Fig. 8a clearly shows the corresponding tongue of relatively high air-sea energy input extending from the West Atlantic to Spain.

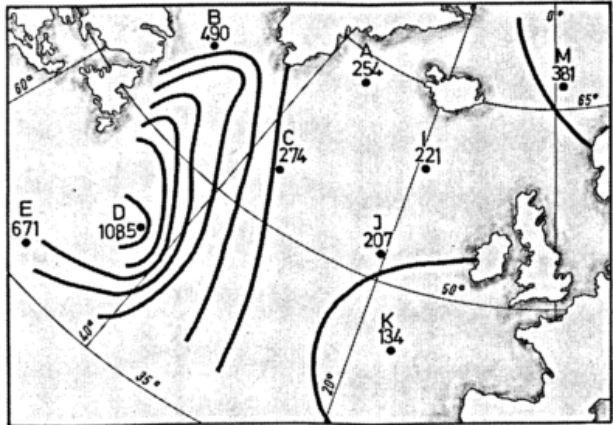


Fig. 7 a

Turbulent fluxes over the North Atlantic Ocean — January 1964. Isolines at 100 cal cm⁻² day⁻¹ intervals.

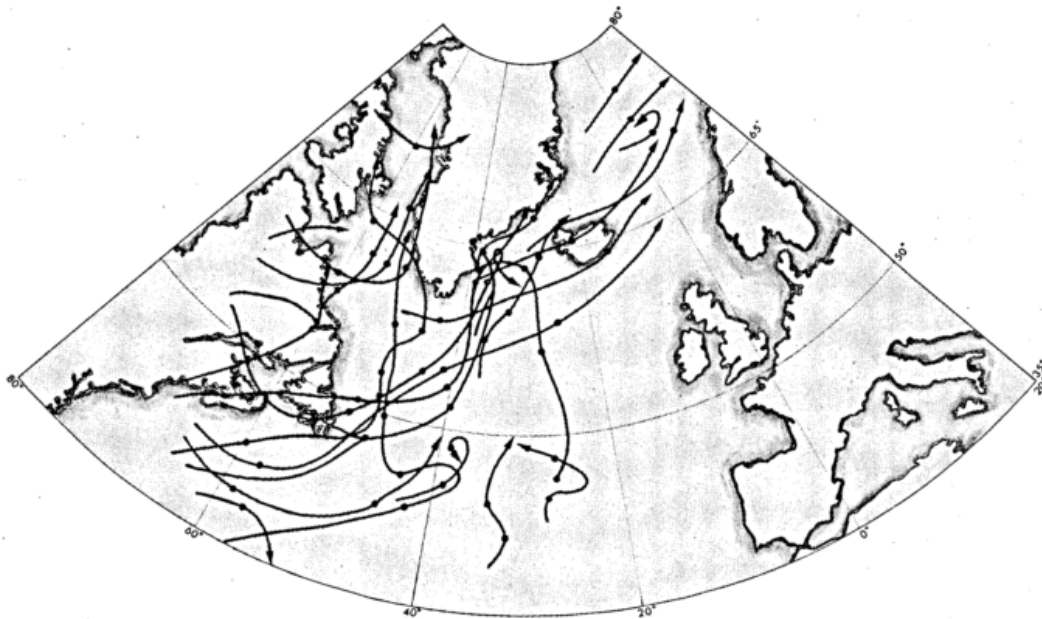


Fig. 7 b

Depression tracks — January 1964. Closed circle indicates 1200 hr. G.M.T. position.

Conclusions

Both sensible and latent heat transfer are related to wind speed and air mass and it is to be expected that a relationship will exist between synoptic and turbulent transport maps and the figures illustrate the forms that this may take. It appears that the exchange formulae are on a sufficiently sound footing to enable useful flux computations to be made from easily obtainable ocean weather ship data. However an extensive analysis of the various heat budget equations in use is required in order

to determine the most suitable under varying conditions of stability and wind speed. The catalogue of winter sensible and latent heat fluxes in table 1 extends the results of Shellard to a larger area and to a more extended, overlapping period of record.

Acknowledgment

The author would like to thank the Royal Meteorological Society for financial support towards the presentation of this paper.

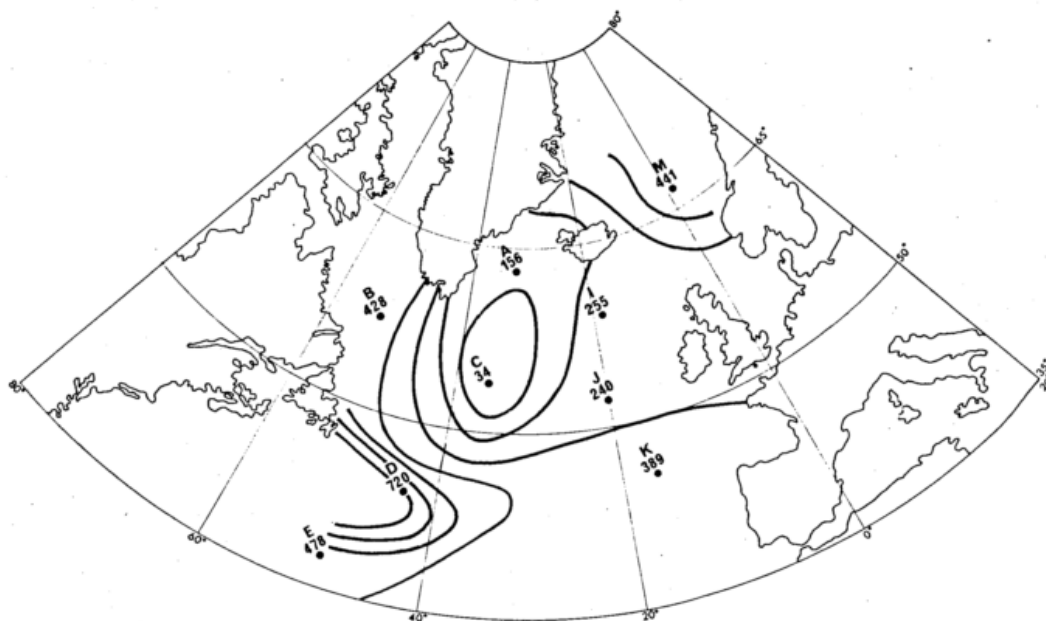


Fig. 8 a
Turbulent fluxes over the North Atlantic Ocean - February 1965
Isolines at 100 cal cm⁻² day⁻¹ intervals.

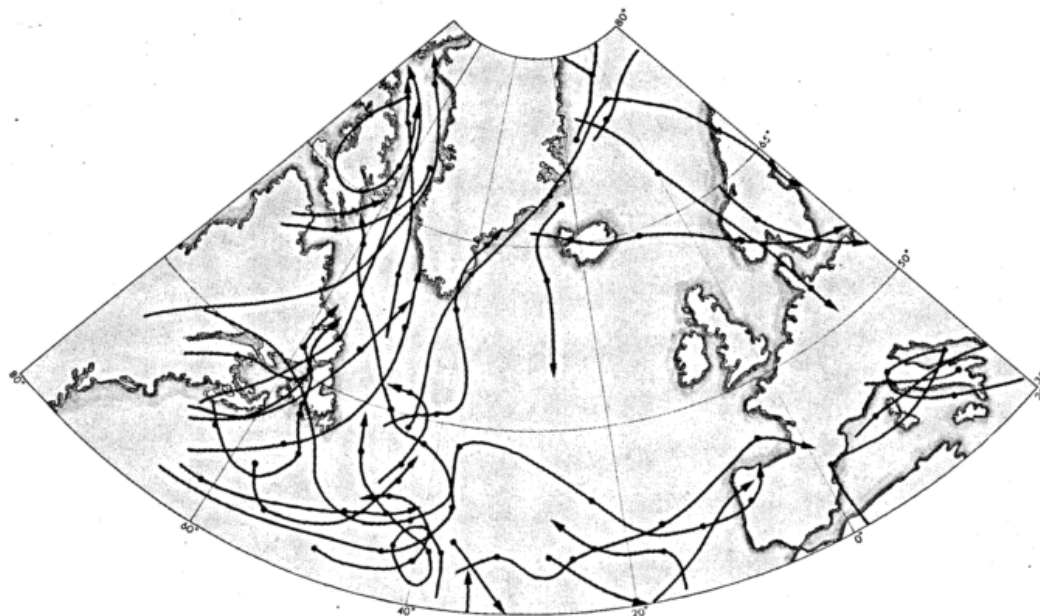


Fig. 8 b
Depression tracks — February 1965. Closed circle indicates
1200 hr. G.M.T. position.

References

- (1) BELASCO, J. E.: Temperature characteristics of different airmasses over the British Isles. Winter. Quart J. Roy. Meteor. Soc. (1945) p. 351—376.
- (2) BJERKNES, J.: Synoptic survey of the interaction of sea and atmosphere in the North Atlantic. Geophys. Nørwegica (Vilhelm Bjerknes Cent. Vol.) 24 (1962) p. 115—157.
- (3) BUDYKO, M. J.: Atlas of the heat balance. 2nd ed. Leningrad (1963).
- (4) GAGNON, R. M.: Types of winter energy budgets over the Norwegian Sea. Publ. Meteor. Arct. Meteor. Res. Group McGill Univ., Montreal, No. 64 (1964).
- (5) HARE, F. K.: The concept of climate. Geogr. 51 (1966) p. 99—110.
- (6) HAY, R. F. M.: Some aspects of variations of air and sea surface temperatures in short periods at ocean weather stations I and J of significance to the synoptic climatologist. Met. Off. Res. Pap. No. 949 (1956) (available in Met. Off. Library, Bracknell).
- (7) JACOBS, W. C.: The energy exchange between sea and atmosphere and some of its consequences. Bull. Scripps. Inst. Oceanogr. 6 (1951) No. 2, p. 72—122.
- (8) KRAUS, E. B.; MORRISON, R. E.: Local interactions between the sea and the air at monthly and annual time scales. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 92 (1966) p. 114—127.
- (9) LAMB, H. H.; JOHNSON, A. I.: Secular variations of the atmospheric circulation since 1750. Geophys. Mem., London No. 110 (1966).

- (10) LANDSBERG, H. E.: The unusual weather of January 1963. *Monthly Weather Rev.* 91 (1963). p. 307 to 308.
- (11) *Mariners Weather Log: Smooth log North Atlantic weather Jan. and Feb. 1964.* *Mar. Weather Log* 8 (1964) p. 120—121.
- (12) MURRAY, R.: A note on the large scale features of the 1962/63 winter. *Meteor. Mag.* 95 p. 339—348.
- (13) NAMIAS, J.: Recent seasonal interaction between North Pacific waters and the overlying atmospheric circulation. *J. Geophys. Res.* 64 (1959) p. 631 to 646.
- (14) NAMIAS, J.: Feedback influence of surface abnormalities on short period climatic fluctuations. *Austral. Meteor. Mag.* 37 (1962) p. 47—48.
- (15) NAMIAS J.: Seasonal persistence and recurrence of European blocking during 1958—60. *Tellus* 16 (1964) No. 3, p. 394—407.
- (16) SHELLARD, H. C.: Some calculations of terms in the energy balance for monthly periods at the Ocean Weather Stations I and J in the North Atlantic. *Meteor. Off. Sci. Pap. No. II* (1962).
- (17) TUCKER, G. B.: Tropospheric heating over the North Atlantic. *Meteor. Mag.* 91 (1962) p. 184—190.

DK 551.511.33:551.52

Zum Wärmehaushalt der Troposphäre über dem Amerikanischen Mittelmeer

von

STEFAN HASTENRATH

Zusammenfassung

Allgemeine Zirkulation sowie Wärme- und Wasserdampfhushalt der Troposphäre über dem Amerikanischen Mittelmeer werden auf Grund aller verfügbaren Radiosondendaten des gesamten Jahres 1960 unter besonderer Berücksichtigung des jahreszeitlichen und regionalen Wandels untersucht. Die Troposphäre als Ganzes führt über dem Karibischen Meer potentielle Energie und fühlbare Wärme während des Winters ein, und im Raum des Golfes von Mexiko während fast des gesamten Jahres; dies wird von der hochtroposphärischen Westströmung besorgt, die über den äquatorialen Gebieten des östlichen Pazifik ihren Ursprung hat. Während des Sommerhalbjahres findet über der Karibischen See eine Ausfuhr von potentieller Energie und fühlbarer Wärme statt, die in den hochtroposphärischen Ostwinden konzentriert ist; im Hochsommer schließt diese Besonderheit auch den Raum des Golfes von Mexiko ein. Während des Winterhalbjahres ist ein westwärts gerichteter Wasserdampftransport in einem relativ schmalen Streifen über der südlichen Karibischen See konzentriert. Der Wasserdampftransport über dem Golf von Mexiko ist im Großen ostwärts gerichtet. Eine Zunahme des Transports in der Strömungsrichtung zeigt den Überschuß von Verdunstung über Niederschlag an. Im Sommer erstreckt sich ein kräftiger Feuchtetransport vom Karibischen Meer über den Golf von Mexiko in das Innere des Nordamerikanischen Kontinents. Der Wasserdampftransport nimmt in der Strömungsrichtung ab, was einen Überschuß von Niederschlag über Verdunstung bedeutet. Der fluktuative Feuchtetransport und seine Divergenz über dem Golf von Mexiko nimmt im Winter beträchtliche Ausmaße an, wogegen er über dem Karibischen Meer während des ganzen Jahres verhältnismäßig gering ist. Was den gesamten Energiehaushalt betrifft, so führt die Troposphäre über dem Karibischen Meer während des ganzen Jahres Energie in andere Teile der Welt aus, wogegen für den Golf von Mexiko in einigen Wintermonaten Einfuhr angezeigt ist. Meeresströmungen führen aus der Karibischen See im Sommerhalbjahr Wärme aus, während für den Golf von Mexiko eine beträchtliche Einfuhr im ganzen Jahr angezeigt ist, mit Ausnahme des Hochsommers. Der troposphärische Energiehaushalt wird mit Hinblick auf seine Rolle in der allgemeinen Zirkulation diskutiert.

Abstract

General circulation and heat and moisture budget of the troposphere over the Central American seas are studied with emphasis on seasonal and regional variations, using the available radiosonde data of the entire year 1960. The troposphere as a whole imports potential energy and sensible heat during winter in the Caribbean, and during most of the year in the Gulf area; this is effected by the upper-tropospheric westerly current originating over the equatorial regions of the eastern Pacific. During the summer half of the year, an export of potential energy and sensible heat takes place over the Caribbean Sea, being concentrated in the upper-tropospheric Easterlies; this pattern includes also the area of the Gulf of Mexico in midsummer. During the winter half of the year, a westward directed moisture transport is concentrated in a relatively narrow band over the southern Caribbean Sea. The flux of water vapor over the Gulf of Mexico is directed roughly eastward. An increase of the transport downstream indicates the excess of evaporation over precipitation. In summer, a strong moisture flux extends from the Caribbean Sea over the Gulf of Mexico into the interior of the North American continent. The water vapor transfer decreases downstream, which means an excess of precipitation over evaporation. The eddy moisture flux and flux divergence over the Gulf of Mexico reaches considerable proportions in winter, while it is comparatively small over the Caribbean Sea throughout the year. Regarding the total energy budget, the troposphere over the Caribbean Sea acts as an exporter of energy to other parts of the globe throughout the year, while import is indicated for the Gulf of Mexico during some winter months. Ocean currents export heat from the Caribbean Sea during the summer half of the year, while conspicuous import is indicated for the Gulf of Mexico throughout the year, with the exception of midsummer. The tropospheric energetics are discussed with respect to their role in general circulation.

1. Einleitung

Untersuchungen über Zirkulation und Energiehaushalt der Passate waren schon früh auf die eigentlichen Ursprungsgebiete der Passate auf der Ostseite der subtropischen Hochdruckzellen gerichtet. Die bahnbrechende Arbeit SVERDRUP's (1) über den nordatlantischen Passat gründete sich auf das Beobachtungsmaterial der Expeditionen von TEISSERENC DE BORT und HERGESELL, die hauptsächlich längs der Küsten Nordwestafrikas tätig waren. Für den Nordpazifischen Passat wurde ein vergleichbar brauchbares Beobachtungsmaterial erst gegen Ende des zweiten Weltkrieges gewonnen. Diese Daten wurden von RIEHL et al. (2) ausgewertet. Ihre Untersuchungen, ebenso wie die wertvollen Beiträge von NEIBURGER (3) und NEIBURGER et al. (4) betreffen eindeutig das Ursprungsgebiet des Passats auf der Ostflanke der Nordpazifischen Antizyklone.

Vergleichsweise wenig ist andererseits bekannt über den Energiehaushalt im Raum des polwärts drehenden Endteils des Passatsystems auf der Westflanke der subtropischen Antizyklonen. COLÓN's (5) Studie über den Wärmehaushalt der Troposphäre über dem Karibischen Meer ist auf zwei Wintermonate beschränkt. Hier sind in der Tat wesentliche Unterschiede gegenüber den herkömmlichen Merkmalen des Passats zu erwarten. Der Raum des Amerikanischen Mittelmeers schien für eine Untersuchung von Energiehaushalt und Luftzirkulation an der Westflanke der subtropischen Hochdruckzelle besonders geeignet, nicht zuletzt wegen der zunehmenden Verdichtung des Radiosondennetzes.

Die Untersuchung gründet sich im wesentlichen auf zweimal tägliche Radiosondenaufstiege des Jahres 1960. Ein Netz von jeweils 10 Stationen im Gebiet des Golfes von Mexiko und des Karibischen Meeres wurde für die Berechnungen des Energiehaushalts benutzt; für das Studium der Strömungssituation standen noch weitere 7 Stationen zur Verfügung (s. Abb. 1). Verschiedene

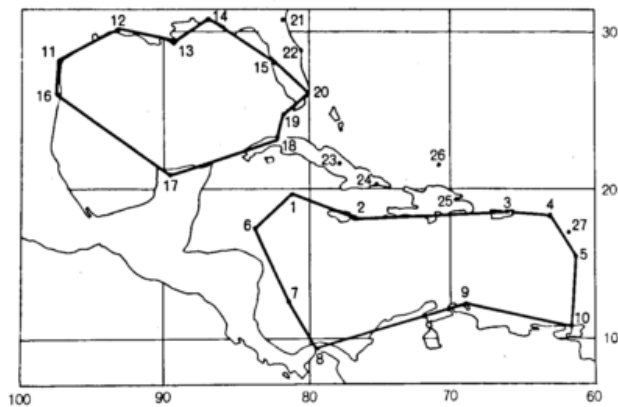


Abb. 1

Orientierungskarte der verfügbaren Radiosondenstationen.

Aspekte dieser Untersuchung sind schon früher ausführlich diskutiert worden (HASTENRATH (6), (7), (8), (9), (10), (11)). Einige Ergebnisse sind in der vorliegenden Darstellung zusammengefaßt.

2. Allgemeine Zirkulation

Die Zirkulationsverhältnisse auf der Westseite der subtropischen Antizyklone sind einem ausgeprägten jahreszeitlichen Wandel unterworfen (s. Abb. 2 und 3). Im Winter ist die Grenzfläche zwischen den Westwinden der gemäßigten Breiten und den tropischen Ostwinden stark äquatorwärts geneigt. Im Sommer wird diese Grenzfläche steiler und ist weit nach Norden ver-

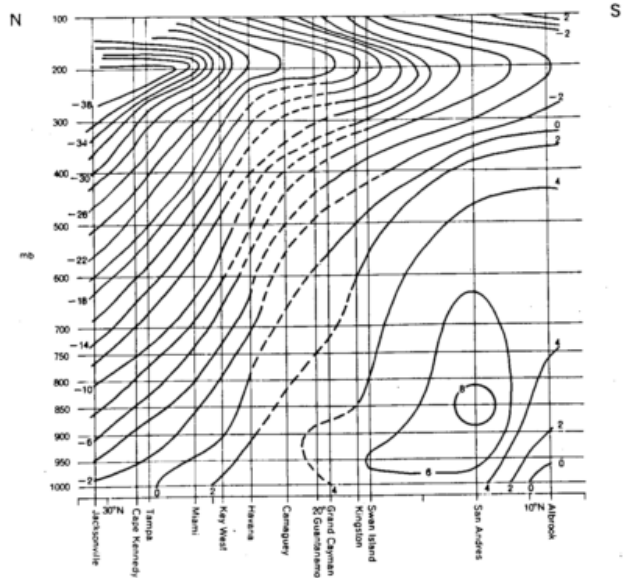


Abb. 2

Zonale Windkomponente (m/sec) in einem Vertikalschnitt entlang ungefähr 80° W, Januar 1960.

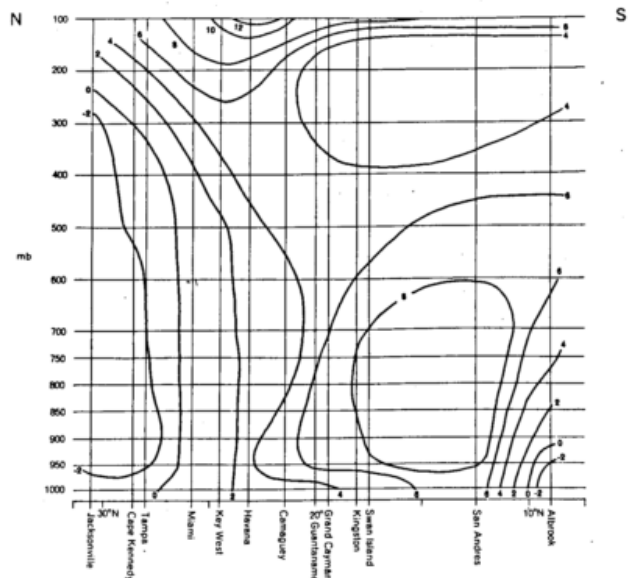


Abb. 3

Zonale Windkomponente in einem Vertikalschnitt entlang ungefähr 80° W, Juli 1960 (m/sec).

lagert. Die Lage der beiden Meeresgebiete, nämlich der Golf von Mexiko und Karibisches Meer, relativ zur Westspitze der Nordatlantischen Hochdruckzelle zeigt ausgeprägte jahreszeitliche Veränderungen; das spiegelt sich auch im Feld der großräumigen Vertikalbewegung wieder (s. Abb. 4).

Über der Karibischen See stimmen die Verhältnisse mit der klassischen Passatvorstellung einer starken Abwärtsbewegung nur während eines Teils des Jahres überein, und zwar im Spätwinter. Während des größten Teils des Jahres dagegen herrscht aufsteigende Bewegung vor. Im Gegensatz dazu überwiegt über dem Golf von Mexiko beinahe während des ganzen Jahres Absinken. Indessen entwickelt sich im Juli und August eine Tendenz zu aufwärts gerichteter Bewegung, also zur gleichen Zeit da sich die Aufwärtsbewegung über dem Karibischen Meer abschwächt. Eine ausführliche Analyse der Hauptdruckflächen zeigt, daß diese jahreszeitlichen und regionalen Besonderheiten mit Änderungen in der Lage dieser beiden Meeresgebiete relativ zur Hochdruckzelle zusammenhängen.

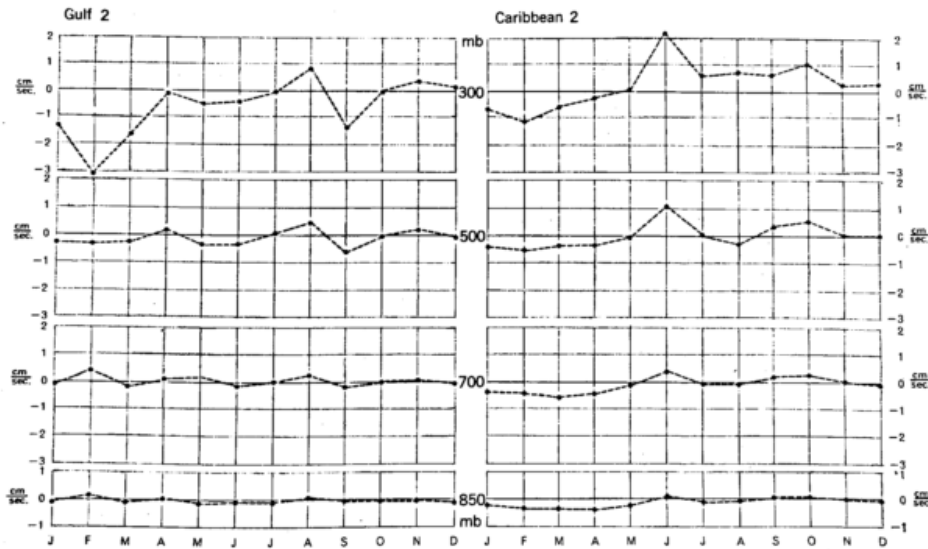


Abb. 4
Jahresgang der Vertikalbewegung über dem Karibischen Meer
und dem Golf von Mexiko, 1960.

Die jahreszeitlichen Änderungen in der Strömungssituation und dem Feld der großräumigen Vertikalbewegung spiegeln sich ferner im Jahresgang der Häufigkeit der Passatinversion wieder, die in Abbildung 5 in einem Meridionalprofil dargestellt ist. Dieser jahreszeitliche und regionale Wandel in den Zirkulationsverhältnissen ist mit ausgeprägten Änderungen des atmo-

sphärischen Energiehaushalts verbunden. Auch hier zeigen sich bezeichnende Unterschiede gegenüber dem herkömmlichen Passatkonzept.

3. Troposphärischer Wärme- und Wasserdampfaushalt

Untersuchungen zum Energiehaushalt der Atmosphäre sind von besonderer Bedeutung für ein Verständnis im Rahmen der allgemeinen Zirkulation. Im Hinblick auf die Wechselwirkungen an der Grenzfläche zwischen Luft und Wasser müssen getrennte Bilanzen für die Atmosphäre und die Wassersäule des Meeresgebietes erstellt werden. Der Fluß von latenter und fühlbarer Wärme an der Grenzfläche Wasser - Luft erscheint dann als das Bindeglied zwischen den beiden unabhängigen Haushaltsberechnungen.

Die Wärmehaushaltsgleichung für eine ozeanische Wassersäule läßt sich wie folgt schreiben

$$Q_r = (Q_s + Q_e) + Q_t + Q_v \quad [1]$$

Hier ist Q_r die Strahlungsbilanz an der Meeresoberfläche, Q_t die Änderung im Wärmegehalt des Wasserkörpers, Q_v die Divergenz des Wärmetransports durch Meeresströmungen, und Q_s und Q_e bezeichnen den Fluß von fühlbarer und latenter Wärme durch die Grenzfläche Wasser - Luft. Monatsmittelwerte von Q_r , Q_t und Q_v wurden auf Grund der verfügbaren ozeanographischen und klimatologischen Daten für die Karibische See und den Golf von Mexiko abgeschätzt, nach einem von COLÓN (5), (12) benutzten Verfahren. Man erhält dann $Q_a = (Q_s + Q_e)$ als Restglied und kann es mit den unabhängigen Ergebnissen des atmosphärischen Energiehaushalts vergleichen.

Unter Benutzung der verfügbaren Schiffsbeobachtungen kann die turbulenz-dynamische Methode für eine weitere unabhängige Bestimmung des Flusses von fühlbarer und latenter Wärme an der Grenzfläche Wasser - Luft angewandt werden. Die entsprechenden Formeln lauten

$$Q_s = c_p \cdot \rho \cdot C_a (\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_a) \bar{u}_a \quad [2]$$

$$Q_e = L \cdot \rho \cdot C_a (q_0 - q_a) \bar{u}_a \quad [3]$$

Dabei bedeutet L die Verdunstungswärme, c_p die spezifische Wärme trockener Luft bei konstantem Druck, ρ die Luftdichte, C_a den Schubspannungskoeffizienten,

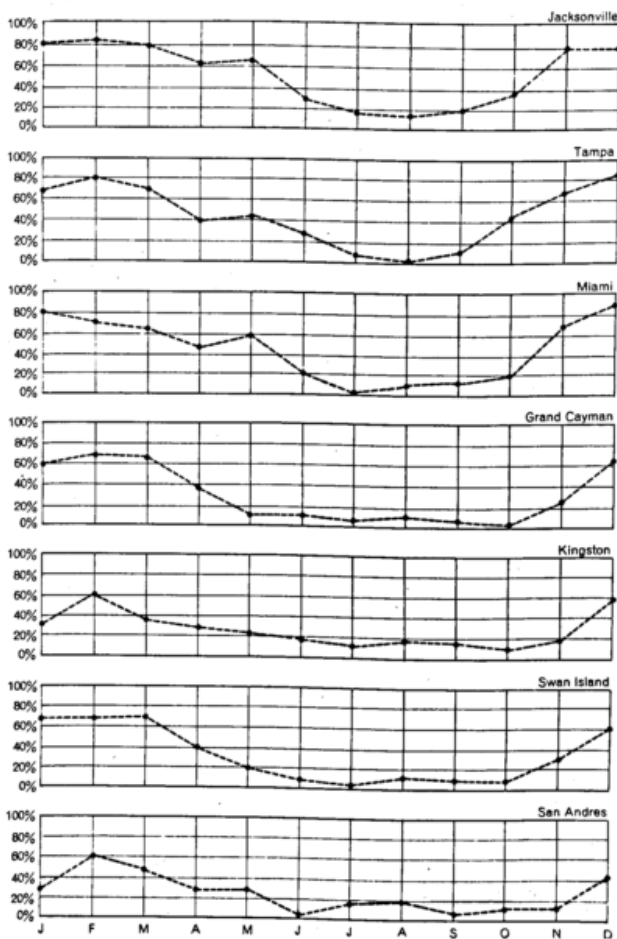


Abb. 5
Jahreszeitliche Änderungen in der Häufigkeit der Passatinversion in einem Profil von Nord-Florida bis Panama, 1960.

Θ die potentielle Temperatur, q die spezifische Feuchtigkeit und u die Windgeschwindigkeit; die Indizes o und a beziehen sich auf die Meeresoberfläche und die Höhe des Schiffsdecks. Ergebnisse für den Raum des Amerikanischen Mittelmeeres wurden in einem früheren Artikel mitgeteilt (HASTENRATH (7)).

Energiegleichungen für die Atmosphäre können aus den Bewegungsgleichungen und dem ersten Hauptsatz der Wärmelehre hergeleitet werden (HASTENRATH (6)). Für die Energiebilanz einer endlichen Luftschicht erhält man einen Ausdruck der Form

$$(R_t - R_b) = \int_b^t \nabla_p \cdot \rho \vec{V} \left(\frac{v^2}{2} + gz + c_p T + Lq \right) \frac{dp}{g} + \left[\rho \left(\frac{v^2}{2} + gz + c_p T + Lq \right) w \right]_t - \left[\rho \left(\frac{v^2}{2} + gz + c_p T + Lq \right) w \right]_b - \int_b^t \vec{V} \cdot \vec{F} \frac{dp}{g} \quad [4]$$

Dabei bedeutet $v^2/2$ die kinetische Energie, gz die potentielle Energie, $c_p T$ die Enthalpie, \vec{F} die Reibungskraft, sämtlich auf die Masseneinheit bezogen, w ist die Vertikalgeschwindigkeit und R ist der Netto-Strahlungsfluß durch ein bestimmtes Niveau; t und b beziehen sich auf die Ober- und Untergrenze der betreffenden Luftschicht. ∇_p bedeutet den zweidimensionalen Nablaoperator auf einer Fläche gleichen Druckes.

$(R_t - R_b)$ bedeutet die Netto-Strahlungsdivergenz in einer endlichen Luftschicht. Das erste Glied auf der rechten Seite der Gleichung [4] stellt die seitliche Einfuhr und Ausfuhr von Energie in ihren verschiedenen Formen dar. Der Vertikaltransport von Eigenschaften

durch die Unter- und Obergrenze der betreffenden Luftschicht ist durch das zweite und dritte Glied auf der rechten Seite gegeben. Querstriche sollen raum-zeitliche Mittel bezeichnen. Diese beiden Glieder enthalten Vertikaltransporte durch die mittlere Vertikalbewegung sowie fluktuative Prozesse. Wenn als Spezialfall die vertikale Integration von der Meeresoberfläche als untere Begrenzung aufwärts erstreckt wird, so wird das dritte Glied auf der rechten Seite gleich dem Fluß von fühlbarer und latenter Wärme an der Grenzfläche Wasser-Luft ($Q_s + Q_e$). Das letzte Glied auf der rechten Seite stellt die Vernichtung kinetischer Energie durch Reibung in der betreffenden Luftschicht dar.

Lokale Ableitungen sind in Gleichung [4] außer Betracht gelassen, da es sich hier um hinreichend lange Zeiträume handelt. Transport und Vernichtung kinetischer Energie wurden auch untersucht; sie sind aber von geringerer Größenordnung und werden deshalb hier nicht diskutiert. Die Netto-Strahlungsdivergenz in endlichen Luftschichten für mittlere Bewölkungsverhältnisse wurde LONDONs (13) graphischer Darstellung für Breitenmittel entnommen. Seitliche und vertikale Transporte von Energie in den verschiedenen Formen wurden aus den zweimal täglichen Radiosondenaufstiegen berechnet. Hinsichtlich Einzelheiten des Berechnungsverfahrens kann auf frühere Darstellungen verwiesen werden (HASTENRATH (6), (7)).

Der Energiehaushalt der Atmosphäre ist für das Winter- und Sommerhalbjahr (November—April und Mai—Oktober) graphisch dargestellt, und zwar in Abbildung 6 für den Raum des Karibischen Meeres und in Abbildung 7 für den Golf von Mexiko.

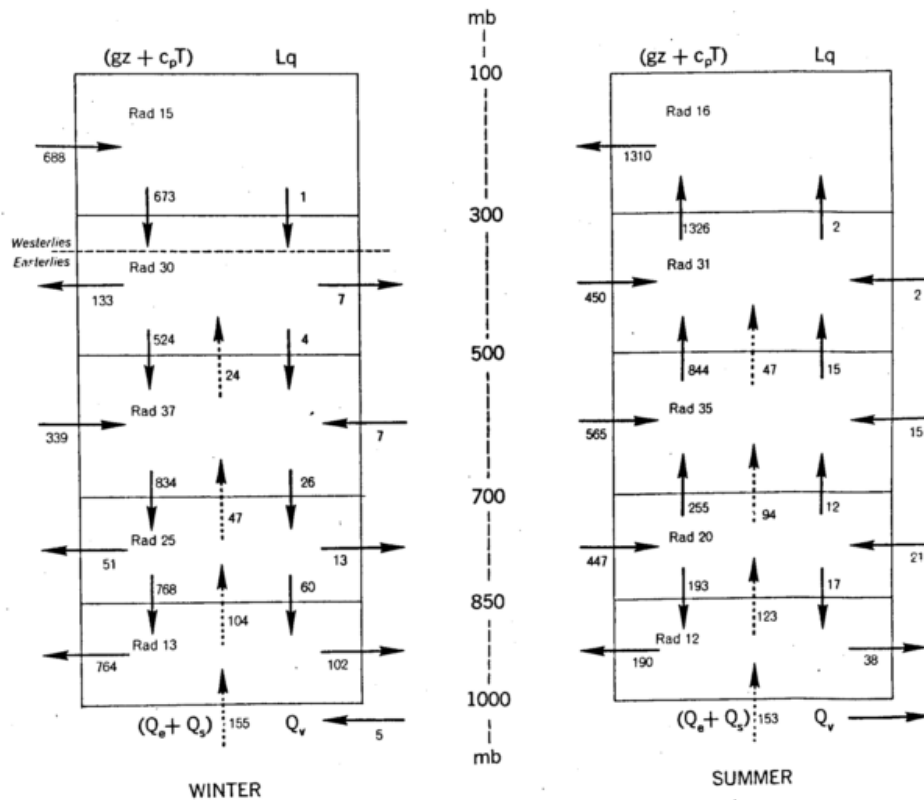


Abb. 6
Karibisches Meer, November—April und Mai—Oktober 1960. Energiehaushalt der Troposphäre (10^{10} erg cm^{-2} sec^{-1}). Gestrichelte Pfeile bezeichnen den aus Bilanzbedingungen berechneten Anteil des vertikalen Energietransports, der nicht von der mittleren Vertikalbewegung geleistet wird. Rad = Netto-Ausstrahlung; Q_v = Divergenz des Wärmetransports durch Meeresströmungen.

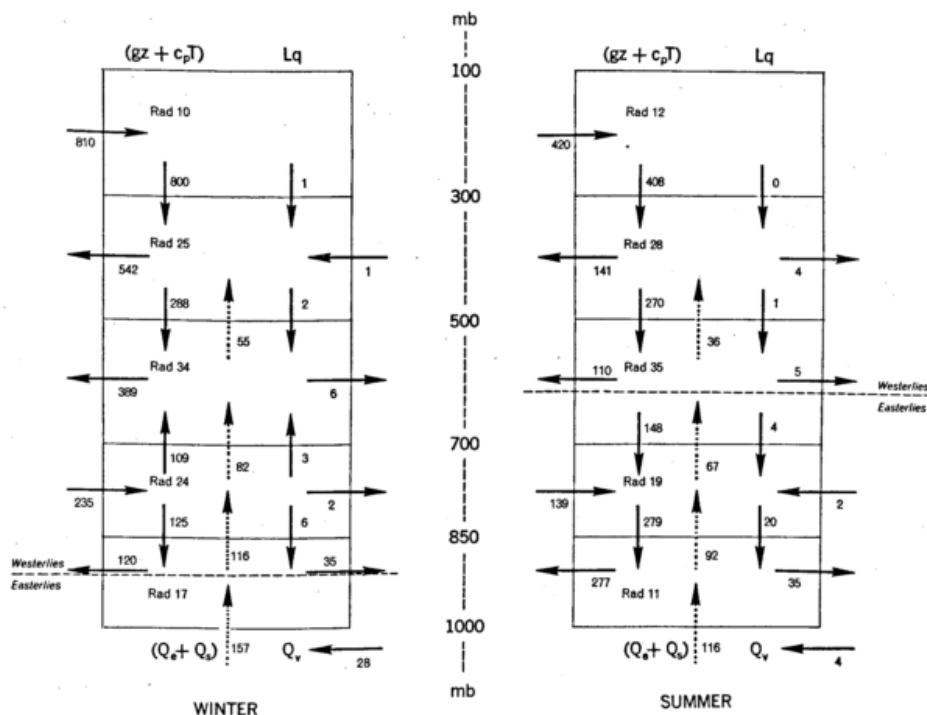


Abb. 7

Golf von Mexiko, November — April und Mai — Oktober 1960. Energiehaushalt der Troposphäre ($10^8 \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$). Bedeutung der Symbole wie in Abb. 6.

Die Troposphäre über dem Golf von Mexiko führt während fast des gesamten Jahres $(gz + c_p T)$ ein und führt dabei L_q aus; nur im Juli und August kehren sich die Verhältnisse um. Das ist mit einem Wechsel in der Lage des Golfes relativ zur Hochdruckzelle verbunden, was sich, wie oben erwähnt, auch im Feld der Vertikalbewegung widerspiegelt. Diese Besonderheiten im Energiehaushalt scheinen mit den herkömmlichen Vorstellungen über die Ausfuhr latenter Wärme aus dem Passatgebiet übereinzustimmen.

Deutlich unterschiedliche Verhältnisse herrschen in der Troposphäre über der Karibischen See vor. Einfuhr von $(gz + c_p T)$ und Ausfuhr von L_q sind für den Spätwinter angezeigt, zu welcher Jahreszeit ja auch Absinken vorherrscht. Das würde dem herkömmlichen Passatkonzept entsprechen. Während des größten Teils des Jahres sind die Verhältnisse indessen umgekehrt, und es findet eine Ausfuhr von $(gz + c_p T)$ zusammen mit einer Einfuhr vom L_q statt. Das unterscheidet sich von den herkömmlichen Vorstellungen über die Passate ebenso wie die oben erwähnte großräumige Aufwärtsbewegung.

Die Einfuhr von $(gz + c_p T)$, die für den Golf von Mexiko während fast des ganzen Jahres und für den Karibischen Raum für den Spätwinter festgestellt wurde, wird durch die hochtroposphärische Südwestströmung (300 bis 100mb) bewirkt, die ihren Ursprung in der Äquatorialregion des östlichen Pazifik nimmt. Die im Karibischen Raum während des größten Teils des Jahres und über dem Golf von Mexiko im Juli und August stattfindende Ausfuhr von $(gz + c_p T)$ wird von den hochtroposphärischen Ostwinden (300 bis 100mb) besorgt.

Feuchttransporte vollziehen sich im wesentlichen in der Schicht 1000—700mb. Der Wasserdampf in der Atmosphäre hat eine zweifache Bedeutung. Einmal ist er von Interesse in Zusammenhang mit dem Wasserhaushalt; andererseits stellt er ein Vehikel für die latente Wärme dar und ist damit bedeutsam für den Energiehaushalt der Atmosphäre. Einige Besonderheiten des Wasserdampftransports im Raum des Amerikanischen Mittelmeers sollen im folgenden untersucht werden.

Der horizontale Transport von Wasserdampf ist offenbar durch das Produkt von Dampfdichte und Windvektor, $\rho_w \vec{V}$, gegeben. Vertikale Integration über die gesamte Wasserdampf-atmosphäre, etwa von der Meeresoberfläche bis zum 300mb-Niveau, ergibt

$$\int_{sfc}^{300} g \vec{V} \frac{dp}{g}$$

Berechnungen gründen sich auf individuelle Kombinationen von q und \vec{V} . Wie leicht zu sehen ist, gilt für das zeitliche Mittel des Transports, etwa über einen Monat

$$\overline{q \cdot \vec{V}} = \overline{q} \cdot \overline{\vec{V}} + \overline{q' \cdot \vec{V}'} \quad [5]$$

Der Gesamttransport besteht somit aus einem Glied, das sich aus Monatsmittelwerten der spezifischen Feuchte und des resultierenden Windvektors berechnen läßt und einem fluktuativen Glied. Das fluktuative Glied schließt die Wirkung von zeitlichen und raumzeitlichen Störungen ein, aber nicht die von ortsfesten Störungen. Das Feld des vertikal integrierten fluktuativen und Gesamttransports sowie das des Niederschlagswassers (precipitable water) sind in einer Reihe von Karten

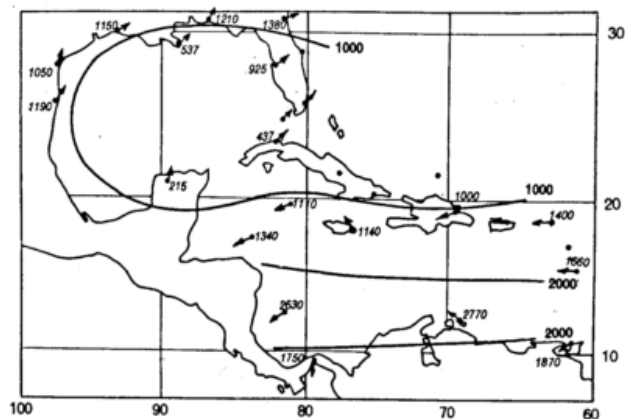


Abb. 8

Vertikal integrierter Gesamttransport von Wasserdampf, November — April, in $(\text{gm H}_2\text{O}) \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$.

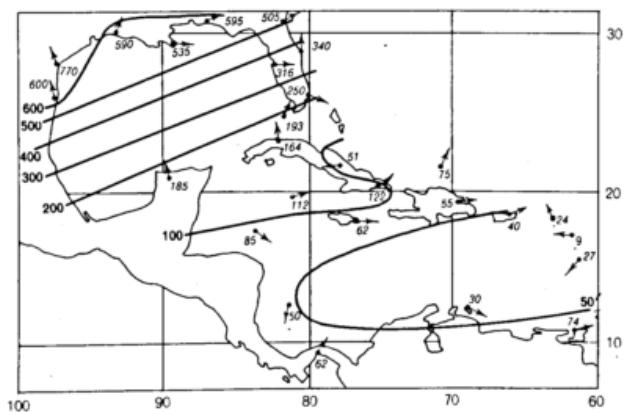


Abb. 9

Vertikal integrierter fluktuativer Transport von Wasserdampf, Januar 1960, in $(\text{gm H}_2\text{O}) \text{cm}^{-1} \text{sec}^{-1}$.

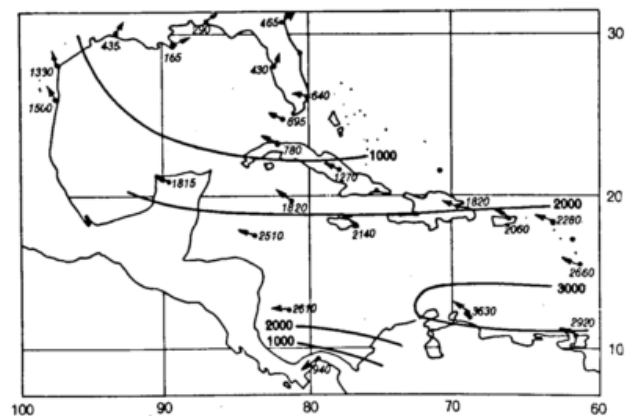


Abb. 10

Vertikal integrierter Gesamttransport von Wasserdampf, Mai — Oktober, in $(\text{gm H}_2\text{O}) \text{cm}^{-1} \text{sec}^{-1}$.

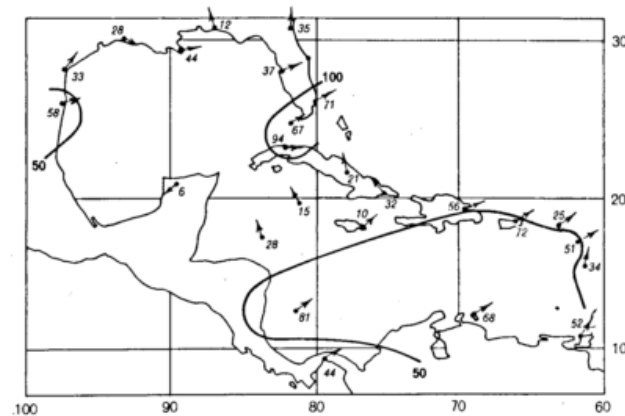


Abb. 11

Vertikal integrierter fluktuativer Transport von Wasserdampf, Juli 1960, in $(\text{gm H}_2\text{O}) \text{cm}^{-1} \text{sec}^{-1}$.

(Abb. 8, 9, 10, 11) wiedergegeben. Aufstiege um 00 und 12 Uhr GCT sind in dieser Darstellung zusammengefaßt. Tagesperiodische Änderungen des Wasserdampftransports im Raum des Amerikanischen Mittelmeers sind an anderer Stelle (HASTENRATH (10)) diskutiert worden.

Das Feld des Wasserdampftransports im Winter (Abb. 8) zeigt südlich von 20°N einen im wesentlichen westwärts gerichteten Transport. Dieser westwärts gerichtete Gesamttransport konzentriert sich in einem verhältnismäßig schmalen Streifen über der südlichen Karibischen See. Charakteristischerweise nimmt der Transport in der Strömungsrichtung zu, was einen Überschuß von Verdunstung über Niederschlag anzeigt. Ein Gebiet schwacher und unregelmäßiger Transporte

deutet sich im Raum von Hispaniola und Kuba an und spiegelt die Lage der Hochdruckachse in den unteren Schichten wider. Über dem Golf von Mexiko ist der Feuchtetransport im Großen ostwärts gerichtet und nimmt auch in der Strömungsrichtung zu. Der fluktuative Transport im Januar (Abb. 9) ist über dem Karibischen Meer verhältnismäßig gering. Über dem Golf von Mexiko dagegen hat er einen beträchtlichen Anteil am Gesamttransport. Er ist im Großen in Richtung abnehmenden Feuchtegehalts auf das Innere des Nordamerikanischen Kontinents zu gerichtet.

Während des Sommers (Abb. 10) ist das Gebiet minimalen Wasserdampftransports weit nach Norden verschoben, was mit der jahreszeitlichen Verlagerung der Hochdruckachse in den unteren Schichten verbunden ist. Ein kräftiger Strom von Wasserdampf erstreckt sich von der östlichen Karibischen See über den Golf von Mexiko auf das Innere des Nordamerikanischen Kontinents zu. Der Feuchtetransport nimmt in der Strömungsrichtung ab und zeigt somit das Überwiegen von Niederschlag über Verdunstung während der Regenzeit an. Im Sommer ist der fluktuative Transport (Abb. 11) ungefähr so gering und unregelmäßig wie über dem Karibischen Meer. Das Feuchtefeld im Raum des Amerikanischen Mittelmeers ist zu dieser Jahreszeit in horizontaler Richtung ziemlich gleichförmig.

Der zonale Wasserdampftransport ist in Meridionalschnitten längs etwa 80°W dargestellt (Abb. 12 und 13).

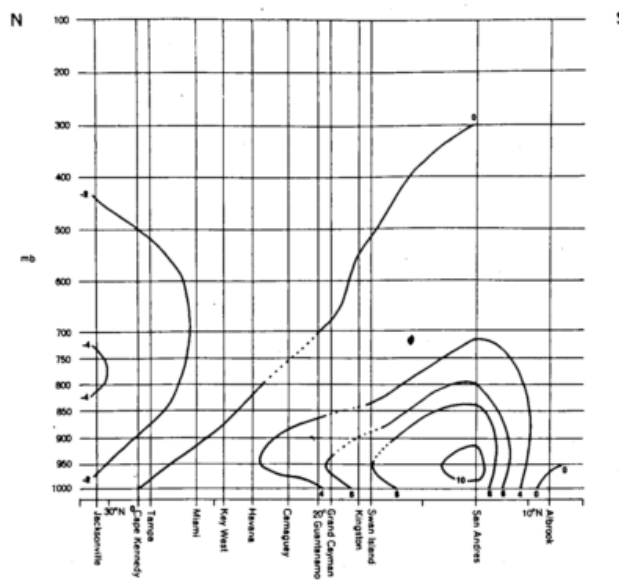


Abb. 12

Gesamter zonaler Transport von Wasserdampf in einem Vertikalschnitt entlang ungefähr 80°W , Januar 1960, in $(\text{gm H}_2\text{O}) (\text{cm} \cdot \text{mb} \cdot \text{sec})^{-1}$.

Diese Abbildungen veranschaulichen auch die ausgeprägten jahreszeitlichen Unterschiede und vermitteln eine bessere Vorstellung über die vertikale Struktur des Wasserdampftransports. Ein geringer ostwärts gerichteter Transport deutet sich im Raum von Panama in den unteren Schichten während des gesamten Jahres an. Im Winter liegt der Kern des westwärts gerichteten Feuchtetransports verhältnismäßig weit südlich und erstreckt sich bis hinauf zum 700- oder 600-mb-Niveau. Die Grenze zwischen den Westwinden der gemäßigten Breiten und den tropischen Ostwinden spiegelt sich auch deutlich in den Meridionalschnitten des Feuchtetransports wider. Im Sommer ist der Kern des Feuchtetransports über dem Karibischen Meer im Vergleich zum Winter nordwärts verlagert.

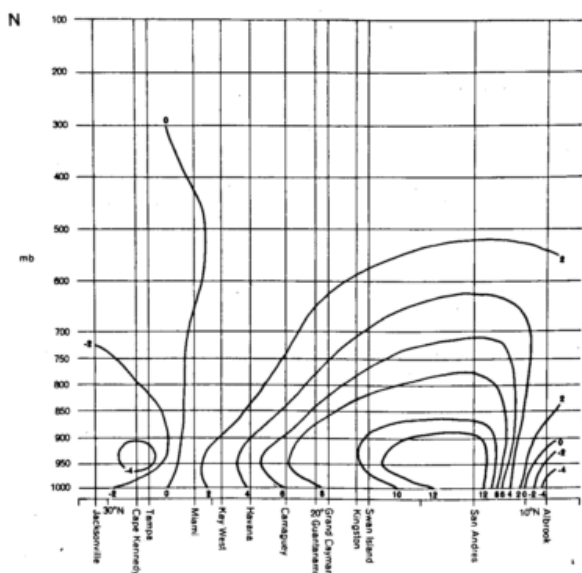


Abb. 13
Gesamter zonaler Transport von Wasserdampf in einem Vertikalschnitt entlang ungefähr 80° W, Juli 1960, in (gm H₂O) (cm · mb · sec)⁻¹.

Die Untersuchung zeigt, daß latente Wärme in den unteren Schichten über dem Karibischen Meer während des größten Teils des Jahres eingeführt wird, über dem Golf dagegen nur im Juli und August. Zur gleichen Zeit wird in der hohen Troposphäre potentielle Energie und fühlbare Wärme ausgeführt. Das erfordert einen vertikalen, aufwärtsgerichteten Energietransport. Der Mechanismus dieses Vertikaltransports soll im folgenden diskutiert werden. In Abbildung 6 und 7 bezeichnen gestrichelte Pfeile Vertikaltransporte von $(c_p T + Lq)$, die nicht von der mittleren Vertikalbewegung besorgt werden. Diese Werte wurden aus den Bilanzbedingungen berechnet. Die Radiosondendaten waren nur für eine Analyse bis zum 300-mb-Niveau angemessen. Keine fluktuativen Vertikaltransporte von $(gz + c_p)$ werden durch das 300-mb-Niveau angenommen.

Beträchtliche Energiedefizite ergeben sich für die höheren Schichten über dem Karibischen Meer während des größten Teils des Jahres, und zwar besonders in der Regenzeit; das gilt auch für den Golf von Mexiko im Juli und August. In ihrer auf zonalen Mittellungen beruhenden Analyse der äquatorialen Trogzone standen RIEHL und MALKUS (14) bei der Erklärung der Energiebilanz der höheren Schichten einem ähnlichen Problem gegenüber. Sie fanden, daß ein selektiver konvektiver Mechanismus den zusätzlichen Vertikaltransport von $(c_p T + Lq)$ in die höheren Schichten besorgen kann, der erforderlich ist, um die Wärmeverluste durch Ausstrahlung und horizontale Ausfuhr von $(c_p T + Lq)$ auszugleichen. Es sei darauf hingewiesen, daß die Kondensation von Wasserdampf nicht bevorzugt in den Schichten mit größten Energiedefiziten stattfinden muß. Vielmehr erfolgt der größere Teil der Kondensation wohl in der Schicht 850 bis 700 mb und in geringerem Maße auch noch in der Schicht 700 bis 500 mb.

Die Energiebilanz des Wasserkörpers gründet sich für das Karibische Meer auf die Ergebnisse von COLÓN (5), (12); ein ähnliches Verfahren wurde für den Golf von Mexiko benutzt. Meeresströmungen führen aus der Karibischen See während des Sommerhalbjahres Wärme aus; eine beträchtliche Wärmeeinfuhr ist für den Golf von Mexiko während des ganzen Jahres angezeigt, mit Ausnahme des Hochsommers. Die Berechnungen des Flusses von fühlbarer und latenter Wärme an der

Grenzfläche Wasser-Luft ergaben zwischen den verschiedenen unabhängigen Verfahren eine einigermaßen gute Übereinstimmung.

Im folgenden soll der Energiehaushalt der Troposphäre über dem Amerikanischen Mittelmeer mit Hinblick auf seine Bedeutung im Rahmen der allgemeinen Zirkulation betrachtet werden.

4. Atmosphärischer Energiehaushalt im Rahmen der allgemeinen Zirkulation.

Der Energiehaushalt im polwärts biegenden Endteil der Passatströmung zeigt einen ausgeprägten jahreszeitlichen Wandel und bezeichnende Unterschiede gegenüber dem herkömmlichen Passat-Konzept, wie es sich nach Untersuchungen im Ursprungsgebiet auf der Ostseite der subtropischen Hochdruckzellen entwickelt hat. Im Spätwinter entsprechen die Verhältnisse über dem Karibischen Meer weitgehend den herkömmlichen Vorstellungen: Absinken und eine gut entwickelte Passatinversion sind die Regel; die unteren Schichten (Ostwinde) führen latente Wärme aus, und in der hohen Troposphäre wird potentielle Energie und fühlbare Wärme durch die breite Südwestströmung eingeführt, die über der Äquatorialregion des östlichen Pazifik ihren Ursprung nimmt. Diese Verhältnisse herrschen über dem Golf von Mexiko während fast des gesamten Jahres vor. Dies stimmt mit unseren gegenwärtigen Vorstellungen über den Energiehaushalt der Passate überein (vergl. PALMÉN (15)).

Während des größeren Teils des Jahres dagegen führt die Troposphäre über dem Karibischen Meer in den unteren Schichten latente Wärme ein, am Vertikaltransport in die hohe Troposphäre sind konvektive Mechanismen beteiligt, und durch die hochtroposphärischen Ostwinde findet schließlich eine Ausfuhr von potentieller Energie und fühlbarer Wärme statt. Diese Charakteristik im Energiehaushalt geht mit großräumiger Aufwärtsbewegung einher. Bemerkenswerterweise dehnen sich diese Besonderheiten im Hochsommer auch auf den Golf von Mexiko aus. Die für den Raum des Amerikanischen Mittelmeers gefundenen Grundzüge des Energiehaushalts und des Feldes der großräumigen Vertikalbewegung zeigen deutliche Ähnlichkeit mit den für die äquatoriale Trogzone als charakteristisch betrachteten Verhältnissen (vgl. RIEHL und MALKUS, (14); PALMÉN, (15)).

Untersuchungen zur allgemeinen Zirkulation und zum Energiehaushalt sind weitgehend vom planetarischen Gesichtspunkt aus und für über Breitenzonen gemittelte Verhältnisse unternommen worden. Vergleichende Studien im regionalen Maßstab und in analogen Lagen innerhalb der planetarischen Zirkulation erscheinen wünschenswert. Der Mangel an geeignetem Beobachtungsmaterial stellt dabei vorerst eine ernsthafte Beschränkung dar.

Die Arbeit wurde ermöglicht durch National Science Foundation Grant GP — 444.

Literatur

- (1) SVERDRUP, H. U.: Der Nordatlantische Passat. Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig 2 (1917) 1.
- (2) RIEHL, H.; YEH, T. C.; MALKUS, J. S.; LASEUR, N. E.: The North-East trade of the Pacific Ocean. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 77 (1951) S. 598—626.
- (3) NEIBURGER, M.: The relation of air mass structure to the field of motion over the eastern North Pacific Ocean in summer. Tellus 12 (1960) S. 31—40.

- (4) NEIBURGER, M.; JOHNSON, D. S.; CHIEN CHEN-WU: Studies of the structure of the atmosphere over the eastern Pacific Ocean in summer. (I. The inversion over the eastern North Pacific Ocean.) Univ. California Publ. Meteor. Nr. 1 (1961).
- (5) COLÓN, J. A.: On the heat budget of the troposphere and water body of the Caribbean Sea. National Hurricane Research Project, Rep. Nr. 41, Washington, D. C. (1960).
- (6) HASTENRATH, S.: On general circulation and energy budget in the area of the Central American seas. J. atm. Sci. 23 (1966) S. 694—711.
- (7) HASTENRATH, S.: The flux of atmospheric water vapor over the Caribbean Sea and the Gulf of Mexico. J. appl. Meteor. 5 (1966) S. 778—788.
- (8) HASTENRATH, S.: Computation of the tropospheric radiation budget in the area of the Caribbean Sea and the Gulf of Mexico for clear sky conditions. Pure and appl. Geophys. 66 (1967) S. 121—135.
- (9) HASTENRATH, S.: A study of the kinetic energy budget of the troposphere over the Caribbean Sea and the Gulf of Mexico. Pure and applied Geophys. 68 (1967) S. 16 pp., in press.
- (10) HASTENRATH, S.: Diurnal fluctuations of the atmospheric moisture flux in the Caribbean Sea and the Gulf of Mexico area. J. Geophys. Res. 72 (1967) S. 4119—4130.
- (11) HASTENRATH, S.: A contribution to the wind conditions over the Caribbean Sea and the Gulf of Mexico. Tellus 20 (1968) S. 163—178.
- (12) COLÓN, J. A.: Seasonal variations in heat flux from the sea surface to the atmosphere over the Caribbean Sea. J. Geophys. Res. 68 (1963) S. 1421 bis 1430.
- (13) LONDON, J.: A study of the atmospheric heat balance. Final report, Contract Nr. AF 19 (122) — 165, Res. Div., Coll. Eng. New York Univ. (1957).
- (14) RIEHL, H.; MALKUS, J. S.: On the heat balance of the equatorial trough zone. Geophysica (Meteorology) 6 (3—4) (1959) S. 503—538.
- (15) PALMÉN, E.: General circulation of the tropics. In: WMO-IUGG: Proceedings of the Symposium on Tropical Meteorology, Rotorua, New Zealand, 5—13 Nov. 1963, Wellington, N. Z. S. 3—30.

DK 551.52:551.46

Wärmesedimentation — eine spezifisch winterliche Form des Energieüberganges in die Hydrosphäre

von

Albrecht Vaupel

Zusammenfassung

Wegen der Dichteanomalie des Wassers kann unter winterlichem Eisabschluß selbst bei geringer Absorption von Strahlung im eisnahen kalten Wasser die so transformierte Energie als Wärmeenergie in tieferen Schichten der Hydrosphäre „sedimentiert“ werden.

Abstract

In an ice-covered hydrosphere heat energy may be stored in deeper layers. Radiation must be absorbed in the cold water below the ice and the warmer particles are sinking according the anomalous density of water.

Vorbemerkung

Die vorliegenden Untersuchungen wurden an der damaligen Hydrobiologischen Anstalt der Max-Planck-Gesellschaft in Plön (Geschäftsführender Direktor: Professor Dr. H. Sioli) zu Beginn eines größeren Forschungsvorhabens durchgeführt.

1. Allgemeine Betrachtungen

Die drei geophysikalischen Sphären sind durch die drei „Cardinal-Grenzflächen“

1. Lithosphäre-Atmosphäre
2. Hydrosphäre-Atmosphäre
3. Hydrosphäre-Lithosphäre

voneinander getrennt. Durch diese Grenzflächen hindurch vollziehen sich diejenigen Energieübergänge und dabei diejenigen Energietransformationen, die für jede beteiligte Sphäre elementare Bedeutung haben. Wegen der asymmetrischen Orientierung dieser drei Grenzflächen zueinander (Abb. 1) ist der Energiehaushalt der Hydrosphäre prinzipiell von dem der beiden anderen Sphären ausgezeichnet. Denn die beiden Grenzflächen-Anteile der Hydrosphäre liegen untereinander, die der Lithosphäre und der Atmosphäre nebeneinander. Unterschiede bei der Energieumsetzung an den beiden Grenzflächen-Anteilen jeder Sphäre führen demnach zu Gradienten, die innerhalb von Lithosphäre und Atmosphäre mehr oder weniger rechtwinklig auf dem permanenten Gradienten der Schwerkraft stehen; innerhalb der Hydrosphäre sind sie aber diesem gleich- oder entgegen gerichtet.

Darüber hinaus haben die beiden Grenzflächen-Anteile der Hydrosphäre einen kleinen Abstand voneinander im Verhältnis zur horizontalen Ausdehnung. Die genannten Voraussetzungen prinzipieller Natur müssen um so stärker wirken, je mehr dieser Abstand gegen Null konvergiert. Das ist aber stets im ufernahen Bereich eines Gewässers gegeben, wo die drei „Cardinal-

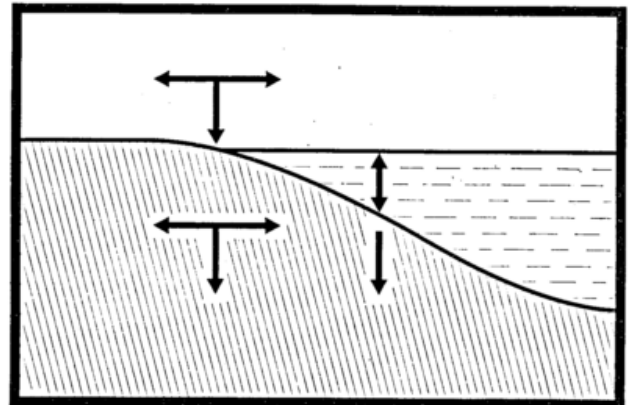


Abb. 1
Lage und Bedeutung der Grenzflächen der geophysikalischen Sphären (Schema).

Grenzflächen“ entlang einer „Tripel-Linie“, gemeinhin Uferlinie genannt, asymmetrisch aufeinandertreffen. Dabei gehen allerdings auch die energetischen Besonderheiten jeder Grenzschicht ein in eine schwerer analysierbare Kausalverflechtung.

Für die Hydrosphäre finden die bestimmenden Energieübergänge zweifellos an ihrer Oberseite statt. Der Urzustand der primären Stabilität (horizontale Äquipotentialflächen) unter Einfluß der Schwerkraft allein wird unter gewöhnlichen Verhältnissen durch die Aufnahme von Wärmeenergie aus der Atmosphäre, nur erhöht. Denn die damit verbundene Dichteminderung innerhalb der absorbierenden Schichten führt nur zu einer Verstärkung des Dichtegradienten, nicht aber zu einer Richtungsveränderung und damit auch nicht zu einer Neigung von Äquipotentialflächen. Erst der Übergang von Bewegungsenergie aus der Atmosphäre (Wind) vermag durch Massenversetzung Äquipotentialflächen (des Druckes) zu neigen und damit austauschende großräumige Zirkulationen einzuleiten.

Wenn nun im Winter die Hydrosphäre durch eine Eisdecke von der Atmosphäre getrennt wird, müssen diese winderzeugten Zirkulationen alsbald zur Ruhe kommen. Wärmeübergang und Strahlungsabsorption werden — ohnehin gering — auf die allerobersten Wasserschichten beschränkt. Es sollte sich sehr bald der Urzustand der primären Stabilität in der „Winterstagnation“ der Limnologen widerspiegeln. Der thermische Zustand dieser „Winterstagnation“ wird auch bisher in den Lehrbüchern etwa folgendermaßen skizziert: Nach rascher Temperaturzunahme innerhalb einer flachen Schicht unter der Eisdecke ziemlich gleichmäßige Temperatur tieferer Schichten etwa um 4° C.

Dieser Zustand der „Winterstagnation“ aber bedingt Verhältnisse, welche das mehr oder weniger reiche organische Leben eines Gewässers außerordentlich gefährden. Denn organisches Leben ist nun einmal, wie die Ausbreitung der Biosphäre um die Grenzflächen mit besonders lebhafter geophysikalischer Aktivität zeigt, an den Austausch gebunden. Es ist daher angebracht, die geophysikalischen Verhältnisse eines Gewässers unter Eisabschluß im einzelnen zu untersuchen.

2. Spezielle Voraussetzungen

Der kalte Winter 1962/63 erlaubte, die „Winterstagnation“ hinsichtlich der thermischen Verhältnisse genauer zu untersuchen. Der zu- und abflußlose Schöhsee bei Plön (Holst) (s. Tab. 1) wurde für rund 100 Tage durch eine starke Eis- und eine darauffliegende Schnee-Harschdecke von der Atmosphäre abgeschlossen. Diese Bedekung schloß zugleich eine im Aufbau befindliche Temperatur-Fernmeßanlage (TETALUX) ein, mit welcher die Temperaturen des Wassers und des ufernahen Bodens (Schlamm) an verschiedenen Stationen und in verschiedenen Tiefen (s. Tab. 2) sowohl in Terminablesungen über den gesamten Zeitraum als auch in einzelnen Tagesgängen verfolgt werden konnten. Dabei wurde die „Winterstagnation“ zwar als ein statistischer Mittelzustand wiedererkannt, bei welchem aber die rel. unscheinbaren Abweichungen im einzelnen offenbar bedeutende Folgen haben.

Tab. 1
Geomorphologische Daten des Schöhsees

Höhe über NN	22,5 m	Max. Tiefe	30 m
Oberfläche	0,78 km ²	Mitt. Tiefe	11 m
Max. Länge	1,5 km	Sichttiefe	6 m
Max. Breite	0,75 km	(SECCHI)	

Tab. 2
Meßstationen und Meßstellen

Station (Wassertiefe)	Meßstellen				Bezugsniveau
„Seemitte“ (20 m)	2	5	10	14 m	unter Wasseroberfläche
„Bucht“ (10 m)	1	2	3	5 m	unter Wasseroberfläche
„Ufer“ (1 m)	+50	+10	0	-10 —50 cm	über/unter Schlammoberfl.
	(50	90	100)	cm	unter Wasseroberfläche

Ein ruhiger Herbst hatte im Jahre 1962 von Mitte Oktober an bei steter Isothermie durch alle gemessenen Wasserschichten hindurch den Schöhsee langsam bis auf rund 4,5° C abgekühlt. Die später unter dem Eis gefundenen Temperaturen im größten Teil der Wassermasse bleiben in der Nähe der 4°-Isotherme — sicherlich Folge der ruhigen Vorwitterung und eines anschlie-

ßenden schlagartigen Abschlusses durch die Eisdecke (s. 3.1). Doch auch bei einer Abkühlung unter 4° C durch die Vorwitterung ist die Hydrosphäre imstande, wie hier nicht zu diskutierende Befunde aus dem Winter 1963/64 andeuten, die Auswirkungen eines Abschlusses durch Eis abzufangen. Die Vorwitterung bestimmt aber die Ausgangsbedingungen, unter denen ein Gewässer in die winterliche Ruhe übergeht und sie übersteht.

3. Beobachtungen und Folgerungen

3.1. Der Zustand der Grenzfläche Hydrosphäre-Atmosphäre während der Beobachtungszeit

Nach einer kalten, windschwachen Nacht (Hüttenminimum: -3,5° C) war am Morgen des 18. Dezember 1962 der überwiegende Teil des Schöhsees mit einer dünnen Eishaut von wenigen Millimetern Stärke überzogen, die allerdings am folgenden Tage nicht mehr erkannt wurde. Am 20. Dezember setzte der endgültige Eisschluß ein. Zu Beginn der Weihnachtsfeiertage konnte die junge Eisdecke bereits Menschen tragen. Sie wuchs ständig weiter und hatte schließlich auf der Mitte des Sees an einer zu biochemischen Probeentnahmen häufig geöffneten Stelle ca. 35 cm Stärke. Am 7. März 1963 wurden an der Station „Ufer“ 44—45 cm massives Eis gefunden. Hier waren bereits Ende Februar/Anfang März in 50 cm Wassertiefe 0° C gemessen worden. Daher kann die maximale Eisdicke mit 45—50 cm als hinreichend genau angesetzt werden. Routine-Messungen der Eisstärke wurden aus versuchstechnischen Gründen nicht vorgenommen.

Diese Eisdecke wurde überzogen von einer Schnee- bzw. Schneeharsch-Decke, deren Höhe — durch Verwehungen bedingt — zwischen 10 und 50 cm Höhe schwankte; im Mittel mag sie ca. 15 cm betragen haben. Sie war verschiedenen Alterungsprozessen unterworfen. Am 15. Februar 1963 wurde die Station „Ufer“ mit ca. 6 m Radius, am 19. Februar die Station „Bucht“ und am 21./22. Februar die Station „Seemitte“ mit je 10—12 m Radius von ihrer Schneeverhüllung freigelegt und weiterhin freigehalten. Das Eis darunter sah milchig-blasig aus und war nur von einigen wenigen großen Sprüngen durchsetzt.

Am 6. März 1963 schwand die Schneeharsch-Decke binnen weniger Stunden. Die Eisdecke bekam in der folgenden schneefreien, sonnenscheinreichen Zeit ein blankes, sekuritglasähnliches Aussehen (Craquelée-Muster), wobei größere Areale in sich einheitlicher Musterung klar voneinander getrennt hervortraten. Im Laufe der dritten Märzdekade erweiterten sich die wenigen schon offenen Stellen und bildeten sich neue Waken. Das restliche Eis wurde mehr und mehr brüchig, bis am 6./7. April 1963 die so aufbereitete, eigentlich schon lange nicht mehr existenzfähige Eisverhüllung bei frischem NE-Wind binnen weniger Stunden in leeseitige Winkel gefegt wurde und verschwand.

3.2. Die thermischen Verhältnisse im tiefen Wasser (Pelagial) und die Lokalisation der bestimmenden Energiequelle (Abb. 2)

Bei geringen Unterschieden in den Wertgrößen sind die thermischen Verhältnisse der Stationen „Seemitte“ und „Bucht“ im wesentlichen kaum unterschieden. Der durch die Messungen belegte Raum umfaßt jeweils die oberen 3/4 der gesamten Wassermasse an dem betreffenden Meßort.

Nach dem schnellen Eisschluß geht die herbstliche Isothermie (Temperaturabnahme längs der Zeitkoordinate) über in die thermische Schichtung der „Winterstagnation“ (Temperaturabnahme längs der Raumkoordinate „Höhe“). Innerhalb weniger Tage (5 Tage) ist diese Umstellung in der gesamten Wassermasse voll-

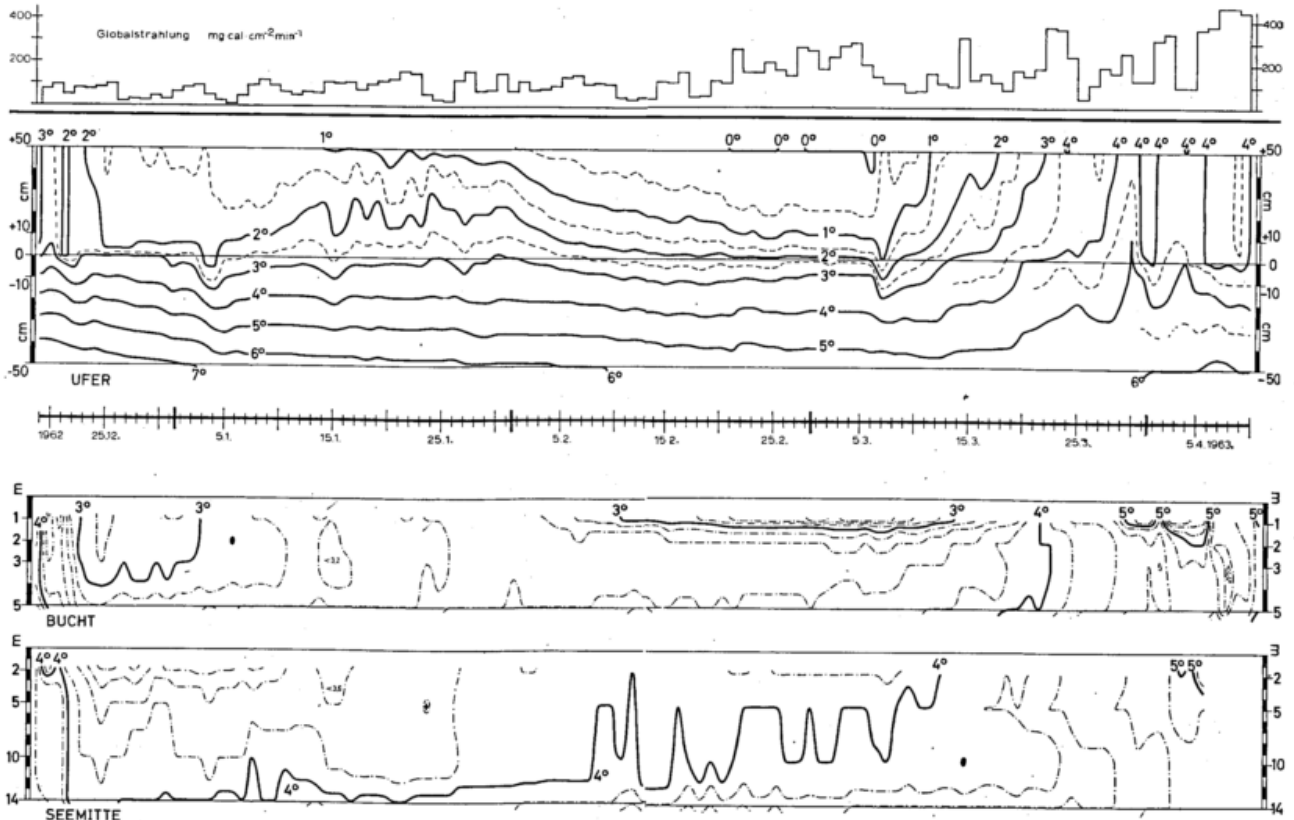


Abb. 2
Isothermen (0,2°-Stufen) von Wasser und Uferboden unter der
Eisdecke des Schöhsees bei Plön/Holst. im Winter 1962/63.
(Korrektur: Dimension Globalstrahlung muß heißen:
cal/cm² · Tag).

zogen. Doch bleibt die einmal erreichte vertikale thermische Schichtung keineswegs konstant. Unterhalb 2 m Wassertiefe ist in den Beobachtungen (Morgentermine 7 Uhr) eine schwache, doch stetige Temperaturzunahme in der Größe von wenigen Zehntel Grad (vgl. 4°-Isotherme) zu finden. Abschätzungen aufgrund der vorliegenden Temperaturbeobachtungen ergeben demnach eine Wärmemenge in der Größe von etwa 0,2 cal/cm³. Ein geringer, doch in seiner Gesamtheit recht ansehnlicher Betrag, der die Frage aufwirft, woher diese Wärmeenergie stammt.

Man ist zunächst geneigt, dafür biochemische Prozesse mit exothermen Wärmetönungen heranzuziehen. Abgesehen davon, daß diese Wärmetönungen meist nur Rechengrößen sind, die unter optimalen Reaktionsbedingungen freigesetzt werden, können sich derartige Prozesse wohl nur in den organischen Ablagerungen am Boden des Gewässers vollziehen. Nun widerspricht der gefundene Anstieg der Isothermen einer Erwärmung von unten (s. 3.3.). Denn die dadurch sehr bald zunehmende Instabilität der Schichtung (wachsender Dichtegradient antiparallel dem Schwerkraftgradienten) müßte zu erkennbaren Ausgleichsbewegungen führen. Solche sind aber innerhalb der oberen 3/4 der gesamten Wassermasse zwingend nicht zu erkennen. Es entfällt also der Ansatz, die Wärmequelle an der unteren Grenzfläche der Hydrosphäre zu suchen. Damit entfällt auch zugleich die Möglichkeit, einen Wärmeübergang aus der Lithosphäre in Betracht zu ziehen, welcher bei ausreichend großem Temperaturgefälle wohl funktionsfähig sein könnte.

Eine Energiezufuhr durch die Oberseite der Hydrosphäre hindurch müßte dagegen schon auf besondere Voraussetzungen stoßen, welche Energietransformation und Energietransport in die Tiefe ermöglichen. Für den Transport von Wärmeenergie ins Innere der Hydro-

sphäre schafft aber die Dichteanomalie des Wassers unter winterlichen Verhältnissen die eine Voraussetzung. Da in der oberflächennahen Wasserschicht unter der Eisdecke ein starker Temperaturgradient und damit auch ein starker Dichtegradient in Richtung des Schwerkraftgradienten vorhanden ist, müssen bereits kleine Dichtezunahmen infolge geringfügiger Erwärmung schon vertikale Verlagerungen ermöglichen.

Daß dieser Ansatz plausibel ist, geht aus dem Gang der Isothermen der Meßstationen „Seemitte“ und „Bucht“ hervor: Der zunehmende Anstieg der 4°-Isotherme („Seemitte“) vermindert das Temperaturgefälle in die etwas wärmeren, tieferen Schichten, verstärkt aber das Temperaturgefälle aus der sehr kühlen, oberen Schicht. Bei gleichzeitig auffälliger Unruhe wird der Temperaturanstieg umso größer, je schärfer das Temperaturgefälle innerhalb des eisnahen Oberflächenwassers (1–2 m Tiefe) hervortritt, d. h. je größer der Dichtegradient wird. Besonders prägen sich diese Verhältnisse aus von dem Zeitpunkt ab, seit welchem die Eisdecke erst künstlich, später natürlich schneefrei gehalten worden ist.

Zu der nun fälligen Frage nach der Art dieser Energiequelle müssen die Meßergebnisse aus dem ufernahen Bereich herangezogen werden, weil sie trotz der erwähnten Kausalverflechtung (s. 1.) besser Aufschluß geben können.

3.3. Die thermischen Verhältnisse im flachen Wasser (Litoral) und die Art der Energiequelle (Abb. 2)

Berücksichtigt man (s. 1.) die besonderen energetischen Voraussetzungen im ufernahen Bereich eines Gewässers, dann zeigen sich auch hier im grundsätzlichen die gleichen thermischen Verhältnisse während der Eisbedeckung wie im tiefen Wasser. Der Übergang von der

„herbstlichen Vollzirkulation“ (Isothermie) zur vertikalen Schichtung der „Winterstagnation“ hat sich ebenfalls innerhalb von 5 Tagen vollzogen. Auffälliger aber als im tiefen Wasser ist ein bald nachfolgender, hier nur vorübergehender Anstieg der Temperaturen in der untersuchten Wasserschicht. Dieser Temperaturanstieg (den gesamten Januar umfassend) ist aber — wie die Isothermen im Ufergrund zeigen — nicht durch Wärmelieferung von unten her zu belegen. Das ist zugleich auch Beweis für die (s. 3.2.) abzulehnende Annahme einer generellen Wärmequelle in der Unterseite. Starke Temperaturunruhe im wärmeren Wasser über der Unterlage (vgl. 2°-Isotherme) und gleichzeitig stetiges Anwachsen einer Schicht kalten Oberflächenwassers (vgl. 1°-Isotherme) lassen vermuten, daß von oben her wärmeres und dichteres Wasser nach unten durchsackt. Schließlich aber kühlt das unter der weiter nach unten vordringenden Eisunterseite verbleibende Wasser unaufhaltsam aus. Mit der 0°-Isotherme erscheint in 50 cm die Eisunterseite.

Während nun die Isothermen in der restlichen Wasserschicht asymptotisch gegen die Grenzfläche Hydrosphäre-Lithosphäre fallen, beginnen die Isothermen in den oberen 10 cm der Unterlage zu steigen, darunter nicht mehr zu sinken. Gleichzeitig hat die Einstrahlung auffällig zugenommen. Sie kann — da ab 15. 2. die Schneeverhüllung beseitigt bleibt — nunmehr durch die reine Eisdecke hindurchtreten. Denn die Temperaturdifferenzen (Mittagstermin 14 Uhr — Morgentermin 7 Uhr) in der unteren Grenzfläche des Litorales, geordnet nach der Beschaffenheit der oberen Grenzfläche (Abb. 3), lassen bei reiner Eisbedeckung eine deutliche Beziehung zur täglichen Strahlungsmenge (Solarimeter; gemessen auf dem Dach des nahen Institutsgebäudes) erkennen.

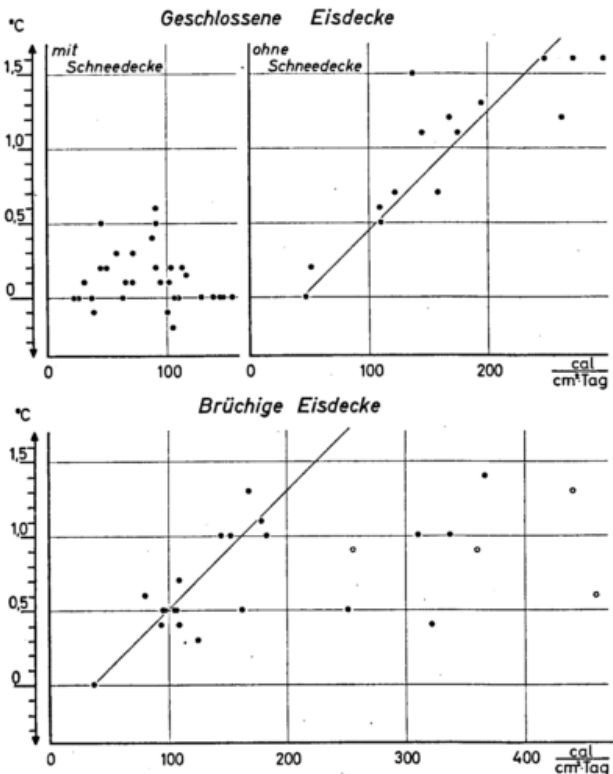


Abb. 3

Temperaturdifferenzen (Mittagstermin — Morgentermin) in der ufernahen Schlammoberfläche und tägliche Strahlungsmengen (offene Kreise: vorwiegend offene Eisbedeckung).

Wenn aber Strahlung durch eine recht massive Eisdecke hindurchtreten kann, so daß ein erkennbarer Temperaturanstieg in 100 cm Tiefe nachzuweisen ist, dürfte sie auch im Wasser darüber absorbiert werden können. Damit wären dann auch die Verhältnisse im

tiefen Wasser zu erklären: Strahlungsabsorption — Erwärmung — Absinken. An Hand von vier ausgewählten Tagesgängen der Temperaturen im Litoral seien nun die wesentlichen Vorgänge noch einmal zusammenfassend kurz aufgezeigt (Abb. 4).

1. Beispiel: 9. 1. 63: Strahlungstag, Eisdecke, dünne Schneedecke (ca. 3 cm).

Das Temperaturniveau in der ufernahen Wasserschicht unter dem Eis ist noch recht hoch. Seit dem frühen Vormittag wird in 50 cm Tiefe eine geringe, doch anhaltende Temperaturunruhe beobachtet, die sich nur schwach in 90 cm Wassertiefe (10 cm über Schlamm) findet. An der Grenzfläche Wasser-Schlamm setzt sich eine leichte, stetige Temperaturzunahme durch, die um 15 Uhr ihr Maximum erreicht hat. Wesentlich geringer ist die Temperaturzunahme in 10 cm Tiefe darunter, so daß eine Erwärmung von unten her als unwahrscheinlich anzunehmen ist.

2. Beispiel: 11. 2. 63: Tiefe St-Bewölkung, Eisdecke, verstärkte Schneedecke (ca. 12 cm).

Das Temperaturniveau in der ufernahen Wasserschicht unter dem Eis ist gegenüber Beispiel 1 deutlich herabgesunken. Es sind in allen Schichten praktisch keine Temperaturveränderungen zu erkennen.

3. Beispiel: 21. 2. 63: Strahlungstag, Eisdecke, keine Schneeverhüllung mehr.

Das Temperaturniveau in der ufernahen Wasserschicht unter dem Eis liegt gegenüber dem Beispiel 2 fast unverändert niedrig. Dennoch lassen sich die gleichen Temperaturänderungen wie in Beispiel 1 wiedererkennen: Leichte Temperaturzunahme in 50 cm Tiefe, allerdings frei von einer Temperaturunruhe, da die Eisunterseite unmittelbar darüber liegt; leichte Temperaturunruhe nunmehr in 90 cm Tiefe; starker und stetiger Temperaturanstieg mit Maximum um 15 Uhr in der Grenzfläche; nachziehender, aber schwächerer Temperaturanstieg in 10 cm Schlammtiefe mit Maximum gegen 18 Uhr.

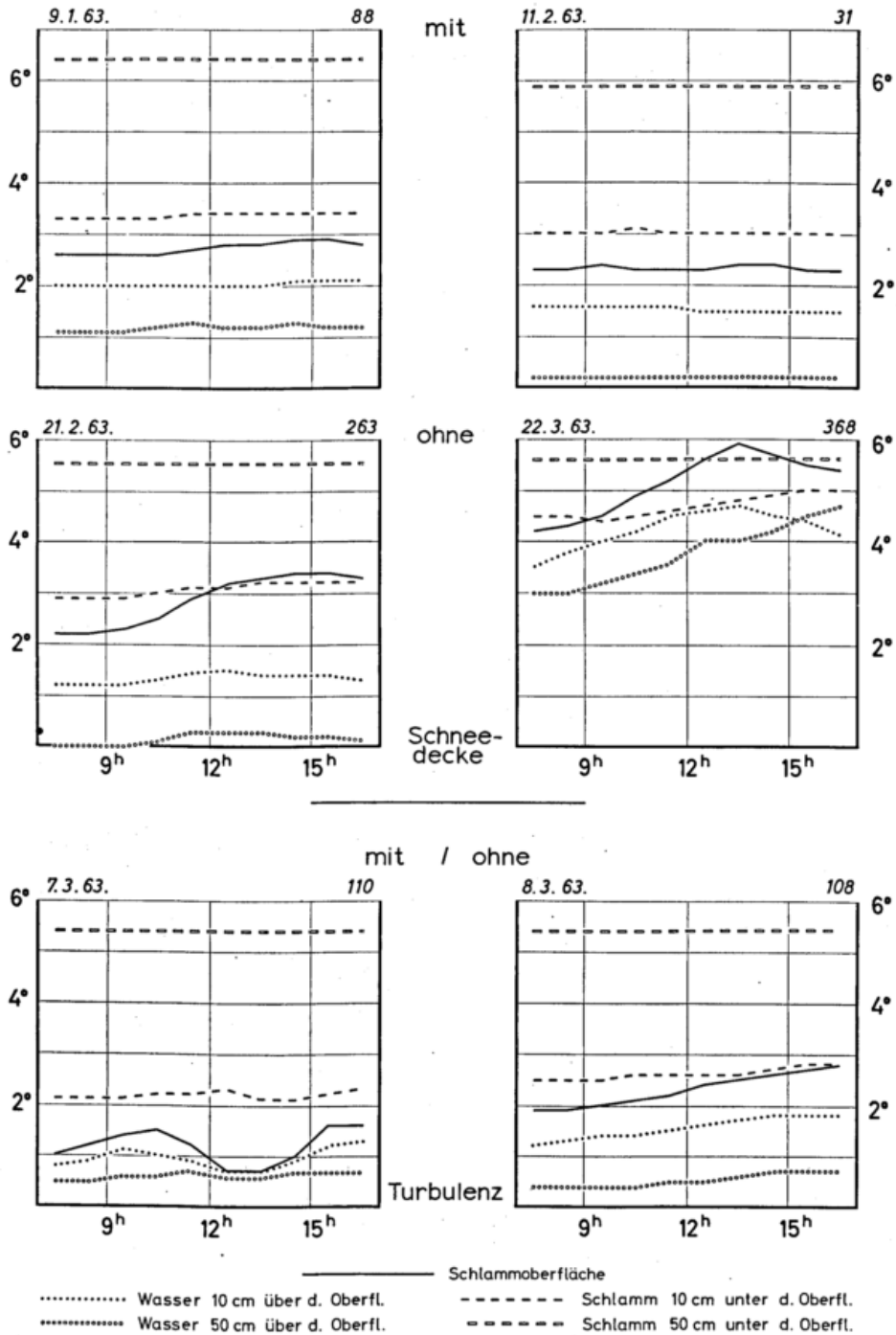
4. Beispiel: 22. 3. 63: Strahlungstag, schneefreie, blanke Eisdecke.

Das Temperaturniveau in der ufernahen Wasserschicht liegt im ganzen schon wieder beiderseits 4° C. Bis 13 Uhr sind im wesentlichen die gleichen Temperaturveränderungen (Ansteigen) zu erkennen wie in Beispiel 3 und auch Beispiel 1.

Ab 13 Uhr aber fällt die Temperatur in der Grenzfläche und in 90 cm Wassertiefe (d. h. 10 cm über Grenzfläche). Gleichzeitig aber steigt die Temperatur des oberflächennäheren Wassers (50 cm Wassertiefe) stetig weiter an, nachdem sie für ca. 1 Stunde bei 4° C kurz verhalten hatte. Damit wurde sicherlich erfaßt derjenige Zeitpunkt, wo im kleinen die winterlichen Verhältnisse übergehen in die „normalen“ thermischen Verhältnisse der anderen Jahreszeiten. Der Bereich der Dichteanomalie des Wassers ist endgültig verlassen, die thermischen Verhältnisse werden bestimmt durch die gewohnten Gesetzmäßigkeiten, bei welchen Wärmeenergie nur durch Zirkulationen in tiefere Schichten eindringen kann.

4. Schlußbetrachtung

Der winterliche Eisabschluß der Hydrosphäre schafft zugleich Voraussetzungen, welche dieser Trennung und ihren Folgen entgegenwirken. Die Strahlungsenergie, die durch die Eisdecke hindurchtreten kann, wird in Wärmeenergie transformiert. Diese aber wird wegen der Dichteanomalie des Wassers in tieferen Wasserschichten „sedimentiert“. Damit wird zugleich eine Pufferzone geschaffen, die nicht nur einer fortschreitenden Vereisung entgegenwirkt, sondern die später auch den Abbau der Eisdecke von unten her in Gang setzt und be-



263: Globalstrahlung [cal/cm².Tag]

Abb. 4

Ausgewählte Tagesgänge der Temperaturen beiderseits der Grenzfläche Wasser-Untergrund in der ufernahen Zone (Litoral). Stundenwerte, übergreifend gemittelt aus Viertelstunden-Beobachtungen.

schleunigt. Der geophysikalische Mechanismus ist qualitativ aufgezeigt; er müßte nunmehr noch quantitativ durch Strahlungsmessungen in Wasser und Eisdecke belegt werden.

Darüber hinaus ermöglicht der aufgezeigte Mechanismus einen gewissen Austausch zwischen Eisdecke und tieferem Wasser, der über die Reichweite molekularer Diffusion hinausreicht.

DK 551.556.8 : 551.515.1

The response of the ocean to a slowly moving cyclone

by

JAMES J. O'BRIEN

Abstract

The horizontal velocity structure and depth of mixed layers are described for a simple, nonlinear, two-layer, stratified ocean driven by a slowly moving but intense atmospheric cyclone. The specified wind stress is axially symmetric except for a small asymmetry due to the linear translational velocity of the storm. The theoretical ocean is a simple, stratified, rotating, two-layer ocean of infinite depth and lateral extent. The equations of motion and continuity are nondimensionalized with the characteristic time, velocity, and horizontal lengths being specified by the cyclone structure and the vertical scale by the undisturbed depth of the thermocline. In the nondimensional framework four parameters characterize the response of the fluid: a Rossby number, a Froude number, a ratio of length scales, and the small nondimensional propagation velocity of the storm.

A time-dependent description of upwelling induced along the path of the storm will be outlined for two storms — a simulated intense hurricane and a simulated moderate strength midlatitude cyclone. The effect of storm structure on upwelling and subsequent sea-surface temperature drop will be shown in a computer movie.

Zusammenfassung

Der horizontale Aufbau der Geschwindigkeit und die Tiefe der gemischten Schicht werden für ein einfaches, nicht-lineares Zweischichtenmodell eines Meeres, das von einem langsam vorbeiziehenden, aber heftigen atmosphärischen Zyklon bewegt wird, beschrieben. Der genau angegebene Windschub ist außer einer kleinen Asymmetrie aufgrund der linearen Translationsgeschwindigkeit des Sturmes achsensymmetrisch. Der theoretische Ozean ist einfach, geschichtet, rotierend und zweischichtig mit unbegrenzter Tiefe und lateraler Ausdehnung. Die Bewegungs- und Kontinuitätsgleichungen sind dimensionslos gemacht, wobei die kennzeichnende Zeit, Geschwindigkeit und die horizontalen Längen durch den Aufbau des Zyklons und das vertikale Ausmaß durch die ungestörte Tiefe der Sprungschicht gegeben sind. In dem dimensionslosen Rahmen kennzeichnen vier Parameter die Reaktionen der Flüssigkeit: eine ROSSBY-Zahl, eine FROUDE-Zahl, ein Längenverhältnis und die kleine dimensionslose Ausbreitungsgeschwindigkeit des Sturms.

Eine zeitabhängige Beschreibung des Auftriebswassers, das am Sturmweg entsteht, wird für zwei Stürme gegeben: ein simulierter starker Orkan und ein simulierter Zyklon der mittleren Breiten von mäßiger Stärke. Die Auswirkung des Aufbaus des Sturms auf das Auftriebswasser und der daraus resultierende Rückgang in der Oberflächentemperatur werden gezeigt. Die Ergebnisse werden mit Beobachtungen, die im Kielwasser einiger Orkane im Atlantik und im Golf von Mexiko gemacht worden sind, verglichen.

1. The problem

The present investigation is concerned with a particular aspect of the general problem of air-sea interaction, specifically the theoretical description of the response induced in a stratified, rotating ocean by a slowly moving cyclone. The cyclone may be a moderate to strong midlatitude storm or even an intense hurricane. Particular attention is devoted to the time-dependent reaction of a laterally unbounded, two-layer ocean over which there is a slowly moving cyclone whose surface wind structure is axially symmetric except for the superimposed lateral motion. The response of the ocean involves three independent variables: two horizontal space variables and time. The

dependent variables are depth-averaged, horizontal velocity components and the depth of the upper mixed layer. This implies that scales of motion comparable to surface waves and smaller scales are ignored explicitly in the modeling. Effects of small-scale turbulent processes are included implicitly by consideration of the vertical transfer of momentum. Transfer of momentum between the air and the sea and between the two ocean layers is allowed.

At first glance, this study might be considered a simple extension of the work of O'BRIEN and REID (9). However, it is not. The inclusion of the third dimension transforms the solution of the problem to a higher and more complicated configuration. At least an order of

magnitude additional computing effort is required to attain results. In this regard a new technique called the method of local symmetry is devised which will allow the application of the Hartree modification (FOX (1)) of the method of characteristics.

The three papers by LEIPPER (5), O'BRIEN and REID (9), and O'BRIEN (8) lay the foundation for the discussion of previous investigations. LEIPPER (5) discusses in detail the influence of Hurricane Hilda (1964) on the thermal structure of the Gulf of Mexico. He reports an observed decrease of over 5 C of sea surface temperature in an area of over 15,000 mi² following the passage of Hurricane Hilda.

O'BRIEN and REID (9) and LEIPPER (5) discuss earlier studies and enumerate the well-documented evidence of unusually cold wakes left behind severe cyclones. All this background need not be repeated here.

In the previous theoretical study, O'BRIEN and REID lay the foundation for a series of studies on upwelling beneath an axially symmetric cyclone. They showed that the simple symmetric model approximates the structure of the intense upwelling fairly well. The active upwelling is confined to about twice the radius of maximum wind stress. In the second paper, O'BRIEN (8) demonstrates clearly that vertical mixing cannot account for the cold wakes. These must be induced by diverging surface waters allowing lifting of deep and cold water toward the surface. It is clear in these previous works that there are two important limitations; first, only one very specific model hurricane is applied to drive the ocean; and second, the storm is constrained to be stationary and symmetric. The principle purpose of the present study is to relax both of these limitations to some extent.

2. Formulation of the general model

Consider a two-layer ocean in a laterally infinite region of uniform undisturbed depth. The fluid densities within the upper and lower layers are designated respectively by ρ_1 and ρ_2 , where $\rho_2 > \rho_1$. (Notations are summarized in an appendix.) A schematic drawing of the geometry of the model is shown in figure 1.

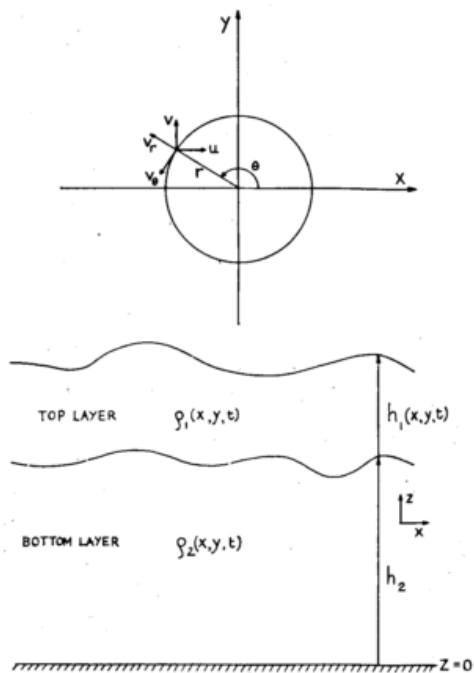


Fig. 1

Geometry of the Cartesian and cylindrical coordinate systems associated with the ocean response to a moving cyclone.

Cartesian coordinates are appropriate. However, we shall introduce shortly for a special purpose a cylindrical coordinate system associated with the moving cyclone. Geophysical directions are selected: x is positive eastward, y northward, and z upward. The vertical coordinate, z, is zero at the horizontal sea bed. The instantaneous thicknesses of the upper and lower layers are denoted respectively by h_1 and h_2 . These thicknesses and the densities, ρ , are taken to be functions of x, y, t , but not of z .

The fundamental assumptions imposed on the complete hydrodynamic differential equations are:

- a) The horizontal velocities are assumed to be independent of depth in each layer. (Thus they can be regarded as corresponding to the vertically averaged values of velocity of an actual system.)
- b) The vertical distribution of pressure is hydrostatic. (This implies that we confine our attention to disturbances of fairly large wavelengths.)
- c) The traditional Coriolis approximations are assumed.
- d) Lateral friction is neglected.
- e) There is no exchange of mass or heat between the ocean and the atmosphere. That is, evaporation, precipitation, sensible and turbulent heat transfer, and radiation exchange with the air are neglected.
- f) There is no turbulent mixing between the ocean layers; i. e., ϵ , the density contrast is constant.

The problem is to derive the changes in h_1 and h_2 which result from the impression of the cyclonic vortex on the system. In the simple model, the lower layer is considered to be infinitely deep which permits it to be considered to be of constant density and at rest for all time. This constraint automatically filters out the external modes of motion and confines attention to the internal modes. The vertically averaged equations of motion and continuity for the upper layer of fluid are:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial h}{\partial x} = fv - \epsilon \frac{\partial P_A}{\partial x} + \tau_x^S / \rho h - \tau_x^I / \rho h, \quad [1]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial h}{\partial y} = -fu - \epsilon \frac{\partial P_A}{\partial y} + \tau_y^S / \rho h - \tau_y^I / \rho h, \quad [2]$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial hu}{\partial x} + \frac{\partial hv}{\partial y} = 0. \quad [3]$$

These equations are quite general except for the particular geometrical and physically realizable constraints imposed in the simple fluid by the assumptions enumerated above. The effect of nonlinear inertial forces, hydrostatic pressure force, surface torques of atmospheric pressure, P_A , and the wind stress, τ^S , are included. The important Coriolis acceleration is also retained. The dissipation of kinetic energy by interior stresses, τ^I , is retained. GATES (2) discusses the importance of the various terms in [1]—[3] for a similar fluid problem.

A simple set of initial conditions is selected. We assume a state of rest and, in addition, each layer is initially of uniform depth and uniform density. Also we stipulate that u, v, h have their initial values at infinity for each layer. P_A and τ^S are specified functions of time and space. As a first approximation, P_A is regarded as independent of position. It is clear (see GATES (2)) that this is not a valid approximation in all situations pertinent to the present problem. However, since historically baroclinic ocean currents are usually considered to be driven by the wind stress, we choose to neglect the effect of lateral atmospheric pressure gradients in this initial attack on this highly nonlinear problem.

The functional form of the internal shearing stresses needs to be specified. Since turbulent shear stresses in fluids are found to depend quadratically on velocity, the interior stress, τ^i , is defined as

$$\begin{aligned} \tau_x^i &= \rho Kqu, \\ \tau_y^i &= \rho Kqv, \end{aligned} \quad [4]$$

where K is a dimensionless and constant coefficient and q is the velocity magnitude. Following O'BRIEN (7), we chose $K = 10^{-3}$. The formation of the "bottom" or interior stress in this way simply allows for a leakage of kinetic energy to the inert lower layer in a positive, definite manner (see O'BRIEN (8)).

3. The non-dimensional equations

Since our expectation of realizable detailed observations on the response of an actual ocean to slowly moving cyclones is small, it will be constructive to convert the model equations to non-dimensional form. Let us introduce a characteristic horizontal length, L , and depth, H , to describe the horizontal and vertical scales of the motion. The velocity is characterized by U and the time scale by T . The mean value of f , f_0 , is chosen to scale the absolute vorticity, f .

The choice of physical parameters to represent L , H , T , U must be carefully considered. We are considering the response of the mixed layer of the ocean to a cyclonic storm. Let us take as a principle of faith that a good approximation to the radial profile of velocity, V_s , within the storm is given by the gradient wind equation and the atmospheric pressure gradient is given by

$$\frac{\partial PA}{\partial r} = (\Delta PR_M/r^2)e^{-R_M/r}. \quad [5]$$

The latter expression is taken from SCHLOEMER (10) and is well known for hurricanes. R_M is the radius of maximum winds, ΔP is the pressure difference across the storm. A typical distribution of V_s is shown in figure 2. Associated with the wind profile is a maximum

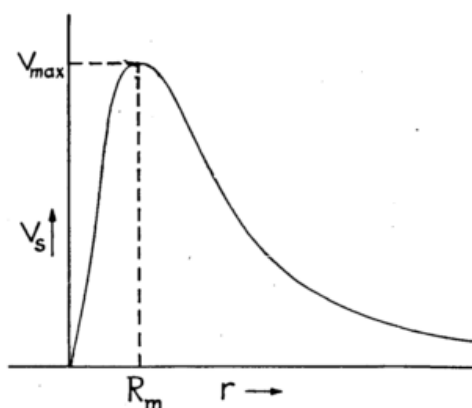


Fig. 2

Typical radial profile of wind stress in an intense cyclone.

velocity, V_{max} , which occurs at R_M . The stress is then given by the usual drag coefficient relationship.

Since our model ocean is driven by τ^s , it is natural to see if we may choose scaling parameters based on the storm. Our choice of wind profiles yields two parameters which characterize the wind stress distribution: R_M is a horizontal length, and V_{max} is a maximum velocity. However, it is the density — weighted tangential

stress, τ/ρ (cm^2/sec^2), which actually drives the fluid. Therefore, it seems appropriate to choose

$$U = \sqrt{\tau_{max}^s/\rho}, \quad L = R_M, \quad H = h_0, \quad [6]$$

where τ_{max}^s is the maximum stress and h_0 is the initial undisturbed depth of the upper layer of the ocean.

The choice of time scales is not obvious. There are several possibilities: a) $1/f_0$, the time scale associated with the mean inertial period; b) L/U , the time scale associated with the wind stress structure; c) L/V_c , the time scale associated with the speed of the moving storm; and d) $L/\sqrt{g'h_0}$, the time scale associated with the maximum phase speed of the internal gravity waves. Since we anticipate investigating the transient response over a period of 1—5 days, we can invoke an order of magnitude argument to clarify the choice. The time scales (a) and (d) are of the order of 1 day; (b) is of the order of 10—100 days. If we consider the effect of V_c on the ocean as an added wind stress to V_s , then (c) is of the order of 100 days. The time scales associated with f_0 and $\sqrt{g'h_0}$ are, therefore, imbedded in the responsive time scale L/U . If we confine our attention to slowly moving cyclones, L/V_c is quite large and has a small effect on the ocean over a period of a few days. Therefore, L/U appears to be the appropriate time scale and our results will display the interaction of the inertial and baroclinic modes. The non-dimensional equations are

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + F^{-1} \frac{\partial h'}{\partial x} = R_0^{-1} fv + \tau_x^s/h' - \tau_x^i/h', \quad [7]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + F^{-1} \frac{\partial h'}{\partial y} = -R_0^{-1} fu + \tau_y^s/h' - \tau_y^i/h'. \quad [8]$$

The coefficients are a FROUDE number, $F = U^2/g'R_M$; a ROSSBY number, $R_0 = U/f_0R_M$; and an aspect ratio, H/R_M . Note that the latter may be absorbed into the initial value of h . Let $h' = Hh/R_M$ which has an initial value H/R_M . The quantities g' , ϵ , and ρ are constant. There are four internal parameters to be varied — H , R_M , U , and f_0 ; and there is one external parameter, $Q = V_c/U$. The initial conditions are that $u = v = 0$ along with the condition on h' above.

4. Numerical techniques

The technique employed here to solve the numerical model is a new one called the method of local symmetry. In the present model, the forcing function, τ^s , is almost axially symmetric except for the small asymmetry due to the translational motion of the storm; i. e., away from the center of the storm, where τ^s is almost zero, the stress function is locally axially symmetric. In other words, along a circular path about the storm center, τ^s is approximately independent of the azimuth coordinate, Θ , (see figure 1) for reasonably small Θ and time increments. Since the forcing function is axially symmetric, we can assume that the localized response will also be axially symmetric for a small time increment. One might say that we assume that derivatives with respect to Θ are small compared to derivatives with respect to the radial coordinate, r .

It is possible to transform [7], [8], and [3] to cylindrical coordinates associated with the storm center. The equations are assumed to be independent of Θ for a small time increment, Δt , and can now be solved using the classical method of characteristics. The storm is translated a distance, $V_c\Delta t$. The "old" solution is transformed to the new cylindrical coordinate system and used as new initial conditions and then the new response for the second Δt is found using the same integration method.

The characteristic forms (O'BRIEN (7)) of the nondimensional equations in cylindrical coordinates are

$$\frac{d}{dt} (V_r \pm 2c) = R_o^{-1} \left(f + \frac{V_\theta}{r} \right) V_\theta + \left(\tau_r^S - \tau_r^I \right) / \rho h' \pm c V_r / r, \quad [9]$$

along

$$\frac{dr}{dt} = V_r \pm c, \quad [10]$$

and

$$\frac{d}{dt} \left(V_\theta r + \frac{R_o^{-1}}{2} f r^2 \right) = r \left(\tau_\theta^S - \tau_\theta^I \right) / \rho h', \quad [11]$$

along

$$\frac{dr}{dt} = V_r, \quad [12]$$

where V_r is the radial velocity positive outward and relative to the storm; V_θ is the tangential velocity. The new independent space variables are r and θ . The baroclinic wave speed, c , is defined as

$$c = \sqrt{F^{-1} h'}. \quad [13]$$

Eqs. [10] and [12] define a family of characteristic curves in the r, t plane along which the integration of [9] and [11] can be carried using simple quadrature techniques. The details of the numerical integration of a set of equations such as [9] — [13] are outlined carefully by O'BRIEN and REID (9). It is important to understand that the scheme is very stable and, unless shock waves form, mass, momentum, and energy are conserved very accurately if Δr is small enough to resolve the smallscale response of the system. The only stability criterion which must not be violated is the now classical COURANT-FRIEDRICKS-LEWY condition.

The problem has been well posed with enough equations and boundary conditions. It is necessary here to stipulate the values of the physical constants of the problem and then solve the equations for several values of the pertinent parameters. The physical constants are contained in table 1. For the initial presentation of this

Consider a cyclone moving toward the west at 25 N over a laterally unbounded, two-layer ocean. Let us take as a principle of faith that the width of the upwelled region across the storm track is given approximately by the model of O'BRIEN and REID (9). Here we will pay particular attention to upwelling in the cross section along the path of the storm. At $t = 0$, the ocean is at rest and the cyclone wind stress torque begins to act on the surface of the ocean. The center of the cyclone is placed at $x = y = 0$. The cyclone moves slowly westward for a period of a few days. The nondimensional velocity components and the depth of the mixed layer, h , are recorded for this period. Since we are primarily interested in the dynamic upwelling in the wake of the storm, it is appropriate to choose a parameter, h_{min} , as a marker for depicting the results. This new parameter, h_{min} is defined as the minimum fraction of water remaining along the center of the wake. (A value of h_{min} of $1/4$ means that $3/4$ of the water in the mixed layer has been removed from that area.) The location of h_{min} denotes the area of maximum upwelling. Note that h_{min} is an explicit function of time but not of the spatial coordinates. In the entire region disturbed by the storm, there will usually be only one point where $h = h_{min}$.

5. Results

The parameters $R_M, h_o, \Delta p, V_c$ were varied for a reasonable and geophysically realizable range. (Table 1 indicates the range.) Note that R_M and Δp specify U through the application of [5]. A maximum inflow angle of 20° was specified for the storm after MALKUS (6) and KNOWLES (4).

Two storms were chosen for detailed study and presentation at this conference. The first is an intense hurricane closely approximating Hurricane Hilda (1964). The second is a moderately strong, midlatitude cyclone, which is moving slowly westward. The detailed time-dependent results for the integration of these models will be shown on 16 mm film at the conference. The parameters of models are explicitly given in table 2.

Table 1
Values of physical constants and parameters.

Symbol	Value	Description
C_D	2.5×10^{-3}	atmospheric drag coefficient
g	980 cm/sec ²	acceleration of gravity
h_o	30—150 m	initial depth of upper layer
K	1×10^{-3}	ocean internal drag coefficient
ΔP	10—100 mb	air pressure difference in storm
R_M	10—200 km	radius of maximum wind
α_m	20 deg	maximum inflow angle
ϵ	2.0×10^{-3}	density contrast in ocean
ρ_A	1.28×10^{-3} gm/cm ³	air density
ρ	1.0 gm/cm ³	water density of upper layer
ϕ_o	25 N	latitude of storm center
$\Delta x, \Delta y$	2 km	spatial grid spacing
Δt	5—30 min	temporal grid spacing
V_c	5—15 km/hr	speed of storm

Table 2
Parameters for movie models.

Symbol	Model 1	Model 2
	intense hurricane	moderately strong cyclone
R_M	40 km	80 km
h_o	60 m	60 m
ψ	25°	25°
ΔP	100 mb	50 mb
U	5.66 cm/sec	3.85 cm/sec
V_C	8 km/hr	8 km hr
F_R	4.1×10^{-6}	0.9×10^{-6}
R_o	2.3×10^{-2}	0.8×10^{-2}
A	1.5×10^{-3}	0.75×10^{-3}
Total t	2 days	2 days

It is difficult to describe the movie results in a few paragraphs. A discussion of these and other models will appear in a subsequent manuscript.

Approximately 20 case studies have been run to date. Some of the important results are indicated in figures 3, 4, and 5. In figure 3, the maximum upwelling, h_{min} , as a function of time, is shown for several cases where the storm speed, V_c , and the aspect ratio, A , have been varied. For convenience, only two values of FROUDE number have been plotted.

complicated problem, it is necessary to restrict the details of the results to some special cases.

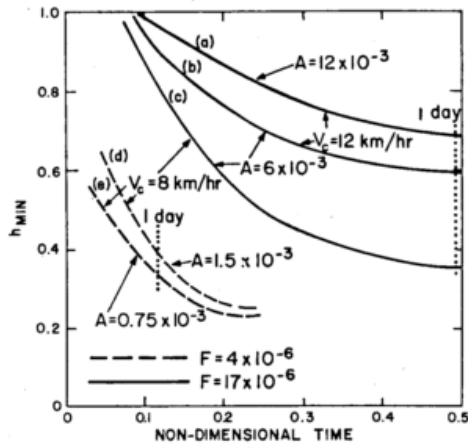


Fig. 3

The extent of maximum upwelling as a function of time for selected cyclones.

In general we find, as expected, that h_{min} decreases monotonically with time (at least for the few days). However, each curve in figure 3 shows that the models are well-behaved physically and bounded mathematically. The rate of decrease of h_{min} diminishes rapidly both in time and as h_{min} approaches zero. This behavior is noted in all cases run to date.

If attention is focused on the dashed lines (for which $F = 4 \times 10^{-6}$), we observe that for identical conditions, a decrease in aspect ratio, A , is reflected in a decrease in h_{min} . Physically what does this mean? This says that if h_0 is small (i. e., the cyclone is acting only on a thin layer of water), we can expect a faster response of the ocean. Therefore, the cold wakes associated with upwelling will occur sooner than if the hurricane acts on a deep layer.

In figure 3, the solid curves are for a much more intense set of storms ($F = 17 \times 10^{-6}$). The lower two curves illustrate the general effect of storm movement. Even for these intense storms, which are identical in structure except that their speeds are 8 and 12 km/hr, we observe a marked difference in their response as reflected by the temporal march of h_{min} . As expected, h_{min} is considerably less for the slow storm since the cyclone has more time to apply the strongest torque on any particular region of the ocean. A comparison of curves (a) and (b) in figure 3 illustrates the effect of A on h_{min} . Both storms are of identical form and moving at the same speed. However, storm (a) has an aspect ratio twice that of (b). The increased water which must be moved slows down the rate of upwelling since the momentum gained by the ocean is spread throughout more fluid. An alternate way to consider this is to hold h_0 fixed and vary R_M ; i. e., as the storm intensifies (decreasing R_M), A increases and upwelling is enhanced as measured by h_{min} .

In figures 4 and 5, the effect of the aspect ratio, A , on the maximum upwelling is emphasized as a function of FROUDE number. The data on h_{min} for several computer runs were grouped according to FROUDE number. For the initial cases chosen, F was of approximately 1, 2, 4, 8, or 17×10^{-6} . Note that for this preliminary study f_0 remains fixed; hence, the ROSSBY number does not vary in a manner different from F . The ratio $F/R_0 = f_0 U/g' = \text{const} \times U$. Further study has to be performed on the effect of changing ROSSBY number by allowing f_0 to vary.

In figure 4, curves for each F class are drawn for small t (0.05) as a function of h_{min} and A . (At least three points determine each line in figure 4.) An unexpected result is clearly evident. First of all, for fixed FROUDE number, h_{min} is directly dependent on A . This is the result described above; i. e., as A increases (increasing

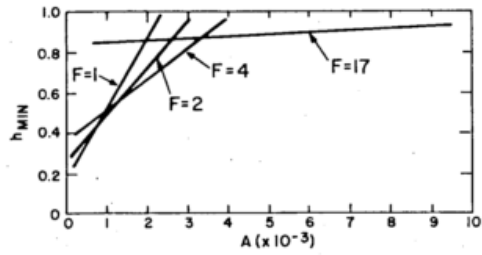


Fig. 4

The extent of maximum upwelling as a function of aspect ratio for small t and various FROUDE number classes.

thermocline depth or smaller R_M) the extent of maximum upwelling is decreased. The surprising result is that this linear dependence of h_{min} on A (for small t) is strongly dependent on FROUDE number. As F increases, the linear slope, $\Delta h_{min}/\Delta A$, decreases rapidly. For "large" F ($> 10^{-5}$), h_{min} is almost independent of A .

Physically, what does this mean? F increases with increasing U or decreasing R_M . Both tendencies are associated with increased storm strength. In other words, as the storm intensifies, the extent of maximum upwelling becomes independent of the effective thermocline depth. Perhaps this is why we always seem to observe cold wakes and disturbed thermal structures behind severe hurricanes and typhoons. However, for weak storms (midlatitude variety) the extent of upwelling is highly dependent on the undisturbed thermocline depth.

Figure 4 is only for small time. Clearly, we expect the relation between $\Delta h_{min}/\Delta A$ and F to be time dependent. This is shown in figure 5. The slope of the

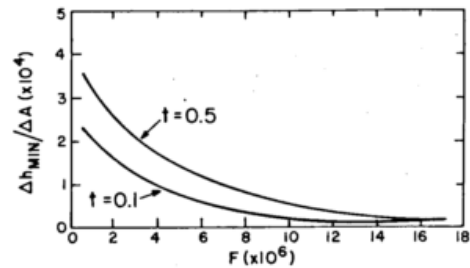


Fig. 5

The rate of change of maximum upwelling with aspect ratio as a function of FROUDE number for two values of t .

linear relationship between A and h_{min} is plotted as a function of F for two times. First of all, we note the result outlined above. As F increases, the effect of A on h_{min} decreases toward zero. Now we see also that as time increases, the effect of A on h_{min} also decreases. This means simply that if we allow enough time (i. e., the cyclone moves very slowly) even a weak storm will tend to produce strong upwelling in its wake. However, a fast moving storm will not produce much upwelling if the thermocline is deep simply because there is too much water to move in a short time and the rate of momentum transfer to the ocean will be too slow.

6. Summary

For this complicated problem we have only begun to understand the response of the ocean to a slowly moving cyclone. Even for this idealized problem we are faced with understanding a two-dimensional, time-dependent response of a fluid system which is dependent on four parameters, a FROUDE number, ROSSBY number, aspect ratio and storm speed. We have looked in detail at the extent of maximum upwelling (minimum h_{min}) along the storm track as a function of F , A , and t . Some indication of the role of the storm speed has been discussed but only for slow moving cyclones. Much more research is required to understand completely the baroclinic oceanic response behind intense cyclones.

References

- (1) FOX, L.: Numerical solution of ordinary and partial differential equations. London (1962) S. 399—342.
- (2) GATES, W. L.: On the dynamical formulation of the large-scale momentum exchange between atmosphere and ocean. *J. Marine Res.* 24 (1966) S. 105—112.
- (3) JORDAN, C. L.: On the influence of tropical cyclones on the sea surface temperature field. *Proc. Symp. Trop. Meteor., Wellington* (1964) S. 614—622.
- (4) KNOWLES, C. E.: A parametric study of the circulation and upwelling induced by an axially-symmetric atmospheric vortex. M. S. Thesis, Texas A & M University (1967).
- (5) LEIPPER, D. F.: Observed ocean conditions and Hurricane Hilda, 1964. *J. atmosph. Sci.* (1967) S. 182—196.
- (6) MALKUS, J. S.: Large-scale interactions. The sea: ideas and observations, Vol. 1, New York (1962) S. 88—285.
- (7) O'BRIEN, J. J.: The non-linear response of a two-layer baroclinic ocean to a stationary, axially-symmetric hurricane. Tech. Rep. Texas A & M University, Ref. 65—34 T (1965).
- (8) O'BRIEN, J. J.: The non-linear response of a two-layer baroclinic ocean to a stationary, axially-symmetric hurricane: Part II. Upwelling and mixing induced by momentum transfer. *J. atmosph. Sci.* 24 (1967) S. 208—215.
- (9) O'BRIEN, J. J. and REID, R. O.: The non-linear response of a two-layer, baroclinic ocean to a stationary, axially-symmetric hurricane: Part I. Upwelling induced by momentum transfer. *J. atmosph. Sci.* 24 (1967) S. 197—207.
- (10) SCHLOEMER, R. W.: Analysis and synthesis of hurricane wind patterns over Lake Okeechobee, Florida. *Hydrometeor. Rep. U. S. Weather Bureau* Nr. 31 (1954).

DK 551.515.11

Intensification of warm season Grand Banks low cells

by

JOSEPH L. GOLDMAN

Abstract

Surface low cells become more intense and most of them deepen while in the vicinity of the Grand Banks. By use of the surface data this cannot be proven to be a land to water effect due to either heating or reduction of friction. It is postulated that there is concentrated vorticity in the surface flow along the coast and the intensification is due to the capture of this vorticity.

A careful study of 140 low cells in the vicinity of the Grand Banks showed that the vorticity of most of them increased in that area. Most of them also showed deepening. An attempt to explain this deepening led to an investigation of the trajectory of the low cells as moving from land to water and water to water. It was found that there was no significant difference in intensification except that deep lows (hurricanes) deepened more. Thus both hypotheses of reduced friction and increased latent heat causing intensification seem to be in doubt. The observation that intense lows deepen the most lends some credence to the theory that the land-water boundary leads to a cyclonic vortex sheet in the vicinity of the Grand Banks and that the low cells capture the high vorticity air and intensify.

This will likely be a subject of further investigation.

Intensification of low cells

The term "intensification" is used rather than the term "deepening" because we are interested in the winds or pressure gradient rather than the actual value of pressure. In our area of concern, deepening usually accompanies an intensification of the low cells, but, it is not the only way that the wind can increase. This does not mean that the sailor's ominous lore of decreasing pressure is wrong. What this means is that the rate of decreasing pressure at a given station is more closely related to the ominous lore involving high winds than is the fact that merely the pressure is decreasing.

To account for the relationship of intensification of the low pressure system, we have investigated a property of the pressure pattern called the "Laplacian". This is a mathematical term that represents a space change of the gradient in pressure. This property is measured by taking the difference in pressure at four equidistant points from the central point of interest for comparison with others of the same type of measurement. For an actual value to use in computation and in comparison with other values, we divided the value by the square of the distance between points. This is, in essence, a measure of the topology of the pressure system which is shown on the weather map of the distribution of isobars.

Since we are interested in the intensification of the system we want a measure of the change in the Laplacian with time. For any low pressure center the Laplacian of the pressure is positive. This can be seen easily since the pressure decreases (or the gradient is negative) toward the center from all directions. The change in gradient through the center along any direction would be first decreasing, then increasing, so that the sign of this change in gradient is progressively positive. Using the Laplacian of the pressure field analyzed on a routine basis as a measure which we want to forecast, we can then proceed to investigate if the systems do intensify and the reason for the apparent changes in the systems' intensity.

Possible changes in a system intensity

For the area about the Grand Banks most of the low pressure cells have come from the west and are progressing generally eastward. This means that they change their location from over land to the area of interest, over water. With this change in location, the pressure system is exposed to two principal mechanisms that can change its structure. The first mechanism is a dynamic mechanism and consists of a change in surface friction from land to water. The second is a thermodynamic mechanism and consists of a change in the heat input of the system.

The dynamic mechanism has been investigated in controlled laboratory experiments using both liquids of differing density and gases as the moving medium (representing the atmosphere in this case). A result of these experiments, along with a few field experiments, is an empirical relation that represents the wind speed as a function of the roughness of the underlying surface.

The thermodynamics mechanism has been investigated on a very large scale in the past with the result that heat inputs are significant. A particular study was made by PETERSSEN et. al. (while the author was with the staff of the University of Chicago) of low cells in the North Atlantic. This investigation was for the purpose of determining whether the water surface, acting as a heat source or sink to the air above, effects the pressure systems significantly. Although the study was both em-

irical and in our general area of interest (the North Atlantic), the results show that there was no data taken where the low cell moved near the Grand Banks area. And, in fact, the transition region, from land to water (low moving from over land to over water), was purposely avoided. To fill this obvious gap in the knowledge of low cells in that area it was necessary to make the empirical study described below.

Empirical study

Hourly surface charts six hours apart for the months of May through October were examined for the period 1963 through 1965. These charts are part of the permanent microfilm record of official Weather Bureau surface maps at the National Weather Records Center, ESSA. Preliminary examination of these maps showed the Grand Banks area to be influenced by a low pressure cell on almost every map. Criteria were then established with which to choose, for closer examination and study, those low pressure areas that affected a change in the wind at the Grand Banks. The main criterion was that the low center be within a circle of 500 mile radius centered at St. John's, Newfoundland. With this restrictive criterion, the number of low cells investigated in detail were reduced to 140 or about one every four days. This number corresponded with the experience of operationally significant systematic changes in wind graind while forecasting for the area near St. John's. The reduced number also made the data reduction feasible for this study.

Data obtained from six hourly maps

Individual surface pressure charts for the entire Northern Hemisphere each six hours were screened for particular cases of intensification (positive an negative) resulting in wind changes occurring in the Grand Banks area. These were noted for further study and measurement. The chosen cases were restricted to those low pressure systems whose centers moved to within 500 miles of St. John's and changed intensity. From 140 cases occurring within the 500 mile radius, 59 showed significant changes in intensity, and 91 showed characteristic changes (between map times 6 hours apart). These were recorded and tabulated. These data, together with the 448 sets of measurements of intensity taken of the cases, are tabulated in chronological order in a three volume single bound reference data book*

This book contains short narratives on the motion of those low cells that make up the measured cases. A summary of the motion and intensification measurement details appear at the end of the book.

Computation of intensification

The measurements made of intensification are based on a mathematical representation of the time change of field of pressure about the low center. The mathematical function, called the Laplacian for two dimensions is given by

$$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

where x and y are the two axes of the plane of consideration and the partial derivatives have their usual mathematical definition of a second order directional difference along the respective axes.

When applied to a coordinate system of latitudes and longitudes, such as found on the polar stereographic projection of the weather maps, the finite difference approximation to the partial derivative can be made using a conversion factor to relate the arc length mea-

surements on the earth's surface to regular linear measurements. This conversion factor allows us to use the intersection of latitude and longitude lines as a grid, thereby making it convenient to measure directly on the maps. Figure 1 shows the grid system used for compu-

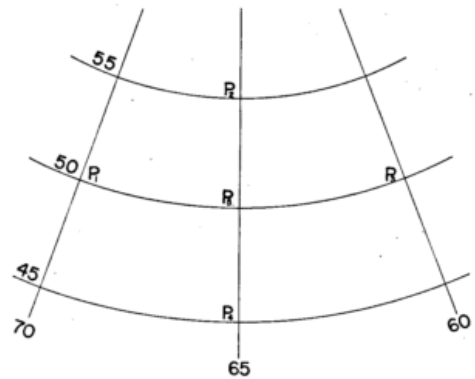


Fig. 1
Grid system used for computation of the Laplacian of the pressure field

tation of the Laplacian of the pressure field. Values of pressure are read on the maps at the intersection shown, with P placed at the center of the low cell which is located within 2 degrees of latitude of 50N. In this case there are grids to be used for 45N and 55N to account for the converging lines of longitude. Since the Laplacian is nothing more than a second order difference along a particular line, the formula for computing the Laplacian in finite difference form becomes

$$\nabla^2 P = \frac{P_1 + P_2 + P_3 + P_4 - 4P_5}{(\Delta s)^2}$$

where P is the measured pressure value at the points indicated in the figure and Δs is the linear grid distance obtained by multiplying the appropriate conversion factor with the 5 degree arc length related to the particular grid used. Although Δs is an average value of latitudinal and longitudinal arc length, this is not as crude an average as it may seem. (The effect of the variation in arc lengths on the result is computed and shown in figure 7.)

The intensification of the system is computed from the time change of the Laplacian between map periods which was done by merely subtracting successive values at times of interest. These times of interest included when the low center moved from land to water, or showed a significant change in the value of the Laplacian or its central pressure.

Results

The results of this study are shown in contingency diagrams, where the data are stratified to separate some of the variables. Theoretically, the listed variables of characteristic changes in the low cells may vary in as many ways as the square of their total number. Detailed examination of the data in summary form (in the Appendix) show some of the variables to be conservative or essentially constant, relative to the other variables. For example, the variable for time of intensification is nearly always one map period. This variable was therefore not examined any further and the reaction time is concluded to be six hours (one interval between maps) or less.

The first contingency examined is the motion type versus the intensification-deepening (ID) type. The motion and ID types are defined in the summary. Shown

* Intensification of Grand Banks Lows: May trough October, 1963 — 1965, by Staff of the Institute under the supervision of J. L. GOLDMAN. Available at ISR, University of St. Thomas.

Motion Type	ID Change Type			
	A	B	C	D
W → W	A ₃ S ₃ S ₃ M ₄ A ₄ A ₄ S ₄ O ₄ O ₄ O ₄ O ₄ M ₅ M ₅ M ₅ J ₅ J ₅ J ₅ A ₅ S ₅ S ₅ O ₅ O ₅ O ₅ O ₅ O ₅ O ₅	M ₄	J ₃ S ₃ M ₅ J ₅ O ₅ O ₅	A ₃ O ₃ O ₃ S ₄ S ₄ M ₅
L → W	J ₃ A ₃ S ₃ S ₃ S ₃ M ₄ J ₄ S ₄ O ₄ O ₄ M ₅ M ₅ J ₅ J ₅ A ₅ S ₅ S ₅ O ₅	M ₄ J ₄ A ₄	A ₄ O ₄ A ₅	J ₃ O ₃ A ₅
W → L	S ₃ A ₄ S ₄ O ₄ O ₄ J ₅ O ₅	S ₄	M ₅	J ₃ A ₃ O ₃ M ₄ J ₄ S ₄
L → L	J ₄ O ₄ O ₄ J ₅		O ₄	S ₄ O ₅ O ₅

Fig. 2

Contingency diagram for Grand Banks low cells motion type versus intensification-deepening (ID) type. Data points are plotted as month and year of occurrence (J₁—July, 1965; J₃—June, 1963).

in figure 2 are the plots of occurrence of particular cases* as a function of their motion and ID type.

Over 50% of the characteristic changes shown (⁴⁶/₉₁) occur in the A column of the W→W and L→W rows,

with no particular date of occurrence evident. This means that there is a decided tendency for low cells to intensify and deepen while proceeding over water (W→W) and from land to water (L→W).

DRTN TYPE	A CASES ONLY: PLOT MONTH AND YEAR					
	0 < 2	2 < 4	4 < 6	6 < 8	8 < 10	≥ 10
E-N	J ₅	A ₃ S ₃ M ₄ A ₄ A ₄ M ₅ S ₅ O ₅ O ₅	S ₃ O ₄ O ₅	O ₄ O ₄ J ₅ A ₅	S ₄ O ₄ O ₅ O ₅ O ₅	S ₄ O ₄ M ₅
W → W		M ₅ S ₅	J ₅			
ESE-S						
E-N		A ₃ S ₃ M ₄ J ₄ O ₄ O ₄ J ₅ O ₅ J ₅ A ₅	S ₃ S ₃ A ₅ S ₅	S ₄ S ₄		
L → W		M ₅ M ₅				
ESE-S						

Fig. 3

Contingency diagram for Grand Banks low cells that deepen and intensify (A type). Plots are of month and year of occurrence as in figure 2

Figure 3 is a plot of the direction of motion of those highly likely cases as a function of their deepening (decrease in central pressure, ΔP_c). Again the temporal

change shows no pattern or tendency but the direction of these low cells is definitely toward the East to North quadrant with the central pressure drops of greater than

* The study of the temporal change is enhanced by conserving the date of occurrence in the sixteen point contingency. The month and year of occurrence are therefore used as the indi-

cator (rather than a noncommittal dot or X) in this and the following four contingencies, thereby reducing the analyses by a factor of eighteen.

Speed (kt)						Unknown Speed (Filled or Deepened)
DRTN	5 < 15	15 < 25	25 < 35	35 < 45	45 < 55	
N	O ₃ O ₅	A ₄ S ₄ O ₄		S ₄		M ₃ D M ₄ J ₄ A ₄ M ₅
NNE						S ₃ F J ₁ S ₄
NE	J ₃ A ₃ A ₄ A ₄ O ₄ J ₁ S ₅	O ₃ M ₄ J ₄ J ₄ A ₄ S ₄ O ₄ O ₄ O ₄ J ₅ J ₅ S ₅ O ₅ O ₅	J ₃ A ₃ A ₃ S ₃ S ₃ O ₃ O ₃ M ₄ J ₄ A ₄ S ₄ S ₄ S ₄ O ₄ O ₄ O ₄ O ₄ A ₅ O ₅ O ₅ O ₅ O ₅ O ₅	A ₃ S ₃ S ₃ M ₄ S ₄ S ₄ O ₄ O ₄ M ₅ J ₅ J ₅ J ₅ A ₅ A ₅ O ₅	M ₅ O ₅	M ₃ FM ₃ FM ₃ FJ ₃ FJ ₃ FJ ₃ FJ ₃ DJ ₃ FA ₃ DA ₃ D A ₃ DS ₃ DS ₃ DS ₃ O ₃ DA ₄ M ₄ M ₄ M ₄ J ₄ J ₄ J ₄ J ₄ J ₄ J ₄ J ₄ J ₄ A ₄ DA ₄ S ₅ S ₅ D A ₄ A ₄ DA ₅ M ₅ J ₅ J ₅ J ₅ J ₅ A ₅ O ₅ O ₅
ENE						J ₁ J ₃ FJ ₁ DS ₃ DO ₃ D J ₅ J ₅ FA ₅ FA ₅
E	A ₃ M ₅ J ₅ O ₅	S ₃ M ₄ A ₄ A ₅ A ₅ S ₅	S ₃ M ₄ S ₄ O ₄			J ₃ FJ ₃ FJ ₃ F M ₄ J ₄ J ₄ S ₄ S ₄ M ₅ J ₅ J ₅ J ₅ S ₅ S ₅
ESE						J ₃ DJ ₃ J ₃ FJ ₃ DS ₃ DO ₃ A ₄ S ₄
SE		J ₄ M ₅ M ₅ S ₅	M ₅	M ₅ M ₅ J ₅		J ₄ J ₅
SSE						
S						M ₅

Fig. 4
Velocity contingency for Grand Banks low cells

2 mb per 6 hours. More pressure drops in the range $2 < 4$ and the W→W types seem to have a more even distribution of cases (from 3 to 5 in each category) with greater pressure drops than the L→W types. A conclusion to be drawn from this contingency diagram is that percentage wise, the L→W cases show a much more decided tendency for central pressure drops to occur in the $2 < 4$ mb range than do the W→W cases. The larger values of pressure drop are attributed to hurricanes, as are indicated by their W→W types and their dates of occurrence.*

The full velocity of the low cells is plotted as a contingency diagram in figure 4. This plot includes all of the lows examined, even those that did not comply with the intensification criteria (shown in the last column). The tendency for the direction of motion is quite obviously seen to be in the center of the preferred quadrant (N to E) shown in figure 3. Of particular note is the overwhelming preference of this direction by the other lows of unmeasured speed. The speed also shows a tendency to be in the range $15 < 45$ kts in the most frequent direction NEwd. The other likely direction of motion (2nd most frequent) is Ewd for both the measured and unmeasured cases, with the speed range reduced to $5 < 35$ kts. Detailed study of the temporal distribution reveals a tendency for early season lows (in May and June) to have southward motion and late season lows to have northward motion. This tendency and a continuous change in direction of path from a more southward component to a more northward component is not evidenced in all of the lows. Hurricanes which contribute to late season lows conform to the northward component, but there are just as many other northward

* The M₅ reading is the always present exception that keeps us from gaining too much confidence in our findings.

moving lows that occurred in the early part of the season to keep this from becoming a hard rule.

In figure 5 are plots of the various ID changes in a central pressure change (ΔP_c) versus Laplacian change [$\Delta(\Delta^2P)$] contingency diagram. Although the additional variable of ID type and date of occurrence are included, these do not complicate the analysis since they show that the maximum number of occurrences are not time dependent and are representative of the two maxima in ID types, namely A and then D. The most numerous changes occur within the ranges $.1 < .5$ and $2 < 4$. In this contingency the A and D type predominate. A most likely change in central pressure and system intensity would be in the respective ranges $2 < 6$ and $.05 < .5$.

The relation of central-pressure change versus intensity change is shown in greater detail in figure 6. In this plot the ordinate is change in intensity on a continuous linear scale and the abscissa is change in central pressure in whole millibars. The brackets about the plotted points indicate validity over the entire 1 mb length. The distribution of points lies about a straight line with a slope of about $-1/8$. This fit seems almost classical, in that two lines drawn parallel on either side of the ($-1/8$) line include all the data points except one. Without going into further measurement or calculations of regressions from that center line, it can be estimated that over 65% of the points are distributed about $\pm .3$ ordinate increments (in units of 10^{-4} mb/mile² per 6 hours).

Although the temporal distribution about this straight line is not immediately evident, an examination of values plotted at the upper left and lower right of the diagram shows the tendency for the large values of both parameters, central pressure change and intensification, to occur at the end of the season, May through October.

							TYPES	
	0 < 2	2 < 4	4 < 6	6 < 8	8 < 10	≥ 10	A-Jg B-J3	C-(J3) D-(J3)
.01 < .05	(A ₃)	S ₃ M ₅ (M ₅ O ₅ (O ₅	(S ₄) O ₅	S ₄				
.05 < .1	(M ₄) J ₅	A ₃ A ₄ O ₄ J ₅ A ₅						
.1 < .5	(S ₃ M ₄)J ₄ (O ₄ J ₅ (A ₅	S ₃ S ₃ (A ₃)(O ₃) M ₄ M ₄ (J ₄)J ₄ A ₄ A ₄ A ₄ O ₄ (⁰ M ₅ (M ₅ M ₅ J ₅ J ₅ S ₅ S ₅ (O ₅)O ₅ (O ₅)O ₅	S ₃ S ₃ S ₃ O ₄ O ₄ A ₅ S ₅ (O ₅	O ₄ J ₅	O ₅	S ₄		
.5 < 1.0	(O ₃)	A ₃ M ₅ O ₅	J ₄ (S ₄)S ₄ (A ₅)	(O ₃) O ₄ A ₅	(S ₄)O ₄ O ₅ O ₅	O ₄		
1.0 < 1.5		M ₄		O ₄ (M ₅)	S ₄	(A ₃) S ₄ O ₄ M ₅		
> 1.5		O ₄	J ₅	(S ₄)		(O ₃)		

Fig. 5

Contingency digram for Grand Banks low cells deepening versus intensification. Plots are months and year of occurrence (as in figure 2) with change types; A-J₃, D-(J₃), B-J₃, C-(J₃).

The large values from August through October are probably associated with hurricanes and the two M₅ data points are a spring storm. As we approach the central line from above and below, and proceed toward the cluster of data points near +.1 and -2mb, we see the temporal change in storm occurrence from the ends of the season (May through October) toward the middle of the season. Perhaps an additional stratification of the temporal dependence of this distribution would reveal the temporal variation; however, in its present state, the large number of May and October occurrences in the region of high data point density prohibits contouring of this distribution.

The differing motion type for the points in figure 6 is plotted in Figure 7. The land to water (L-W) points are delineated from the others to examine any characteristic difference. Of particular interest is the very large number of L-W points in the region of greatest point density. This verifies the result for the continuous distribution obtained in the first contingency for the discrete distribution which showed the L-W and W-W points to have a maximum in the range 2 < 4 mb.

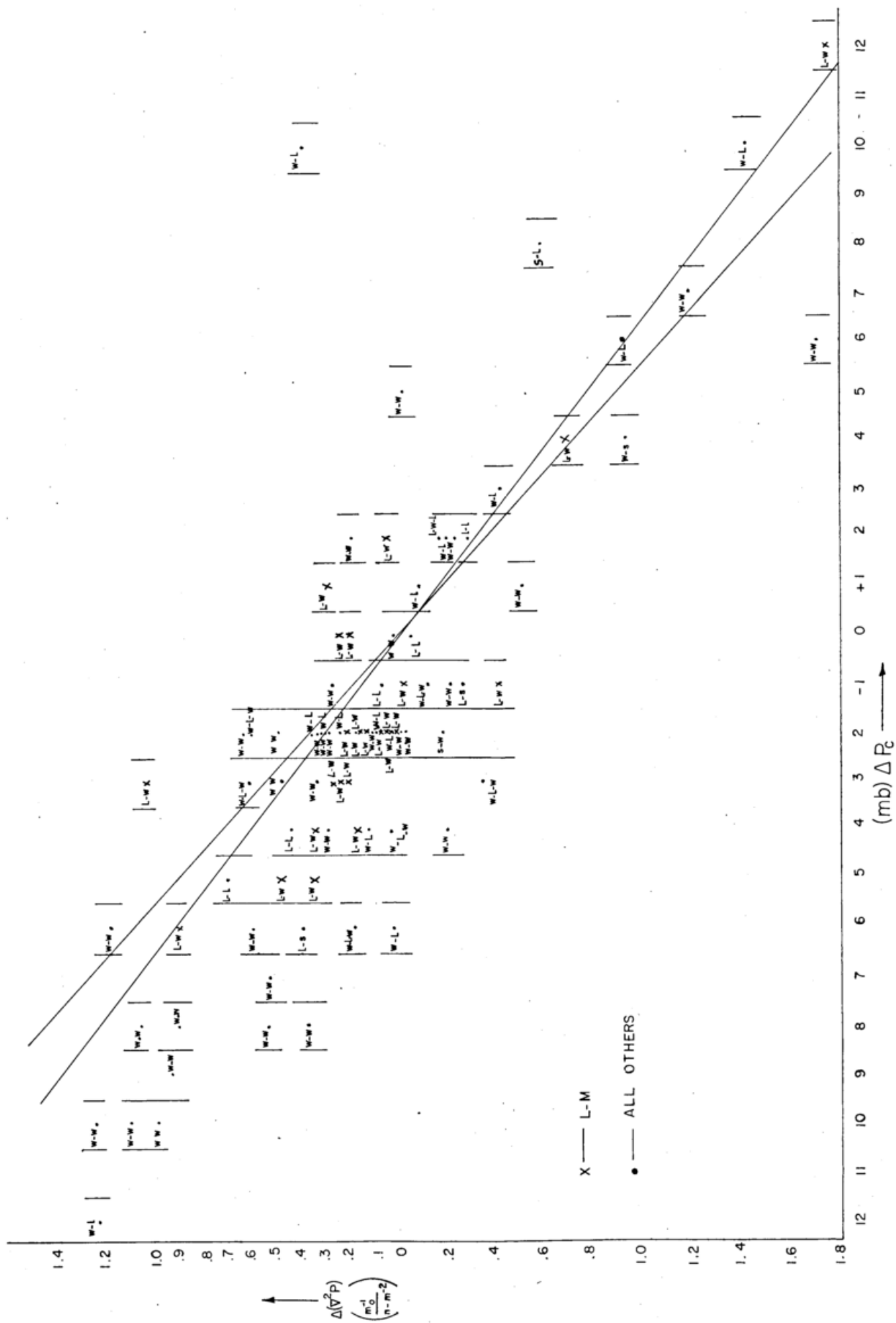
The slope of the line that fits the distribution of points in figure 6 was examined by considering the effect of changing the central pressure on the computation of the Laplacian. This computation was made, and the results appear as the two intersecting lines in figure 7. The two lines are the result of using the extreme conversion fac-

tors that are valid for grid lengths at 45D and 55N. The line for grid lengths at 50N would be between the two lines and intersect at zero. These lines indicate the limits within which data points would lie if the change in Laplacian value were caused only by a change in the central pressure. As can be seen in figure 7, the area enclosed by the lines differs from a best line fit in both slope and in area enclosing the maximum density of points.

The distribution of points indicates somewhat of a compensation for the change in central pressure. On the left of the diagram (with decreasing central pressures) the points are below the area enclosed by the lines indicating that the change in Laplacian is less than that caused by the decrease in central pressure. Also, note how many L-W data points are below the area on that side of the diagram.

It was previously thought that motion of a low cell from over a cool land surface to a warmer water surface would cause it to deepen and intensify as it receives heat from the water surface. This distribution shows that the deepening that occurs, either is compensated for by slight decrease in the intensity (Laplacian) or the deepening is spread over an area as large or greater than the 5 degree grid distance.

On the other end of the diagram, the right side where filling takes place with rising central pressure, the few data points and their wide distribution preclude any definite discussion.



Plot of I-D data points as in figure 6, but with motion type. Straight lines enclose area where intensification is theoretically caused by deepening. Fig. 7

DK 551.511.32 : 551.556.8

A numerical investigation of the linear primitive equations applied to the wind-driven circulation of the northwestern Indian Ocean between 16° N—16° S

by

MICHAEL HANTEL

Abstract

For the Indian Ocean, north of 20° S and west of 90° E, the field of wind stress vorticity was computed for selected months. For comparison constant and zonally directed wind stress field is superimposed at time zero on an initially immobile modelocean.

The resulting stationary current situation shows the well-known zonal asymmetry with a westerly boundary current (Somali current) and an easterly SVEDRUP-system. The numerical values of this phase are in satisfactory harmony with the analytic values of the stationary model of MUNK and for the summerly Somali current with the measurements made by SWALLOW and BRUCE in 1964.

Zusammenfassung

Für den Indischen Ozean nördlich von 20° S und westlich von 90° E wurde das Feld der Windschubvorticity für ausgewählte Monate berechnet. Es wird mit einem anfänglich ruhenden Modellozean verglichen, den ein zur Zeit Null aufgeschaltetes und dann zeitlich konstantes rein zonales Windschubfeld in Bewegung setzt. Die zugehörige Vorticityverteilung ist an die beobachteten Winter- und Sommerwerte angepaßt.

Der bei Stationarität erreichte Strömungszustand zeigt die bekannte zonale Asymmetrie mit westlichem Grenzstrom (Somalstrom) und östlichem SVEDRUP-Regime. Die numerischen Werte stimmen befriedigend mit den analytischen Werten des stationären Modells von MUNK sowie für den sommerlichen Somalstrom mit den von SWALLOW und BRUCE 1964 gemessenen Wassertransporten überein.

1. Introduction

The mechanism of the stationary wind-driven ocean circulation is relatively well understood for barotropic models of a homogeneous ocean. The "pioneering investigations by SVERDRUP (1), STOMMEL (2) and MUNK (3)** have shown that "by concentrating on the volume transport, the problem of the stationary wind-driven ocean circulation could be partially isolated from complications introduced by the presence of density gradients and the thermohaline component of the ocean circulation***.

Some further development might be expected from taking into account: 1) The influence of the density stratification and the bottom topography, 2) nonlinear or inertial effects, and 3) time-dependent processes. In this communication only special time-dependent processes are described. They refer to a quadratic model of the tropical northwestern Indian Ocean with its "dramatic*** seasonal change of circulation. It should be borne in mind that this ocean region "can provide a rather special checkpoint for verification of theoretical ideas***. A zonal wind stress field for both the summer and the winter monsoon was set up on an ocean at rest. The numerical solutions of the primitive equations tend to become stationary. The time which this process requires increases with the decreasing lateral eddy coefficient A.

The stationary mass transport distribution agrees with the analytical solutions given by MUNK (3) as well as with the observed surface transport patterns in the northwestern Indian Ocean in summer and winter. The total volume transport for summer has the same value as observed by SWALLOW and BRUCE (6) for the Somali Current in August 1964.

2. The model

Basic equations were the well-known linear primitive transport equations (e. g. SCHMITZ (7):

$$\frac{\partial U}{\partial t} - fV = -gH\varrho \frac{\partial \zeta}{\partial x} + A \nabla^2 U + \tau_x \quad [1]$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + fU = -gH\varrho \frac{\partial \zeta}{\partial y} + A \nabla^2 V + \tau_y \quad [2]$$

$$\varrho \frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\partial V}{\partial y} \quad [3]$$

$\left. \begin{array}{l} U \\ V \\ \zeta \\ H \\ \varrho \\ A \end{array} \right\}$	components of vertically integrated horizontal mass transport (10^3 — 10^5 kg m ⁻¹ sec ⁻¹) anomaly of sea-surface level (0.1 — 0.01 m) undisturbed depth of the ocean (1000 m) water density constant coefficient of lateral eddy viscosity (5×10^3 — 5×10^5 m ² /sec)
$\left. \begin{array}{l} \tau_x \\ \tau_y \end{array} \right\}$	zonal meridional } wind stress (10^{-2} — 10^{-1} kg m ⁻¹ sec ⁻²)

* cited from BRYAN (4)

** cited from WARREN, STOMMEL and SWALLOW (5)

After reaching the stationary state the equations [1] — [3] become nondivergent. The vorticity equation for the pertinent stream function ψ is

$$\left(A \nabla^4 - \beta \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi = -\text{rot}_z \vec{\tau} \quad [4]$$

In the area of weak transport values (SVERDRUP regime) the frictional term is small compared with the β -term. This means proportionality between meridional

transport $\partial\psi/\partial x$ and $\text{rot}_z \vec{\tau}$. In the Indian Ocean there exists a zonal belt of vanishing wind stress vorticity in $10-20^\circ \text{S}$, for both the summer and the winter monsoon period (HANTEL (8)). Since, as a result, the meridional SVERDRUP transport in this region will also vanish, the latitude of $10-20^\circ \text{S}$ may be regarded as a zonal boundary for the wind-driven circulation in the tropical Indian Ocean.

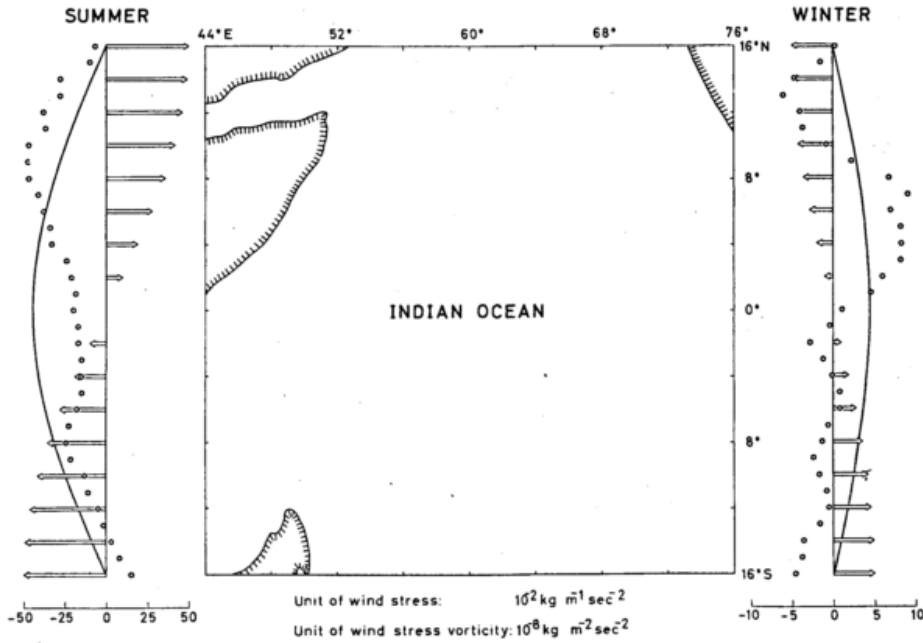


Fig. 1
Distributions of wind stress and wind stress vorticity (see text)

The equations [1] — [3] were specialized for a quadratic ocean of constant depth in the β -plane. For the numerical calculations only the zonal wind stress was used. Figure 1 shows the meridional distributions of τ_x (arrows) and the wind stress vorticity — $\partial\tau_x/\partial y$ (full lines). The observed vorticity values for the two seasons (circles) are valid on a meridional section, 60°E ; data from the Dutch Atlas (9) for the Indian Ocean. Note the different scale for each monsoon period.

3. Numerical integration

For numerical solving of the equations [1] — [3] an implicit time — and space — entered finite difference scheme was derived. The scheme was numerically stable, as shown by Fourier series development of the unknown functions U, V, ζ , and by inspection of the eigenvalues of the proper amplification matrix.

The grid was of the HANSEN-type (10) with alternating U - V -points and ζ -points, respectively; for detailed discussion see GATES (11).

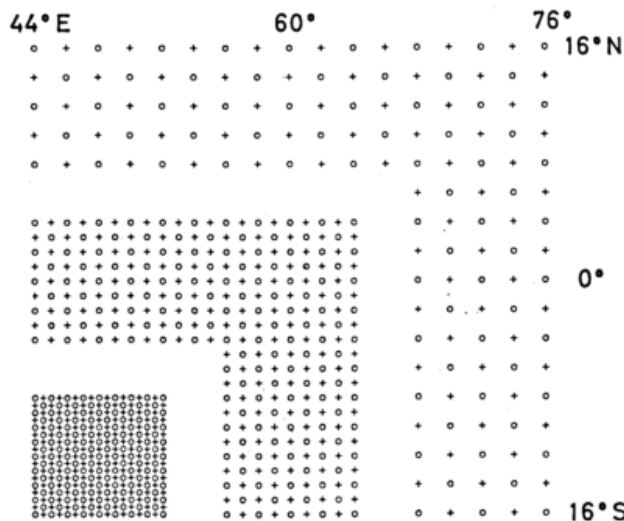


Fig. 2
Grid used for the numerical calculations
○ U-V-points
+ ζ -points

Model	1	2	3
Δs [km]	55.5	111	222
Δt [min]	10	20	40
Number of grid-points	65x65	33x33	17x17
Machine time for 64 days [min]	670	83	10

The distance between adjacent grid-points was Δs . To test the degree of approximation, three gradually refined models were examined (fig. 2). The finest grid (model 1) gives the best fit of the western boundary current (fig. 5).

4. Results

The transport field develops under the influence of the wind stress field. After 64 days an equilibrium state is reached. Figure 3 gives the pattern of the horizontal mass transport for the summer circulation. In the eastern SVERDRUP regime weak southward transports predominate; the strong western boundary current may be identified with the Somali Current.

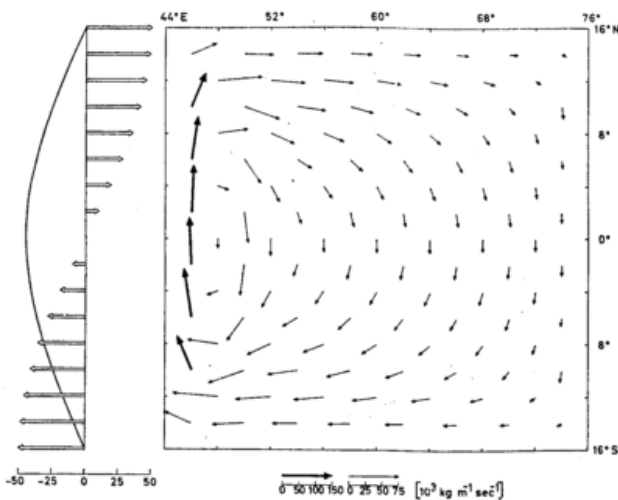


Fig. 3
Horizontal mass transport after 64 days, summer.
Wind stress and vorticity scale same as in fig. 1

Figure 4 shows the development of the numerical solutions after 1, 4, 16 and 64 days. The parameters are of model 1 (see fig. 2); the lateral eddy coefficient is $A = 5 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{sec}$. The pertinent analytic solution of equation [4], derived by MUNK (3), is drawn as a full line. The following conclusions are obvious:

- 1) A stationary state is reached after 1—2 months, in agreement with observations.
- 2) The width of the western boundary current is 4° lat. at the equator; the observed width is 300—500 km (SWALLOW and BRUCE (6)).
- 3) The numerical values, calculated from the finite difference scheme, agree satisfactorily with the analytic MUNK solution. This is correct only for a sufficiently fine grid, e. g. the grid of model 1. Figure 5 compares the numerical values for models 1-3 with the analytic solution. The rough grid of model 3 cannot resolve the western boundary current.

In figure 6 the total volume transport T is plotted against the lateral eddy coefficient A . T was calculated by integration of curves from the type of figure 4 over the western boundary current. The numerical values (circles in the figure) are in agreement with the observed data (shaded area).

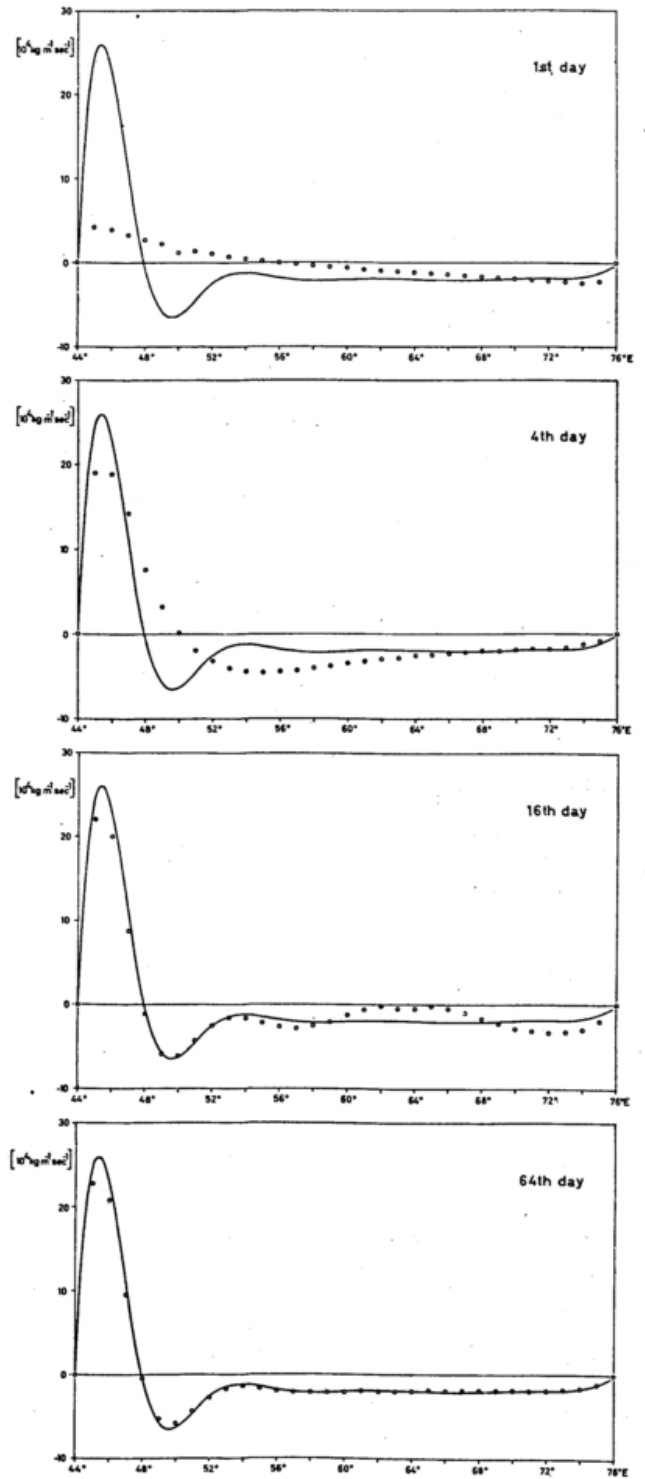


Fig. 4
Meridional transport across the equator (model 1)

Acknowledgments

The author wishes to thank Prof. H. FLOHN, Director of the Meteorological Institute of the University of Bonn, for continuing stimulation during the preparation of this work, and Prof. G. WÜST for oceanographical suggestions and much help in the formulation of the problem. He wishes also to express appreciation to Dr. H. P. SCHMITZ for many valuable discussions.

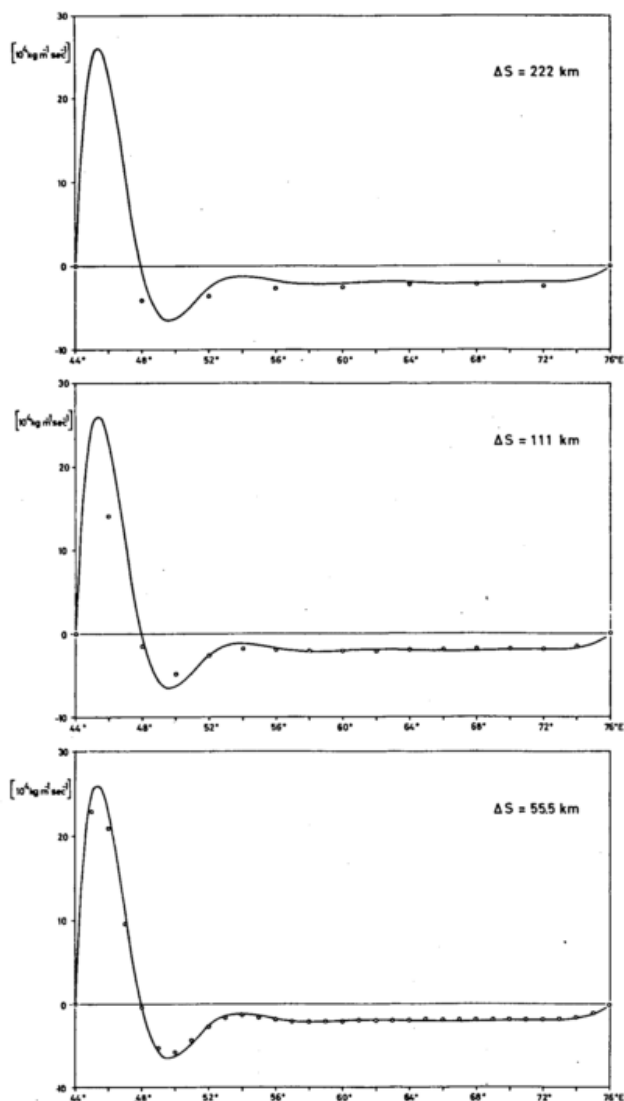


Fig. 5

Meridional transport across the equator after 64 days

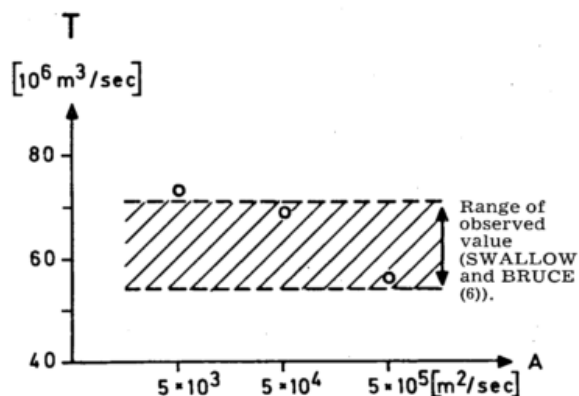


Fig. 6

N-directed volume transport across the equator

References

- (1) SVERDRUP, H. U.: Wind-driven currents in a baroclinic ocean; with application to the equatorial currents of the eastern Pacific. Proc. Nat. Acad. Sci. 33 (1947) S. 318—326.
- (2) STOMMEL, H.: The westward intensification of wind-driven ocean currents. Trans. Amer. Geophys. Union 29 (1948) S. 202—206.
- (3) MUNK, W. H.: On the wind-driven ocean circulation. J. Meteor. 7 (1950) S. 79—93.
- (4) BRYAN, K.: A numerical investigation of a non-linear model of a wind-driven ocean. J. atm. Sci. 20 (1963) S. 594—606.
- (5) WARREN, B.; STOMMEL, H.; SWALLOW, J. C.: Water masses and patterns of flow in the Somali basin during the southwest monsoon of 1964. Deep-Sea Res. 13 (1966) S. 825—860.
- (6) SWALLOW, J. C.; BRUCE, J. G.: Current measurements off the Somali coast during the southwest monsoon of 1964. Deep-Sea Res. 13 (1966) S. 861 to 888.
- (7) SCHMITZ, H. P.: Modellrechnungen zu wind-erzeugten Bewegungen in einem Meer mit Sprungschicht. Dt. Hydr. Z. 17 (1964) S. 201—232.
- (8) HANTEL, M.: Ein lineares zeitabhängiges Einschichtenmodell der windgetriebenen Meeresströmungen für den äquatorialen Indischen Ozean. Doctoral thesis, University of Bonn (1968).
- (9) KONINKLIJK NEDERLANDS METEOROLOGISCH INSTITUUT: Indian Ocean oceanographic and meteorological data. (Publ.) Nr. 135 (1952).
- (10) HANSEN, W.: Theorie zur Errechnung des Wasserstandes und der Strömungen in Randmeeren nebst Anwendungen. Tellus 8 (1956) S. 287—300.
- (11) GATES, W. L.: A numerical study of transient Rossby waves in a wind-driven homogeneous ocean. J. atm. Sci. 25 (1968) S. 3—22.

DK 551.556.8 : 551.553.21

Die Monsunströmungen im Indischen Ozean

von

WALTER DÜING

Zusammenfassung

Die erstmals dargestellten dynamischen Topographien der Meeresoberfläche für die verschiedenen Jahreszeiten zeigen eine komplexe Zellenstruktur im nördlichen Indischen Ozean, die durch eine Vielzahl von Hochs und Tiefs charakterisiert ist. Ein lineares barotropes Modell, das die zeitabhängigen Zonal- und Meridionalen Komponenten des Windes einbezieht, stellt eine mögliche Interpretation dieser komplexen Struktur der Zirkulation dar.

Abstract

The dynamic topographies for the northern part of the Indian Ocean during the different seasons are presented for the first time. They are characterized by a complex structure in terms of a great number of highs and lows of the sea level. A linear barotropic model including the time dependent zonal and meridional components of the wind gives a possible interpretation of this complex structure.

Im Jahre 1966 erhielt die Universität Hawaii von der National Science Foundation den Auftrag, die physikalischen und chemikalischen Beobachtungen, die während der Internationalen Indischen Ozean Expedition (IIOE) 1959—65 gemacht wurden, in einem ozeanographischen Atlas zusammenzufassen. An diesem Atlas wird zur Zeit unter der Leitung von Professor K. WYRTKI in Honolulu gearbeitet. Es ist außerdem geplant, die neugewonnenen Erkenntnisse in einer Serie von Monographien darzulegen. Eine dieser Monographien hat das Zentralproblem des Indischen Ozeans, das ihn deutlich von anderen Ozeanen unterscheidet, zum Inhalt: den monsunbedingten periodischen Wechsel der Oberflächenzirkulation im Seegebiet nördlich von 10° S. In knappen Zügen soll der Inhalt dieser Monographie dargestellt werden.

Die dynamischen Topographien der Meeresoberfläche für die verschiedenen Jahreszeiten

Ende 1967 standen rund 10 200 Stationen aus dem gesamten Indischen Ozean zur Verfügung. Diese Beobachtungen, die während der IIOE von 1959 bis 1965 und während früherer Jahre gesammelt wurden, stellen ein einzigartiges Material dar; es erlaubt zum ersten Mal, an eine Gesamtbearbeitung der physikalischen Probleme des Indischen Ozeans heranzugehen. Man sollte darüber jedoch nicht vergessen, daß dieses Beobachtungsmaterial in verschiedener Hinsicht stark heterogen ist:

a) Einmal ist es nicht-synoptisch im Bereich von Wochen und Monaten, zum anderen mußten Beobachtungen

aus verschiedenen Jahren zu einer „Saison“ vereint werden, um die vorhandenen Lücken zu füllen.

b) Die Beobachtungen wurden von 60 Forschungsschiffen aus 18 Nationen durchgeführt. Man durfte daher nicht erwarten, daß bei Beobachtung und Aufarbeitung der Daten ein einheitlicher Standard erreicht wurde.

c) Im Gegensatz zum Atlantik oder Pazifik sind die Oberflächenströmungen im Indischen Ozean in ständigem Wechsel begriffen. Kombiniert man die dynamischen Höhen aus verschiedenen Monaten zu einer Saison, so stößt man auf Veränderungen, die reell sind und zu falschen Deutungen Anlaß geben können.

Diese Heterogenität machte es erforderlich, eine strenge Auswahl der Daten nach statistischen Gesichtspunkten vorzunehmen. Von 10 200 Stationen verblieben 4823 Stationen, die bis 1000 m oder tiefer reichten. (Als Bezugsfläche wurde das 1000dbar-Niveau gewählt.) 433 Stationen wurden verworfen, so daß 4390 Stationen verblieben; davon liegen ca. 70% den Karten für den nördlichen Indischen Ozean zu Grunde. Von den gezeichneten Karten kommen an dieser Stelle nur die Oberflächenkarten für Frühjahr, Sommer und Winter zur Darstellung (Abb. 1—3). Es würde zu weit führen, an dieser Stelle auf Einzelheiten der dynamischen Topographien einzugehen. Der markanteste Zug, der den Karten für alle Jahreszeiten eigen ist, stellte die komplexe Struktur der Topographien dar. Im Gegensatz zu den geschlossenen Zirkulationssystemen im Atlantik und Pazifik weist der Indische Ozean eine ausgesprochene Zellenstruktur auf. Sie kommt in einer Reihe ausgeprägter Hochs und Tiefs des Meeresniveaus deutlich zum Ausdruck.

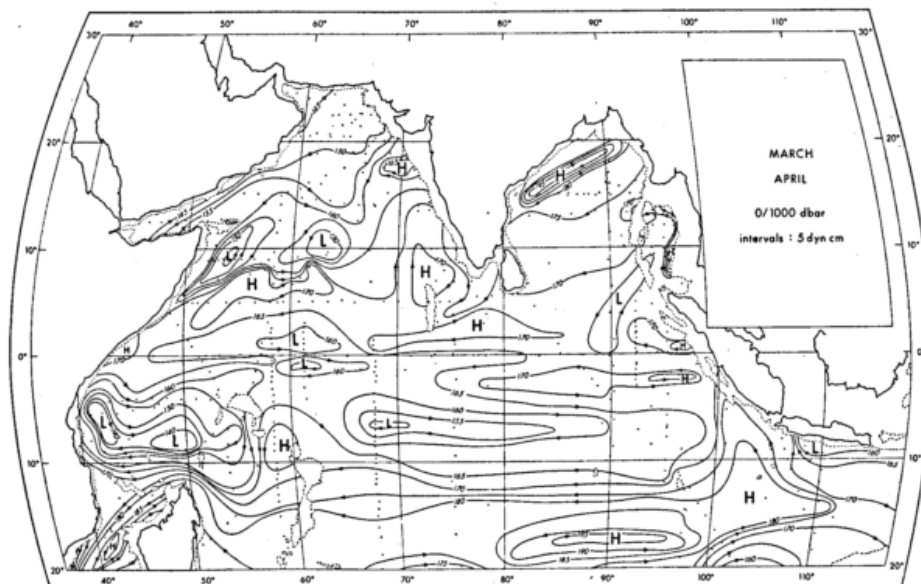


Abb. 1 Die dynamischen Topographien der Meeresoberfläche im Frühjahr.

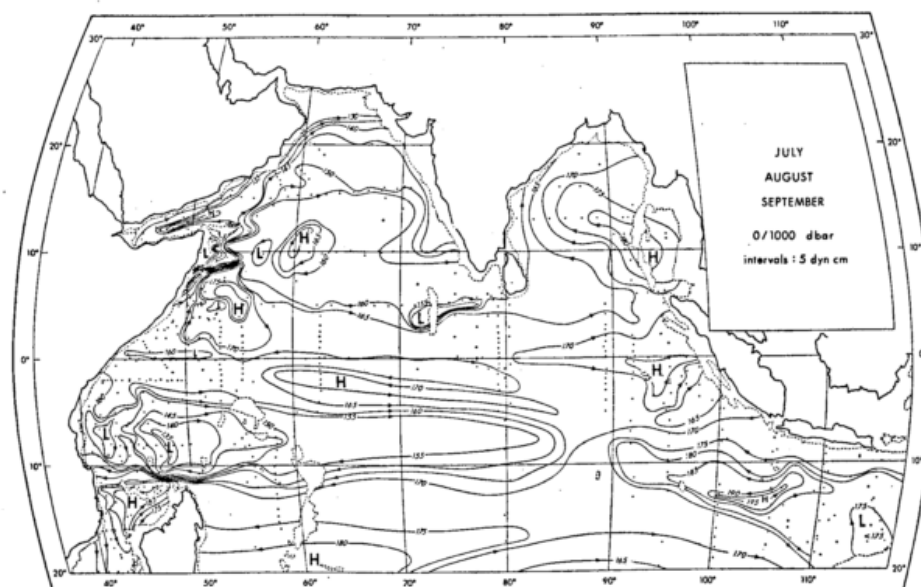


Abb. 2 Die dynamischen Topographien der Meeresoberfläche im Sommer.

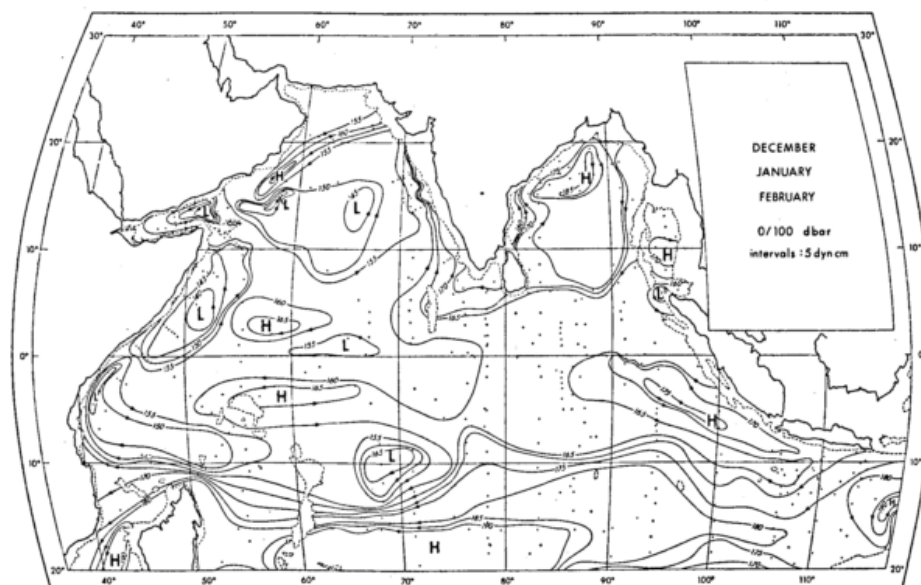


Abb. 3 Die dynamischen Topographien der Meeresoberfläche im Winter.

Eine theoretische Interpretation der monsonalen Zirkulation

Das folgende Zirkulationsmodell stellt einen Versuch dar, den Mechanismus und das Zustandekommen der komplexen Struktur der dynamischen Topographien zu interpretieren. Außerdem können Fragen wie die der Phasenverschiebung zwischen Wind und Meeresströmung, sowie der schnell veränderlichen Vorgänge während der Übergangsjahreszeiten beschrieben werden. Man darf annehmen, daß ein nichtstationäres Modell, das die Vorgänge während der Jahreszeiten mit ausgeprägter Zirkulation befriedigend beschreibt, auch ein zuverlässiges Bild für die Übergangsjahreszeiten liefert. Dies ist um so wichtiger, als die derzeitigen ozeanographischen Beobachtungsmethoden hierüber keinen Aufschluß geben können.

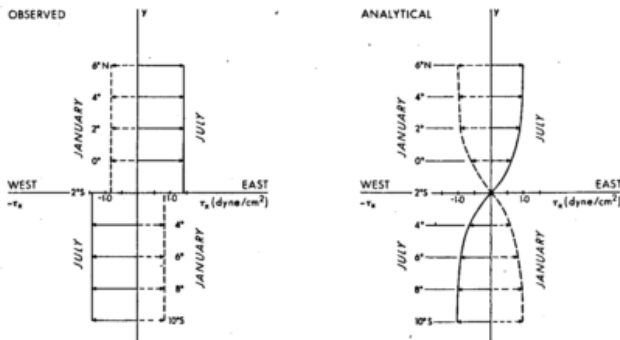


Abb. 4

Zonalkomponenten der Windschubspannung für Januar und Juli.
Links: gemäß idealisierter Beobachtungen.
Rechts: analytische Verteilung für die Modellrechnung.

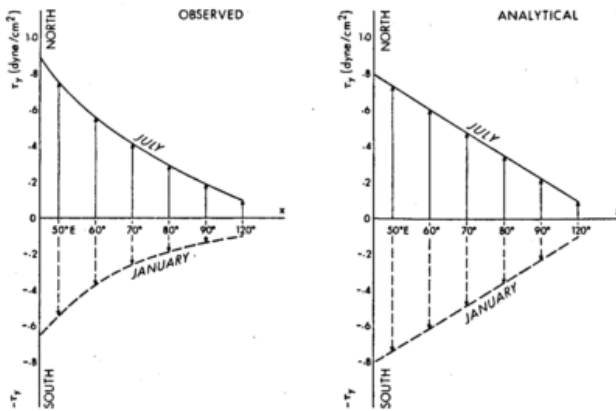


Abb. 5

Meridionalen Komponenten der Windschubspannung für Januar und Juli.
Links: gemäß idealisierter Beobachtungen.
Rechts: analytische Verteilung für die Modellrechnung.

Ein Zirkulationsmodell für den Indischen Ozean hat zwei Eigenschaften der zeitlichen und räumlichen Verteilung des Windes zu berücksichtigen, die in den Windfeldern über Atlantik und Pazifik nicht auftreten: Neben dem jahreszeitlich bedingten periodischen Wechsel der Schubspannung wie sie im Januar bzw. Juli auftritt. Daneben findet man die Verteilungen, wie sie für die Modellrechnungen in analytischer Form approximiert wurden.

Abbildung 6 zeigt in schematischer Form den Gang der Rechnung. Das lineare barotrope Modell enthält den Beschleunigungsterm, den Betaterm, einen Reibungs-

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi^* + \beta \cdot \frac{\partial \psi^*}{\partial x} + k \cdot \nabla^2 \psi^* = \left(-\frac{\tau_{x0} \cdot \pi}{L} \cdot \sin \frac{\pi y}{L} - \frac{\Delta \tau_{y0}}{B} \right) \cdot e^{i\omega t}$$

$$\psi^*(x, y, t) = \psi(x, y) \cdot e^{i\omega t}$$

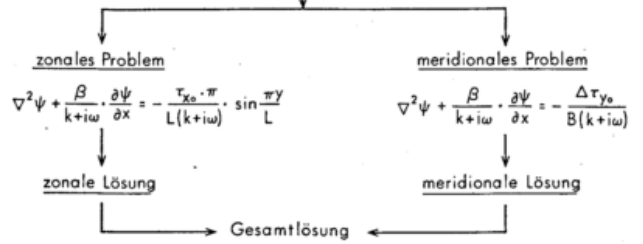


Abb. 6

Schematischer Gang der Modellrechnungen

term sowie als antreibende Kraft $\text{rot } \vec{\tau}$. Letztere ist mit der Frequenz ω veränderlich, wobei $T = 1$ Jahr, und beinhaltet sowohl den zonalen als auch den meridionalen Anteil der Windschubspannung. Die Beobachtungen zeigen, daß die Oberflächenzirkulation im wesentlichen den Windschwankungen folgt, was bedeutet, daß die Meeresströmung in erster Annäherung eine erzwungene Schwingung ausführt. Aus diesem Grunde ist die in Abbildung 6 angedeutete Separation gerechtfertigt, und das lineare Gesamtproblem kann in ein zonales sowie ein meridionales Problem aufgespalten werden. Die resultierenden Gleichungen wurden für einen rechteckigen Modellozean von $B = 6000$ km Länge und $L = 2000$ km Breite gelöst. Dieser Modellozean möge das Gebiet von $8^\circ N$ bis $10^\circ S$ und von $45^\circ E$ bis $100^\circ E$ darstellen. In beiden Fällen wurde als Randbedingung angenommen, daß die Stromfunktion $\psi = 0$ sei entlang der Berandung.

Die Lösung für das zonale Problem lautet:

$$\psi_{\text{zonal}}(x, y) = \frac{-\tau_{x0} L}{\pi(k + i\omega)} \cdot \sin \frac{\pi y}{L} \cdot (p e^{A_1 x} + q e^{A_2 x} - 1)$$

wobei

$$p = \frac{1 - e^{A_2 B}}{e^{A_1 B} - e^{A_2 B}}, \quad q = 1 - p \quad [1]$$

$$A_{1,2} = -\frac{\beta}{2(k + i\omega)} \pm \sqrt{\left(\frac{\beta}{2(k + i\omega)}\right)^2 + \frac{\pi^2}{L^2}}$$

Die Lösung für das meridionale Problem lautet:

$$\psi_{\text{merid.}}(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n-1)^3} \cdot \frac{8bL^2}{\pi^3} \cdot \left[\frac{e^{\lambda_1 x} (e^{\lambda_2 B} - 1) + e^{\lambda_2 x} (1 - e^{\lambda_1 B})}{e^{\lambda_2 B} - e^{\lambda_1 B}} - 1 \right] \cdot \cos \frac{\pi y (2n-1)}{2L} \quad [2]$$

wobei

$$\lambda_{1,2} = -\frac{a}{2} \pm \sqrt{\frac{a^2}{4} + c}$$

$$a = \frac{\beta}{k + i\omega}; \quad b = \frac{\Delta \tau_{y0}}{B(k + i\omega)}; \quad c = \frac{(2n-1)^2 \pi^2}{4L^2}$$

Die Gesamtlösung ergibt sich als

$$\psi^*(x, y, t) = [\psi_{\text{zonal}}(x, y) + \psi_{\text{merid.}}(x, y)] \cdot e^{i\omega t} \quad [3]$$

Die numerische Auswertung der Lösungen [1] und [2] zeigt, daß die Werte für den Massentransport für den meridionalen Fall höchstens etwa 10% derjenigen für den zonalen Fall betragen. Daher sollen zunächst einige Eigenschaften der zonalen Lösung diskutiert werden.

Der Einfluß von Reibung und Corioliskraft

Wir betrachten die zeitabhängige Verteilung des Massentransports in Ost-West-Richtung entlang $y = \frac{L}{2}$ für den zonalen Fall. Die in den Abbildungen 7a — d dar-

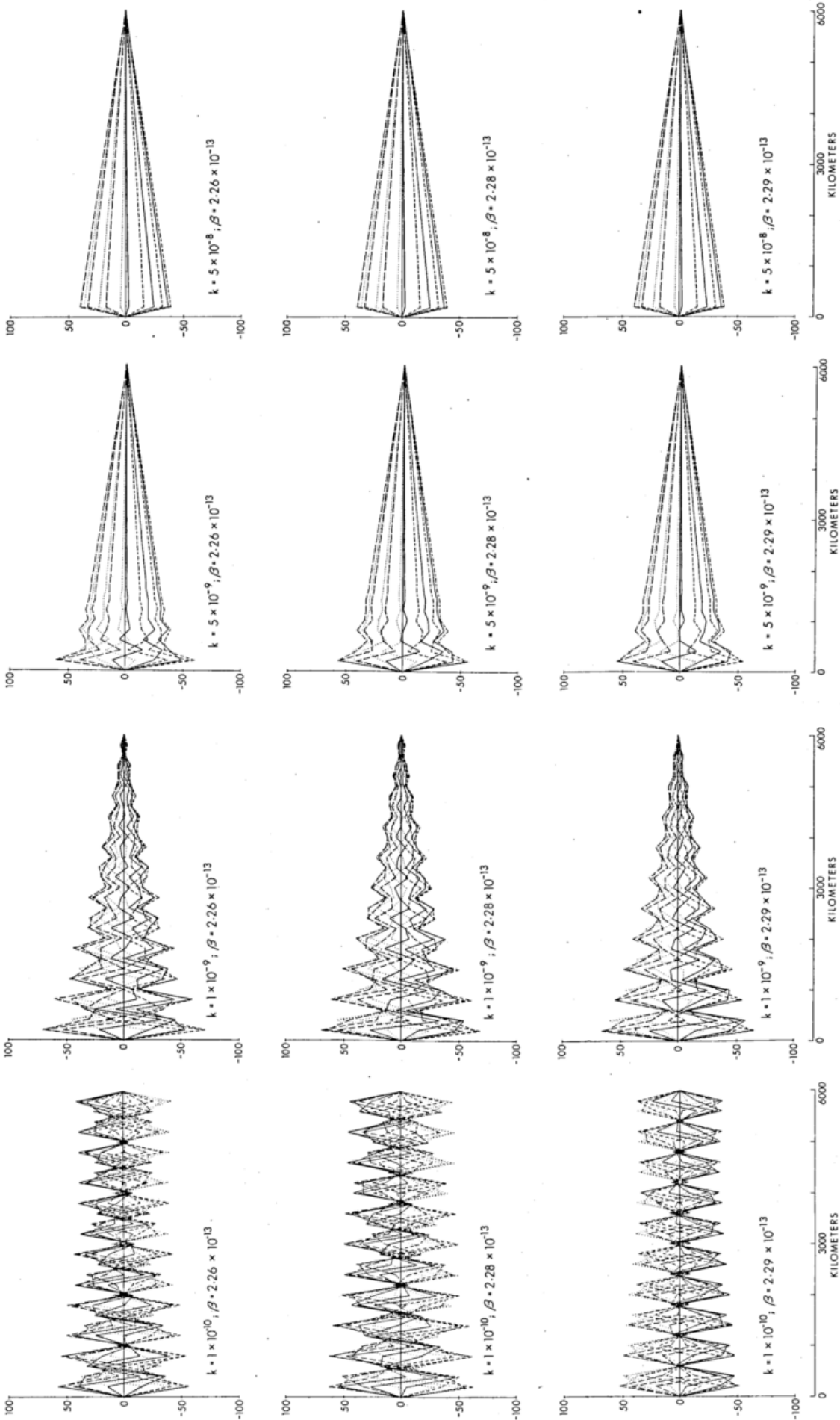


Abb. 7a—d

Die Verteilung des Massentransports für jeden Monat entlang des Breitenkreises $y = \frac{L}{2}$ für verschiedene β - und k -Werte. Werte in 10^9 m³/sec.

gestellten Kurven stellen den meridionalen Transport für jeden Monat zwischen $x = 0$ und $x = B$ dar. Dabei gilt: positives Vorzeichen entspricht einer Rotation im Uhrzeigersinn (SW-Monsuntyp), negatives Vorzeichen einer Rotation im Gegenuhrzeigersinn (NE-Monsuntyp). Betrachtet man zunächst β als variablen Parameter und hält k konstant (Abb. 7a), so stellt man fest, daß die Anzahl der Spitzen der Hüllkurven mit zunehmendem β abnimmt. Dieser Sachverhalt kann so gedeutet werden, daß die Rotation der Erde als von außen aufgezwungener Ordnungsmechanismus wirkt. Aus der Folge der weiteren Abbildungen 7b — d erkennt man, daß zunehmende Reibung diese Ordnung verwischt und schließlich zu einer Ost-West-Asymmetrie beziehungsweise zur sogenannten "westward intensification" führt.

Die Weite der westlichen Grenzregion

Die Lösung [1] läßt sich in Form zweier überlagerter, erzwungener planetarischer Wellen interpretieren. Auf diesem Wege läßt sich für die Weite der westlichen Grenzregion (boundary region) ein analytischer Ausdruck angeben. Diese Beziehung ist in Abb. 8 als Funk-

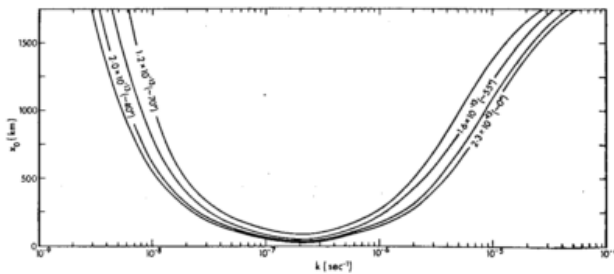


Abb. 8
Die Werte der westlichen Grenzregion als Funktion des Reibungsfaktors k mit β als Parameter.

tion des Reibungsfaktors k , mit β als Parameter dargestellt. Für die Werte $k < \omega = 2 \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$ liegt ein Inertialtyp, für $k > \omega = 2 \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$ liegt ein Reibungstyp vor.

Die Frage, welchen Wert man für k zu wählen hat, muß anhand der Beobachtungen entschieden werden:

(i) Die komplexe Zellenstruktur, wie sie in den dynamischen Topographien vorliegt, sollte im theoretischen Ergebnis zum Ausdruck kommen. Dies schließt von vornherein die Wahl des Reibungstyps aus.

(ii) Der beobachtete maximale Massentransport sollte approximiert werden. In der Literatur finden sich für den Somalstrom Werte von etwa $50 \times 10^6 \text{ m}^3/\text{sec}$.

(iii) Die Weite des westlichen Grenzstromes im Modellfall sollte ebenfalls den Beobachtungswerten entsprechen.

Den zweidimensionalen Darstellungen in Abb. 9 — 11 liegt die Wahl von $k = 1 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$ zu Grunde. Die Forderungen (ii) und (iii) werden dadurch erfüllt. Die Forderung (i) wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

Die theoretische Lösung und ein Vergleich mit den Beobachtungen

Die zonale Lösung (Abb. 9) zeigt, daß die Sommerzirkulation sich laufend abschwächt und am 172. Tag etwa 200 km vom Westrand des Ozeans nach Osten abgerückt

ist. Die aufkommende Winterzirkulation ist im Bild für den 182. Tag angedeutet. Für $k = 1 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$ wurde zwischen Wind und Massentransport eine maximale Phasenverschiebung von ca. 10 Tagen berechnet. Die meridionale Lösung (Abb. 10) hingegen läßt erkennen, daß in diesem Fall eine Phasenverschiebung von etwa 70 Tagen auftritt. Dies hat zur Folge, daß der Beitrag des meridionalen Anteils zu der Gesamtzirkulation (Abb. 11) im wesentlichen nur während der Übergangsjahreszeiten in Erscheinung tritt. Wie Abbildung 11 erkennen läßt (z. B. 192. Tag), wird die Zellenstruktur insgesamt komplexer.

Die Tatsache, daß die dynamischen Topographien nicht nur während der Übergangsjahreszeiten, sondern auch im Sommer und Winter eine große Anzahl von Hochs und Tiefs zeigen, legt den Schluß nahe, daß die Wahl eines kleineren Wertes von k , etwa $k = 5 \times 10^{-9} \text{ sec}^{-1}$ entsprechend Abbildung 7c, diesem Sachverhalt besser entsprechen würde.

Abschließend ist zu sagen, daß eine Bestätigung der theoretischen Resultate auf große Schwierigkeiten stößt. Die Modellrechnungen deuten an, daß sich das Gesamtbild der Zirkulation über kurze Zeiten hinweg stark ändert; diese Änderungen sind mit großen Schwankungen im Massentransport verbunden (ca. $6 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ sec}^{-1}$ in 10 Tagen). Es ist daher nur natürlich, daß die derzeitigen ozeanographischen Beobachtungsmethoden über einen solchen veränderlichen Ozean keine zuverlässigeren Aussagen liefern.

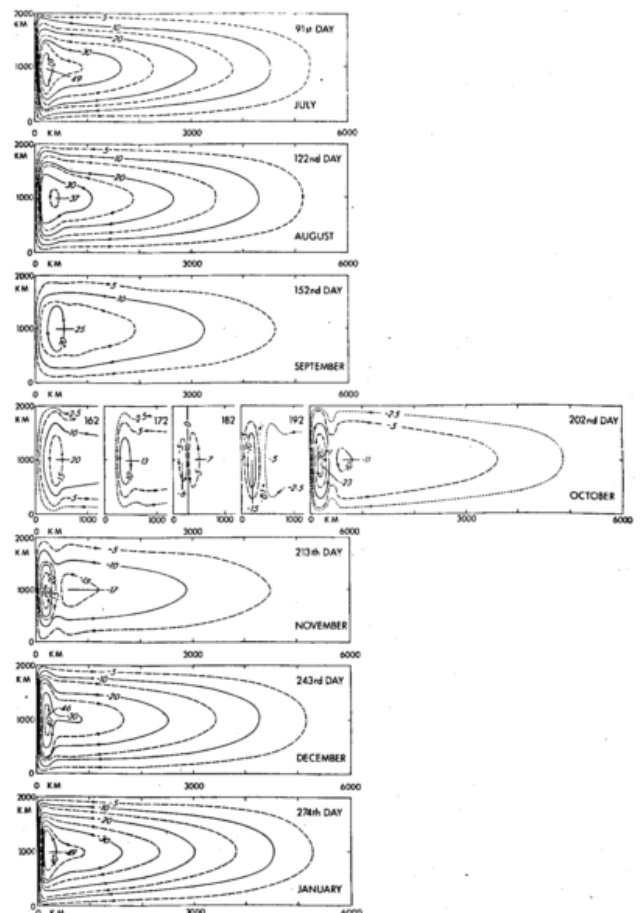


Abb. 9
Darstellung der Lösung für das zonale Problem gemäß [1].

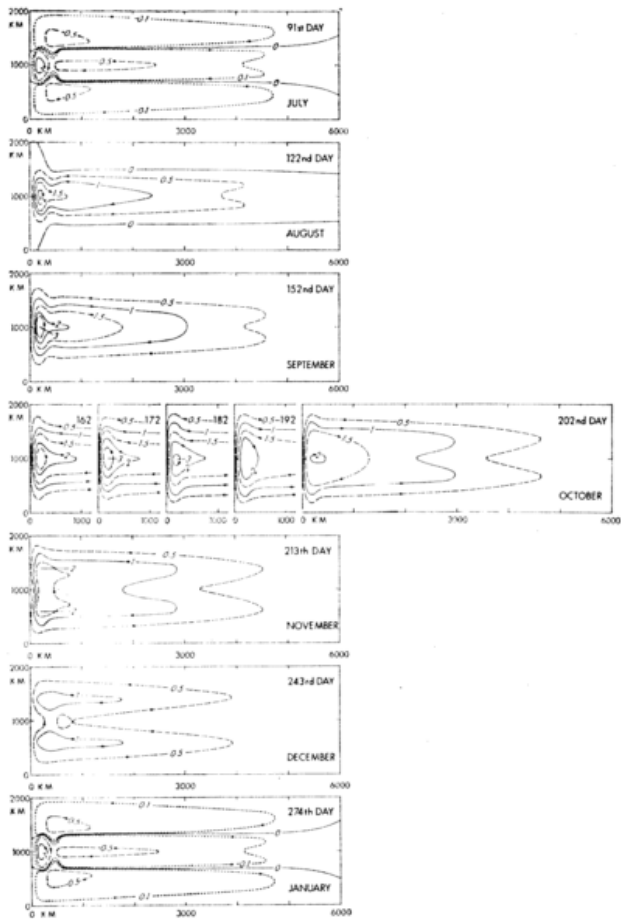


Abb. 10
Darstellung der Lösung für das meridionale Problem
gemäß [2].

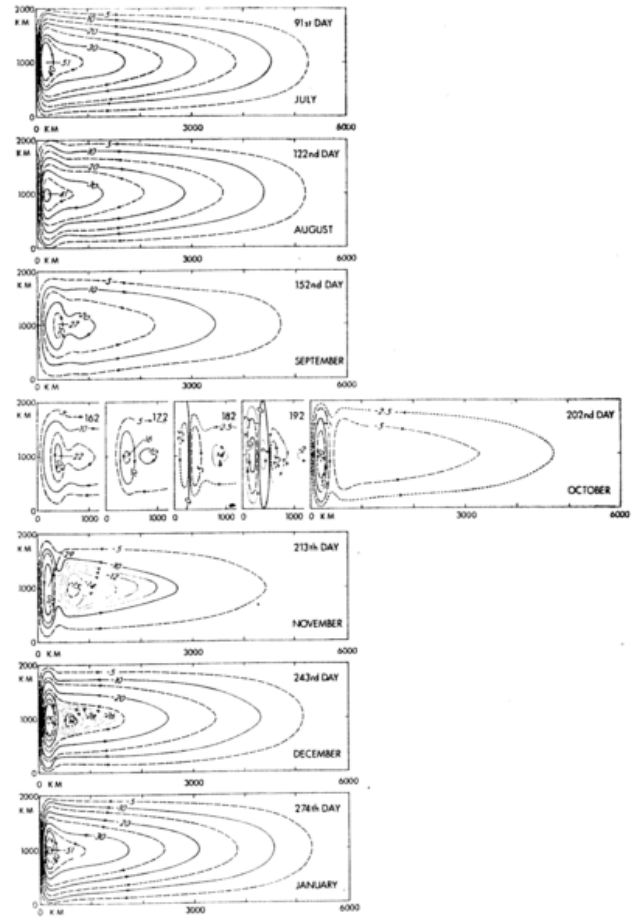


Abb. 11
Darstellung der überlagerten Lösung gemäß [3].

DK 551.556.8 : 551.46

Bilder einiger markanter Slicks und Stromgrenzen aus verschiedenen See- und Küstengebieten

von
FRIEDRICH KRÜGLER

Zusammenfassung

Es werden Beispiele*) für die Vielfalt der Formen und Anordnungen von Slicks, die in Küstennähe wie im freien Seegebiet bei Island und Grönland und im Mittelmeer beobachtet wurden, sowie Bilder einer optisch markanten Stromgrenze am Rande des Ostgrönlandstromes gezeigt.

Abstract

Examples are presented of the variety of forms and arrangements of slicks observed near coasts and in deep sea areas in Icelandic and Greenlandic waters, as well as in the Mediterranean Sea. Other photographs describe an optically well marked current boundary at the polar front in the Denmark Strait.

„Slicks“ (Glattwasserstreifen, umgeben von Gebieten mit Rippelwellen) entstehen als Folgeerscheinung interner Wellen an der thermischen Sprungschicht des Meeres. Die durch interne Wellen verursachte Zirkulation im Wasser erzeugt an seiner Oberfläche Konvergenzen, d. h. Streifen, Bänder oder Flächen erhöhter Konzentration eines vorhandenen Oberflächenfilms aus meist organischen Substanzen. In diesen Konvergenzgebieten wird die Rippelwellenbildung mehr oder weniger stark gedämpft oder auch völlig unterdrückt.

Rippelwellen-Bedingungen, d. h. Windstärken 1 oder 2 Bft., sind also Voraussetzung dafür, daß durch interne Wellen verursachte Oberflächen-Konvergenzen als Slicks sichtbar werden. Bei diesen Windstärken liegen Slicks — unabhängig von der Windrichtung — meist etwa parallel zu den erzeugenden internen Wellen. Entsprechend der Häufigkeit interner Wellen werden auch Slicks — geeignete Windstärke und ausreichender Oberflächenfilm vorausgesetzt — besonders häufig über ansteigendem Meeresboden, d. h. in Küstennähe, beobachtet. Sie wandern mit den erzeugenden internen Wellen,

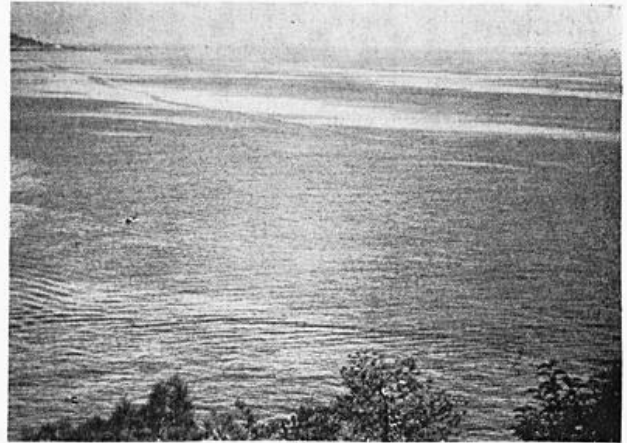


Abb. 2

„Natürliche“ Slicks (vor Monaco). Beachte: der schmale, einige Slicks nach links hinten durchquerende dunkle Streifen zeigt die wenige Minuten alte Bahn eines Motorbootes, das den Oberflächenfilm der Slicks teilte (beiseiteschob).



Abb. 1

„Künstlicher“ Glattwasserstreifen (Kielwasser eines Schiffes) kreuzt „natürliche“ Slicks.



Abb. 3

In Richtung der Sonne (Gegenlicht) erscheinen Slicks dunkler als ihre Umgebung (vor Monaco).

*) Hier nur Auszüge aus der Vortrags-Bildserie (Fotos: Dr. KRÜGLER)

d. h. langsam meist in Richtung auf die Küste zu. Gelegentlich hat der Berichterstatter aber auch über größerer Wassertiefe, z. B. in Sichtweite des Ozeanwetter-schiffes „A“ zwischen Island und Südostgrönland, Slicks beobachtet.



Abb. 4

Markante schmale Slicks, gewundene, teilweise parallele Streifen mit Verzweigungen (nahe der Eisgrenze vor Südgrönland). Reichtum an organischen Substanzen läßt Slicks oft besonders markant erscheinen.

Im Gegensatz zu den durch interne Wellen verursachten „natürlichen“ Slicks können künstlich erzeugte Glattwasserstreifen, wie z. B. Ölflecken, oder das durch ein Schiff und seine Schraube verwirbelte und geglättete „Kielwasser“ als „künstliche“ Slicks bezeichnet werden.



Abb. 5

Langgestreckte, breite Slicks (mit schmalen Zungen an scharf markierten Rändern). Südgrönland.

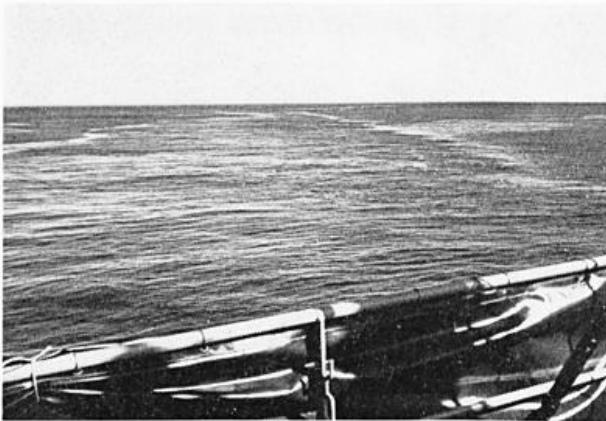


Abb. 6

Stromgrenze mit Slicks am Rand des Ostgrönlandstroms westlich Islands. Grenzbereich mit mehr oder weniger parallelen Slicks, deren Form und Ausdehnung sich rasch ändern.

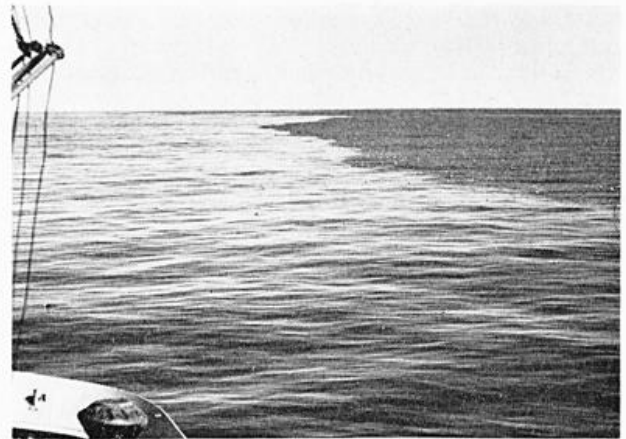


Abb. 7

Gleiche Blickrichtung wie Abbildung 6, jedoch knapp 1 Stunde später. An Stelle der schmalen Bänder hat sich eine ausgedehnte, zusammenhängende Glattwasserfläche mit scharfer Grenzlinie zur gerippten Fläche (rechts) ausgebildet.



Abb. 8

Gleiche Blickrichtung wie Abbildung 7, jedoch 14 Minuten später. Die ausgedehnte Glattwasserfläche hat sich wieder in schmale Einzel-Slicks aufgelöst.



Abb. 9

Kleinstbrandung am Luvrand (links) eines Kielwassers lieferte (ähnlich wie bei natürlichen Slicks), aus einigen Hektometern Entfernung gegen den Wind betrachtet, deutliche Radarechos.

Der Grad der Sichtbarkeit von Slicks hängt von den Rauigkeitsunterschieden zwischen den Slicks und den gerippten Wasserflächen ihrer Umgebung und der dadurch bedingten unterschiedlichen Reflexion des Himmelslichtes ab. Wolkenloser Tageshimmel, dessen Helligkeit vom Zenit zum Horizont hin zunimmt, läßt Slicks, besonders zum Horizont hin, heller als ihre Umgebung erscheinen. In nächster Nähe des Beobachters, d. h. steil von oben betrachtet, sind Slicks meist weniger markant erkennbar. In Richtung auf die Sonne, d. h. im Gegenlicht, ändern sich die Reflexionsbedingungen so, daß Slicks dunkler als ihre Umgebung erscheinen. Bei bedecktem Himmel relativ gleichmäßiger Helligkeit in Zenit- wie in Horizontnähe, ist der Helligkeitskontrast zwischen Slicks und ihrer Umgebung geringer als bei wolkenlosem Himmel, d. h. Slicks sind dann meist nur schwach erkennbar.

Natur und Theorie der Slicks sind erst in den letzten beiden Jahrzehnten, z. B. durch LaFond und andere gründlicher untersucht und beschrieben worden. Früher dürften Slicks, z. B. bei meteorologischen Beobachtungen (Windstärkeschätzungen) gelegentlich irrtümlich als „windstille“ Zonen bei sonst schwachem Wind gedeutet worden sein. (Windstärke „0—1“.) Aufmerksame Beobachter können jedoch vom Schiff wie vom Flugzeug

aus „echte“ Slicks mit ihren verschiedenen Formen und Anordnungen meist unschwer von „windstillen“ Flächen oder Streifen unterscheiden.

In besonderen Fällen können Teile von Slicks bei geeigneter Einstellung des Radargerätes auch auf dem Radarschirm erkannt werden, z. B. dann, wenn die Rippwellen aus dem slickfreien Gebiet so gegen die Luvkante eines Slicks anlaufen, daß dort eine Kleinstbrandung entsteht, an der die in geeignetem Winkel auftreffenden (d. h. gegen den Wind gerichteten) Radarstrahlen ausreichend reflektiert werden. Möglicherweise sind manche bisher ungeklärte oder rätselhafte, streifige Radarechos bei Nebel auf Kleinstbrandung an Luvrändern von Slicks zurückzuführen, die wegen des Nebels optisch nicht sichtbar waren.

Literatur

- LAFOND, E. C.: Slicks and temperature structure in the sea. U.S. Navy Electr. Lab. Rep. (1959) 937.
- KRÜGLER, F.: Über eine optisch markante Stromgrenze an der Polarfront in der Dänemarkstraße. Dt. hydrogr. Z. 19 (1966), S. 159 — 170.

DK 550.34

Einige Bilder der Vulkanfamilien Surtsey (vor Südisland)

von

FRIEDRICH KRÜGLER

Zusammenfassung:

Es werden Bilder*) aus den wechselvollen ersten 4 Jahren der 1963 entstandenen Vulkaninsel Surtsey und der vorübergehend aufgetauchten vulkanischen Nebeninseln Syrtlingur und Jolnir in verschiedenen Eruptionsphasen, die Berichterstatter als Bordmeteorologe vom Schiff und Flugzeug aus aufnahm, gezeigt.

Abstract:

The presented photographs are of the volcanic island Surtsey, which originated in 1963, and of its subsequent neighbouring volcanic satellites, Syrtlingur and Jolnir, which however existed only temporarily. The photographs taken from both ship and airplane reveal different phases of the eruption during the first four years of its history.

Die Surtsey-Eruption begann am 14. 11. 1963 mit dem Auftauchen des anfangs submarinen Kraters Surtur aus einer Wassertiefe von rund 130 m im Bereich eines ausgedehnten vulkanischen Spaltensystems bei den Westmänner-Inseln vor Südisland. Auswurf gewaltiger Asche-Mengen führte rasch zum Aufbau einer mehrere Hektometer langen und einige Dekameter hohen Asche-Insel, Surtsey benannt, deren Nierenform durch die vorherrschenden Brandungs- und Witterungsbedingungen bestimmt wurde.

Solange Meerwasser Zugang zum Krater hatte, besaß die Eruption, infolge ständig wiederholten, kurzzeitigen Verschlusses des Schotes durch Wasser, explosiven Charakter. Wurde der Krater zeitweilig durch ein Asche-Riff vom Meer abgeriegelt, ging die Eruption in die Form oft stundenlangen „Ausblasens“ über, bei der Asche und glühende Gesteinsbomben oft in größere Höhen geschleudert wurden, als bei Explosionen. Gelegentlich blieb Surtur längere Zeit ruhig, und es war in den ersten Monaten völlig ungewiß, ob die Insel überhaupt Bestand haben, d. h. ob das lockere Asche-Material Angriffen von Brandung und Witterung widerstehen würde.

Anfang April 1964 wechselte die Surtsey-Eruption zur effusiven Phase über, d. h. es setzte Lavaförderung ein, die zum Aufbau eines festen Lava-Schildes führte. Damit war der Bestand Surtseys gesichert. Diese erste effusive Phase dauerte mit wechselnder Intensität bis zum Mai 1965 an. Dabei floß Lava zeitweise in Bächen über den Kraterand zum Meer hinab, trat aber zusätz-

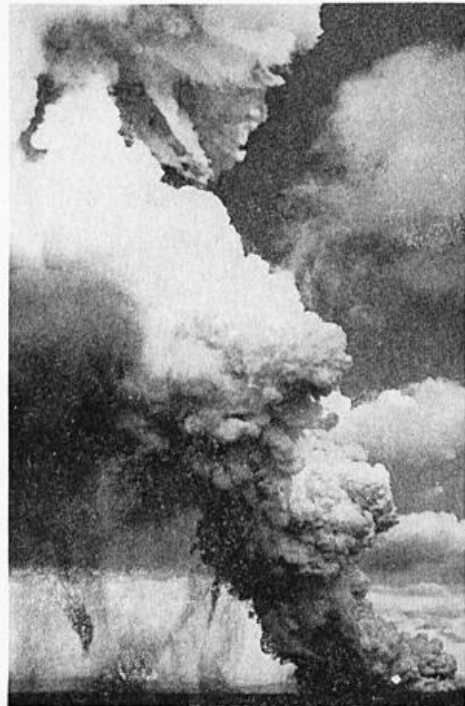


Abb. 1

Surtur-Eruption (Surtsey) in Explosions-Phase, November 1963 (wenige Tage alt). Tromben an der Eruptionswolke.

*) Hier nur Auszüge aus der Vortrags-Bildserie (Fotos Dr. ROSENAUER (Abb. 1), Dr. KRÜGLER (Abb. 2-8).

lich auch aus zahlreichen Ritzen und Spalten des Lavaschildes, z. T. unmittelbar an der Strandlinie, aus. Bei Berührung der glühenden Lava mit dem Meerwasser bildeten sich dichte Dampfwolken.

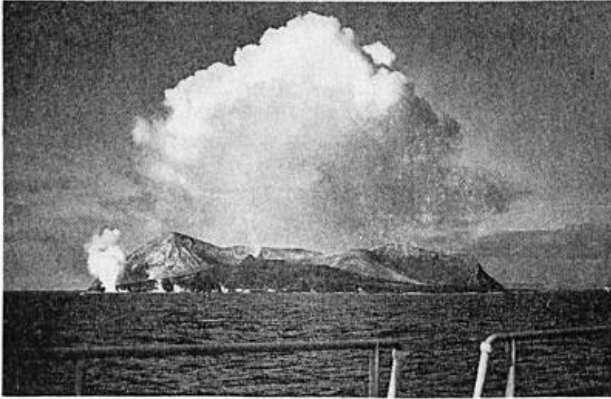


Abb. 2

Surtsey in Effusiv-Phase, 16. 7. 1964. Glutfontänen aus dem Krater auf der Spitze des dunklen Lava-Schildes. Größte Höhe der hellen Aschehügel etwa 170 m. Kräftiger Cumulus über der warmen Insel.

Ende Mai 1965 tauchte, nachdem Surtur einige Tage völlig inaktiv geblieben war, plötzlich und unerwartet, wenige hundert Meter vor dem Ostrand Surtseys, ein neuer submariner Vulkan auf, der Syrtlingur (kleiner Surtur) benannt wurde. Auch seine Eruption war, solange Meerwasser Zutritt zum Schlot hatte, explosiv und wechselte zeitweise zur „Ausblasungs“-Phase über, wenn der Krater gegen das Meerwasser abgeriegelt wurde. Im Laufe des Sommers 1965 erreichte der lockere Aschehügel Syrtlingurs zeitweilig eine Höhe von 60 m, im Ganzen blieb jedoch die Asche-Förderung erheblich geringer als bei Surtur. Vor allem gelang es Syrtlingur nicht, zur Lava-Produktion überzugehen. Als schließlich im Oktober 1965 der Asche-Ausstoß aufhörte, konnte die Brandung einer Sturmperiode die Insel rasch gänzlich abtragen.

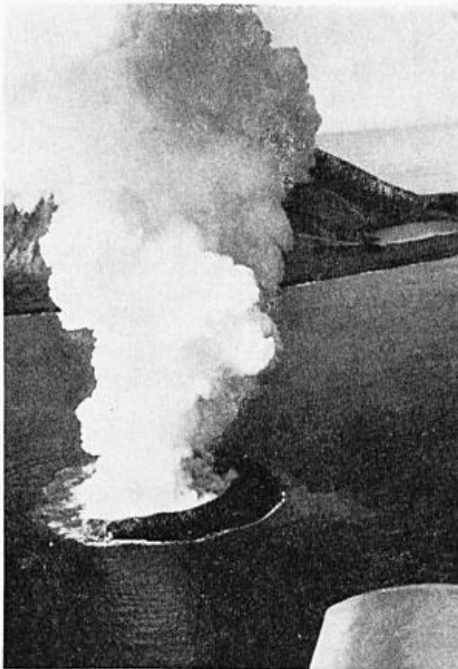


Abb. 3

Syrtlingur in Explosions-Phase, 8. 6. 1965 (wenige Tage alt). Asche-Ringwall nach Südwesten hin offen. Im Hintergrund Surtsey mit Lagune an ihrer Nordflanke.

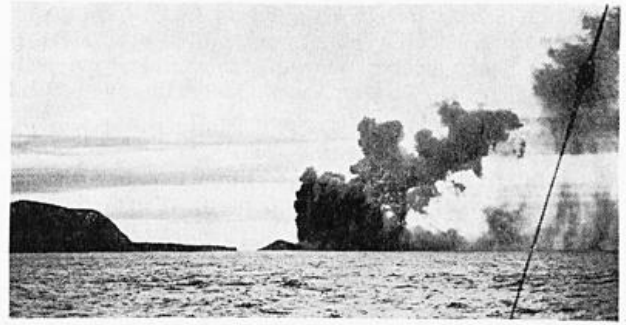


Abb. 4

Syrtlingur in „Ausblasungs“-Phase, 6. 7. 1965. Links Aschehügel und Südostrand des Lavaschildes Surtseys.

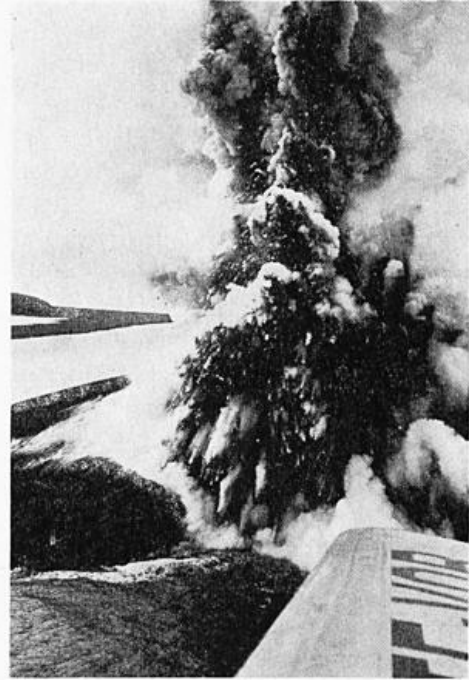


Abb. 5

Syrtlingur in Explosions-Phase, 27. 7. 1965. Meerwasser hat noch Zutritt zum Schlot. Links im Hintergrund Surtsey mit Lagune.

Wenige Wochen nach dem Ende der Syrtlingur-Episode machten sich, einige hundert Meter südwestlich von Surtsey, d. h. fast entgegengesetzt zur Syrtlingur-Position, Anzeichen neuer submariner vulkanischer Aktivität bemerkbar, und am 28. 12. 1965 tauchte dort ein zweiter „Ableger“-Vulkan als Insel auf, die den Namen Jolnir (Weihnachtsinsel) erhielt. Auch Jolnirs Eruption hatte explosiven Charakter, förderte allerdings noch weniger Asche als die des Vorgängers Syrtlingur. So hatte Jolnir von Anfang an einen besonders harten Kampf gegen Witterung und Brandung zu führen.

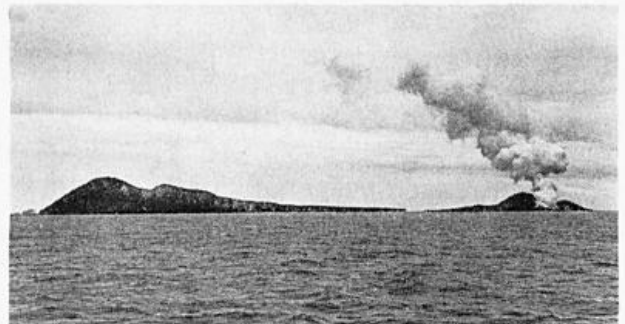


Abb. 6

Jolnir (rechts) schwach explosiv tätig, 26. 7. 1966. Links Surtsey, ganz links die nächsten Inseln der Westmänner-Gruppe.

Fünfmal wurde der aus lockerer Asche bestehende Überwasserteil völlig abgetragen, allerdings stets in wenigen Tagen wieder neu aufgeworfen und erreichte im Juli 1966 eine Höhe von fast 70 Meter über dem Meer.

Als am 10. 8. 1966 die Asche-Förderung aufhörte, erlitt Jólnir das gleiche Schicksal wie sein Vorgänger: die Insel verschwand endgültig und hinterließ, ähnlich wie Syrtlingur, nur einen submarinen Rücken mit einer Wassertiefe von etwa 30 m.



Abb. 7

Surtsey-Krater, erneut effusiv tätig, 31. 8. 1966. Durchmesser etwa 100 m. Lava-Abfluß teils über-, teils unterirdisch und verzweigt.

Am 19. 8. 1966 begann neue Aktivität, und zwar zur allgemeinen Überraschung auf der alten Hauptinsel Surtsey selbst. Hier wiederholte sich, nach rund zwei Jahren, das eindrucksvolle Schauspiel der Effusiv-Phase mit zeitweilig intensiver Lavaförderung, die die Grundfläche des Lavaschildes Surtseys weiter anwachsen ließ. Diese zweite Aktivitäts-Periode Surtseys dauerte mit Unterbrechungen bis zum Frühsommer 1967, klang dann ab und hörte im Juli 1967 praktisch ganz auf. Seitdem zeigten sich im Gebiet der Vulkanfamilie Surtsey (bis zum Frühjahr 1968) keine Anzeichen nennenswerter neuer Aktivität mehr.



Abb. 8

Surtsey nur noch wenig aktiv, 17. 5. 1967 (von Nordwesten). Etwas Dampf aus dem Krater hinter den Aschenhügeln. Vorn links Strandplatte mit Lagunenrest und Behelfspiste für kleine Flugzeuge.

Literatur

THORARINSSON, S.: The Surtsey Eruption. Surtsey Res. Progr. Rep. I, Feb. 1965, S. 51 ff.; Rep. II, May 1966, S. 117 ff.; Rep. III, May 1967, S. 84 ff. The Surtsey Research Committee, Reykjavik-Iceland.

THORARINSSON, S.: Surtsey, Geburt einer Vulkaninsel im Nordmeer. Zürich, Stuttgart 1966.

KRÜGLER, F.: 2 Jahre Vulkanfamilie Surtsey vor Südisland, Seewart 27 (1966) S. 93—102.

KRÜGLER, F.: Zwei weitere Jahre Vulkanfamilie „Surtsey (Island), Seewart 29 (1968) S. 89—97.

DK 551.508.5:551.507.2

Die Güte von Windgeschwindigkeitsmessungen am Mast einer gewichtsstabilisierten Boje

von

ERNST AUGSTEIN und JÜRGEN WUCKNITZ

Zusammenfassung

Für die Erforschung der Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre ist die Bestimmung der vertikalen Windverteilung in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre von großer Bedeutung. Um die Störzone von Schiffen zu vermeiden, benutzt man über tiefem Wasser Bojen als Instrumententräger (BROCKS (1)).

Die noch verbleibenden Verfälschungen der Windgeschwindigkeitsanzeige bei Schalenkreuzanemometern durch Bojenbewegungen, konstruktive Eigenschaften der Geber und die aerodynamischen Effekte der Spieren werden untersucht. Die Wirkung dieser Einflüsse auf a) Windprofilmessungen, b) die Bestimmung der vertikalen Windverteilung über Wasserwellen, c) die Spektralanalyse und d) die Korrelation $\overline{u'w'}$ wird aufgrund von Modellrechnungen, Windkanaluntersuchungen und Feldmessungen im Atlantik (Atlantische Expedition 1965 „Meteor“) und auf der Ostsee abgeschätzt.

Es ergibt sich, daß der betrachtete Bojentyp als Geräteträger zur Messung der mittleren Windgeschwindigkeit und des mittleren Profils gut geeignet ist.

Für die unter b), c) und d) genannten Untersuchungen sind Zusatzeinrichtungen notwendig, um eine weitgehende Elimination der Fremdeinflüsse zu ermöglichen (BROCKS, HASSE (2)).

Abstract

The determination of the vertical wind speed distribution of the atmospheric boundary layer is of special interest in respect of air-sea-interaction investigations. To avoid the disturbed zone of the ship, buoys are used to carry the sensors above deep water (BROCKS (1)).

In this paper we regard the residual falsifications of the cup anemometer output due to buoy motions, special properties of the sensors and aerodynamical influences of the spars. The errors of these effects on a) profile measurements, b) the determination of the vertical distribution of wind speed above water waves, c) spectral analysis and d) the eddy correlation $\overline{u'w'}$ is estimated, regarding theoretical models, wind tunnel results and observations from the Atlantic (Atlantische Expedition 1965 „Meteor“) and the Baltic Sea.

The result is that this type of buoy is an appropriate carrier of instruments to measure the average wind speed and mean wind profiles. To attack the problems mentioned under b), c) and d) additional equipment is necessary to allow the elimination of the quoted effects (BROCKS, HASSE (2)).

Ausführliche Veröffentlichung in „Meteor“-Forschungsergebnisse, Reihe B (Borntraeger Verlag Berlin/Stuttgart).

Literatur

- (1) BROCKS, K.: Ein neues Gerät für störungsfreie meteorologische Messungen auf dem Meer. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. A 11 (1959) S. 227—239.
- (2) BROCKS, K.; HASSE, L.: Meteorologische Messungen auf See mit neigungsstabilisierten Bojen. Z. Geophys. (in Vorbereitung).

DK 551.508.5:551.507.2:551.511.6

Direkte Bestimmung des vertikalen Impuls- und Wärmestromes auf See

von

L. HASSE, K. BROCKS, M. DUNCKEL
und D. SCHRIEVER

Zusammenfassung

Es werden die Ergebnisse von Fluktuationsmessungen des Windes und der Temperatur wiedergegeben, die in 3,5 m Höhe auf einer gegen Neigungen servostabilisierten Boje und einem feststehenden Mast 1965 in der Kieler Bucht bei stabiler Schichtung und geringen bis mittleren Windgeschwindigkeiten gewonnen wurden. Die Spektren des Vertikalwindes (w) und die Cospektren des Horizontal- und Vertikalwindes zeigen, daß Schwankungsanteile mit Frequenzen $< 0,01$ und > 10 Hz unter diesen Bedingungen vernachlässigt werden können. Die Annahme $\bar{w} = 0$ im Mittel über 20 Minuten war gerechtfertigt. Die Reibungskoeffizienten, bezogen auf 10 m Höhe, liegen bei 1×10^{-3} , das ist auch die ungefähre Größe des analogen Wärmetransportkoeffizienten. Zusätzlich werden vorläufige Ergebnisse einer Serie gleichzeitiger Messungen in 3 und 5,5 m über Wasser vom Oktober 1967 mit höheren Windgeschwindigkeiten (bis 22 m/sec) diskutiert. Da die Auswertung z. Z. noch nicht abgeschlossen ist, sollen die Ergebnisse später an anderer Stelle veröffentlicht werden.

Abstract

The vertical fluxes of momentum and heat have been obtained by the eddy correlation method, under conditions of stable stratification and light winds. Measurements were done at 3,5 m height above the water on a servostabilized buoy and a fixed mast at the Baltic in 1965. Spectra of vertical velocity (w) and cospectra of horizontal and vertical velocity show that fluctuations with frequencies below 0.01 Hz and higher than 10 Hz may be disregarded under these conditions. The assumption $\bar{w} = 0$ averaged over 20 minutes was justified. The drag coefficients obtained are near 1×10^{-3} , referring to a height of 10 m above water. Observations show that this value may be taken for estimation of the vertical heat flux too.

Additionally, preliminary results of a series of simultaneous observations at 3 and 5,5 m height obtained in October 1967 with higher windspeeds (up to 22 m/s) are discussed. As the analysis is not yet finished, the results shall be published later on.

DK 551.511.32:551.553.21:551.556.8:551.465

Eine numerische Approximation der monsunerzeugten Zirkulation im Arabischen Meer

von

HANS PETER SCHMITZ

Zusammenfassung

Die Anwendung eines einfachen numerischen Zweischichtenmodells auf den Nordteil des Arabischen Meeres wurden Massentransporte, Oberflächen- und Sprungschichtlage unter Vorgabe monsunaler Wind- und Luftdruckverteilungen berechnet. Das Modell basiert auf den vertikal integrierten Kontinuitäts- und Bewegungsgleichungen. Für beide Monsune ergeben sich Massentransportrichtungen und Sprungschichtlageänderungen in qualitativer Übereinstimmung mit den Beobachtungen:

Im Falle des SW-Monsuns resultiert eine beachtliche Anhebung der Sprungschicht nicht nur vor der arabischen Küste, sondern in geringerem Maße auch vor der indischen Küste im Bereich starker südöstlicher Oberflächenströmung. Das Modell für den NE-Monsun enthält den südwestlichen Ausstrom der Oberschicht vor der arabischen Küste ebenso wie den südöstlichen Ausstrom vor der indischen Küste.

Abstract

A simple numerical two-layer model of the northern part of the Arabian Sea was used to compute the mass transports, the locations of surface and thermocline under simulating monsoon wind and atmospheric pressure distributions. The model is based on vertically integrated equations of continuity and motion. For both monsoon result mass transport directions and changes in the location of the thermocline in qualitative harmony with observations.

As regards the S. W. monsoon, a considerable lift of the thermocline occurs not only off the Arabian coast but, to a smaller extent, also off the Indian coast in the range of a strong south-east surface current. — The model of the N. E. monsoon contains the south-west outflow of the surface layer off the Arabian coast and the south-east outflow off the Indian coast.

Veröffentlicht in: Deutsche Hydrographische Zeitschrift 20 (1967) H. 5, S. 205—217.

DK 551.515.21

The surface boundary layer of a hurricane

by

R. K. SMITH

Abstract

A simple model is developed to investigate some of the features of the surface boundary layer of a hurricane. The flow above the friction layer is represented by a steady cylindrical vortex in which there is gradient flow, specified by suitably choosing the radial pressure profile. It is assumed that the flow in the main vortex is approximately geostrophic at large distances from the centre and the EKMAN solution is taken as appropriate for the boundary layer flow at these distances. A momentum integral method is used to follow the boundary layer development to the centre regions of the vortex.

Radial profiles of boundary layer thickness and induced vertical velocity are obtained when a constant eddy viscosity K_M , is taken as characteristic of the turbulence in the friction layer. Two surface boundary conditions are examined; the no-slip condition and the condition that the surface stress be in the direction of the surface wind. The former of these is found to be the more satisfactory and gives qualitative agreement with observations. The effects of radial and vertical variations of K_M are discussed in relation to the surface condition but an inadequate knowledge of the turbulent structure prevents a more realistic formulation of the inflow layer at this stage.

Zusammenfassung

Ein einfaches Modell wird entwickelt, um einige Züge der Oberflächengrundsicht eines Hurrikans zu untersuchen. Die Strömung über der Reibungsschicht wird dargestellt durch einen stetigen zylindrischen Wirbel, in welchem ein Gradientstrom herrscht, der im einzelnen gegeben ist durch ein passend gewähltes radiales Druckprofil. Es wird angenommen, daß der Strom im Hauptwirbel nahezu geostrophisch ist in großen Entfernungen vom Zentrum, und die EKMAN-Lösung wird als geeignet angesehen für die Grenzschichtströmung in diesen Entfernungen. Eine Moment-Integral-Methode wird benutzt, um die Grenzschichtbedingungen in die zentralen Gebiete des Wirbels zu verfolgen. Radiale Profile der Grenzschichtdicke und der induzierten Vertikalbewegung erhält man, wenn eine konstante Wirbelviskosität K_M als kennzeichnend für die Turbulenz in der Reibungsschicht angesehen wird. Zwei Oberflächengrenzbedingungen werden untersucht; die nichtgleitende Bedingung und die Bedingung, daß der Oberflächenschub in Richtung des Oberflächenwindes erfolge.

Das erste wird als befriedigend gefunden und stimmt qualitativ mit den Beobachtungen überein. Die Wirkung radialer und vertikaler Veränderungen von K_M werden in bezug auf die Bedingung an der Oberfläche besprochen. Aber eine ungenügende Kenntnis des turbulenten Aufbaus verhindert zur Zeit eine realistische Formulierung der Einströmungsschicht.

Ausführliche Veröffentlichung in: Tellus 20 (1968) Nr. 3, S. 473—484.

DK 551.556.8

Variations of the sea level along the Dutch coast and some meteorological characteristics

by

H. TIMMERMAN

Abstract

A reliable method for the forecast of water levels along the coast is of great importance for the Netherlands, due to the low situation of this country. The empirical-theoretical method of GROEN and WEENINK, which is employed in practical service, gives a standard-deviation during storm surges of about $2\frac{1}{2}$ dm in the three main stations Vlissingen, Hoek van Holland and Den Helder. The method has been developed for stationary situations. So non-stationary effects contribute to this standard deviation. Furthermore, the method is dependent of the more or less accurate forecast of the windfield on the North Sea. Attention is paid to these two aspects.

Meteorological situations from the years 1898—1966, which had caused high water levels along the Dutch coast, were collected with the aid of:

- a) publication maps of the Deutsche Seewarte;
- b) historical weather maps;
- c) weather maps of the K.N.M.I.

The situations were divided into two groups:

One group, collected by Drs. C. J. VAN DER HAM, is related to situations which had caused a set-up of more than 15 dm during high or low tide in the southwest of the Netherlands.

The other group, collected by H. TIMMERMAN, is related to the depressions which had caused a set-up of more than 15 dm during high or low tide in the north of the Netherlands, with exclusion however of the cases of the first group.

An atlas has been composed, which can be used as historical background in situations with storm surge danger. From this atlas the tracks of the centres of the storm surge depressions have been constructed. It appeared that for both groups a great majority of the storm surge depressions had passed a rather narrow gate, lying between 54° N and 61° N for the surges of the first group and between 57° N and 64° N for the surges of the second group.

After the passage of the Greenwich meridian 75% of the SW-depressions followed a track with a southerly component. For the N-depressions this was the case only for 41% of the depressions. The depth of the depressions was sometimes insufficiently known, but nevertheless there was always at least an impression where the depressions had their greatest depth. As for the SW-depressions, most of them had their greatest depth on the North Sea, whereas for the N-depressions this was the case only for a minority of them.

The phenomenon of gust bump belongs to the non-stationary effects. They create an additional elevation up to 5 or 6 dm and they have a duration of half an hour or a little more. These bumps show a spatial coherence. They behave like slow waves, which penetrate harbours and sheltered places in full force. The meteorological situation during gust bumps showed the passage of a cold front over the North Sea from west to east, with a frontal speed of 31—36 kts. It appeared that from a sample of front passages over the North Sea with a broad spectrum of frontal speeds only those fronts with a speed of 31—36 kts showed a gust bump.

A possible explanation of the phenomenon is the following: a front causes a small extra elevation of the water level due to different wind stresses on both sides of the front and to the atmospheric pressure. This wave will travel with a speed equal to \sqrt{gH} . Substituting $H = 30$ m, the speed of the wave will be about 34 kts. In case the front is moving with this same speed, resonance can give rise to the gust bump. Due to a greater depth of a more northern part of the North Sea the critical frontal speed for the German Bight will be about 40 kts. This may be the reason that this phenomenon seems to occur less frequently along the German Bight than it does along the western coast of the Netherlands.

DK 551.547.5:551.526.6

The effect of oceanic heat exchange on 500 mb large scale pattern change

by

PAUL M. WOLFF and F. LAEVASTU

Abstract

This report presents the results of a study of the relation between the ocean-atmosphere heat exchange, the changes in the large scale 500 mb SL patterns, and in the 500 to 1000 mb thickness. The central values of the patterns of sensible and latent heat exchange (Q_{e+h}) from FNWF's twice daily synoptic analyses were correlated with the central values of the 500 mb SL pattern changes occurring downstream from the Q_{e+h} centers. The seasonal variation of the quantitative relation is shown; the largest effect of heat exchange occurring in the winter and the smallest in the summer. A similar correlation is shown for the 500 to 1000 mb thickness change downstream from Q_{e+h} centers.

This study indicates the importance of latent heat release on atmospheric changes. Water vapor transported downstream is carried aloft, spread and mixed over relatively large areas by the various wind distributions occurring at different levels, thus contributing to the large scale 500 mb SL patterns and 500 to 1000 mb thickness changes. The downstream displacement of 500 mb SL pattern change centers and the change of their locations from 12 to 24 hours later is quantitatively demonstrated. The accurate accounting of the effects of latent heat release is a relatively complex task in numerical models. However, an empirical method for existing numerical forecasting models is outlined for testing purposes. The sensible heat exchange effects, immediate and relatively local, are usually of much smaller magnitude than the effects of latent heat exchange. Sensible heat exchange effects can be easily accounted for in numerical forecasting models by relatively simple mechanisms.

Furthermore, the empirical data indicate that a certain minimum amount of energy feedback from the ocean to the atmosphere is needed to maintain the current state of the atmosphere (e. g., the current average height of 500 mb). A preliminary estimate of the average feedback needed for the maintenance of the current state is approximately $300 \text{ g cal cm}^{-2}(24\text{h})^{-1}$ during the summer and about $500 \text{ g cal cm}^{-2}(24\text{h})^{-1}$ during the winter season in mid latitudes.

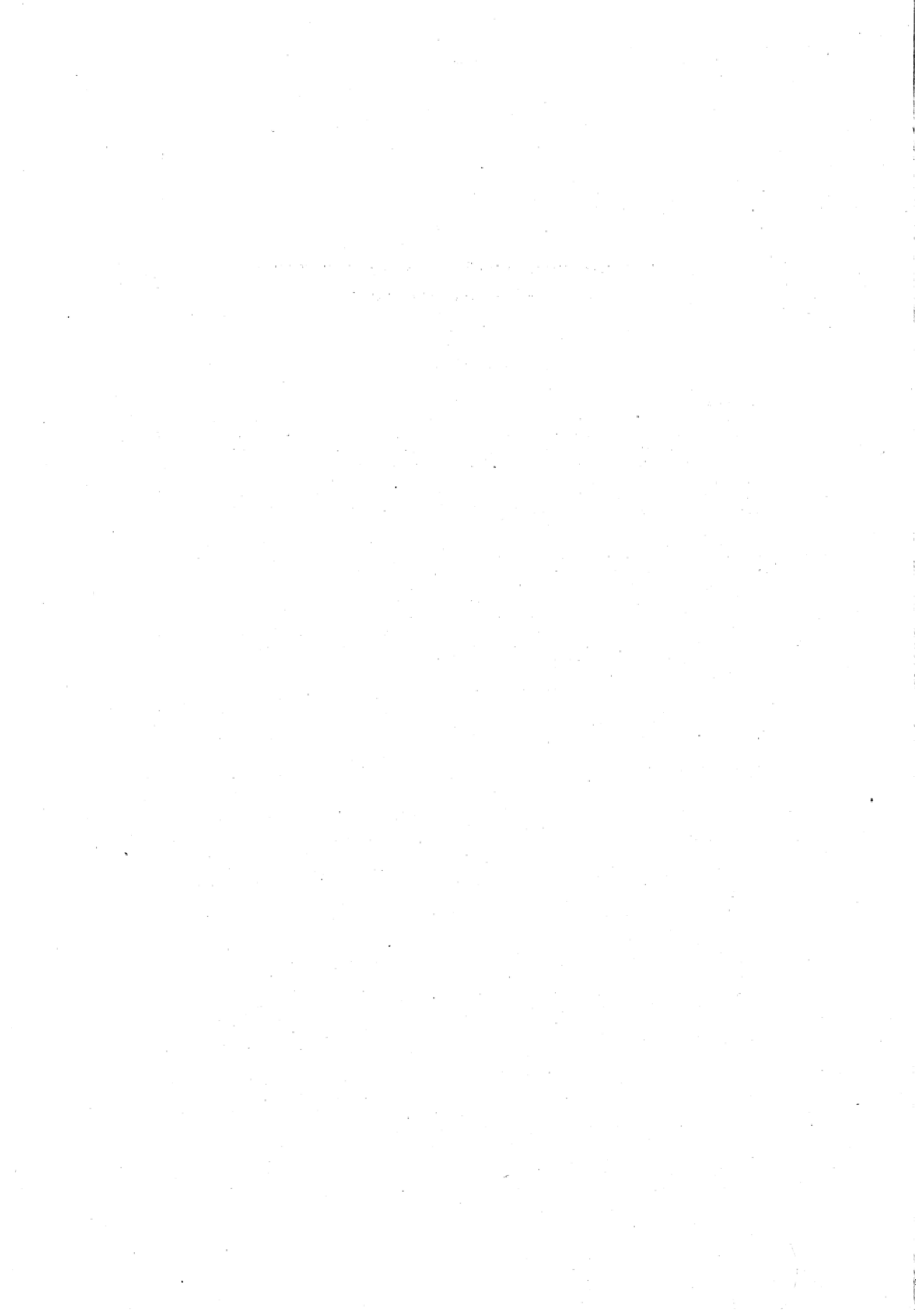
Zusammenfassung

Dieser Bericht legt die Ergebnisse einer Untersuchung über die Beziehungen zwischen dem ozeanischen Wärmeaustausch und Veränderungen in den großräumigen 500mb-Stromlinienmustern und in der Relativen Topographie 500/1000 vor. Die Zentralwerte der Felder fühlbaren und latenten Wärmeaustausches (Q_{e+h}) von FNWF's halbtäglichen synoptischen Analysen wurden mit den Zentralwerten der 500mb-Topographie-Änderungen korreliert, die stromabwärts der (Q_{e+h})-Zentren auftraten. Der Jahresgang der quantitativen Beziehung wird gezeigt; die größte Wirkung des Wärmeaustausches ereignet sich im Winter, die geringste im Sommer. Eine ähnliche Korrelation wird für Änderungen der Relativen Topographie 500/1000 stromabwärts der (Q_{e+h})-Zentren gezeigt.

Diese Untersuchung erweist die Bedeutung der freiwerdenden latenten Wärme bei atmosphärischen Veränderungen. Stromabwärts transportierter Wasserdampf wird mindestens zum 500mb-Niveau hinaufgetragen, wo er sich ausbreitet und vermischt durch die veränderliche Windverteilung, wie sie in den verschiedenen Luftschichten über verhältnismäßig großen Flächen auftritt. So trägt er zu den großräumigen Änderungen in 500mb und Stromlinienmustern der Relativen Topographie 500/1000 bei. Die stromabwärtige Versetzung der Änderungszentren und ihre Ortsveränderung 12—24 Stunden später wird quantitativ vorgeführt. Die genaue Berechnung der Wirkung freiwerdender latenter Wärme ist eine verhältnismäßig verwickelte Aufgabe für numerische Modelle. Jedoch wird eine empirische Methode zu ihrer Berechnung in vorhandenen Vorhersagemodellen für Prüfzwecke skizziert. Die Wirkungen des Austausches fühlbarer Wärme, augenblicklich und relativ lokal, sind von viel kleinerem Umfang als die Wirkungen des Austausches latenter Wärme und können leicht in numerischen Modellen in Rechnung gesetzt werden.

Die empirischen Daten zeigen außerdem an, daß ein gewisser Minimalbetrag energetischer Rückkopplung zwischen Ozean und Atmosphäre nötig ist zur Erhaltung des allgemeinen Zustands (z. B. der allgemeinen Höhe der 500mb-Topographie), im Mittel etwa 300 cal/cm^2 pro Stunde während des Sommers und ungefähr 500 cal/cm^2 pro Stunde während des Winters.

Published in: Technical Note No. 35 (1968), Fleet Numerical Weather Facility, Monterey/Cal.



2. Wolken, Niederschlag, Gewitter



DK 551.594.21

The thunderstorm as an electrical generator

by

PER B STOREBØ

Abstract

A thunderstorm comprises a number of cells, where rapidly ascending cores originate from ground level air, while the more slowly ascending external parts originate from levels slightly higher up. The ascending air columns subsist on a quasi-horizontal converging air flow at low levels. Individual cells are shortlived, and the thunderstorm top is therefore built up from cell cores, while the base comes from the external cell parts.

Normally an electric positive space charge exists in ground level air. In the converging flow this air layer increases in thickness inwards. Closer to the cloud the earth's negative charge will be over-compensated within a shallow height interval. Consequently a negative space charge forms above the positive layer, where the electric field reverses itself.

The subsequent vertical transport leads to a cloud charge distribution satisfying most observed characteristics.

1. Introduction

Thunderstorms play a worldwide role as generators for the electric field in the atmosphere, because the cloud tops are charged to a higher voltage than the ionosphere. The resulting current reinforces the normal electric field, which outside the disturbed areas is invariably directed downwards. In this framework lightning is sparks between charged regions of the cloud and earth.

The inner working mechanism of the generator has proved difficult to unravel. Many hypotheses have been suggested, but few examine the whole subject and establish characteristics for the charged cloud.

It is possible to distinguish between two steps in the charging process.

For initial or microscopic production of electric charges many processes are conceivable. Ions are produced by atmospheric radioactivity and cosmic rays. Condensation or sublimation processes may lead to charged products. Break up of precipitation elements may result in charge separation normally dependent on the size of the secondary elements.

For the final or macroscopic separation of electric charges only two effects are of interest. Differences in fall speed between various precipitation elements or between precipitation elements and ions in the air might lead to a separation velocity of at most a few metres per second. Transport of charged ingredients by the orderly air currents of the cloud might result in a separation velocity of some tens of metres per second.

Many combinations have been suggested. Only the so-called convection hypothesis will be mentioned here.

GRENET (2) and later VONNEGUT (4) drew attention to the surplus of positive ions in ground level air. Because cloud formation occurs by elevation of low air layers, the cloud should be positively charged. This

charge would be bound by the cloud elements. The negative charge attracted by the cloud could therefore not be compensated by a flow of positive charge from the cloud, and close to the surface a surplus of negative ions would exist. A downward flow here should flush down the negative charge and form a negative cloud base.

Even if the hypothesis has many attractive points, it has not met much enthusiasm. A very long continuous downdraught is proposed, and it is doubtful if this is conciliatory with meteorological aspects regarding the structure of the thunderstorm.

A hypothesis which conforms better to the known cloud structure is proposed in this paper. Some aspects of the convection hypothesis are retained.

2. The hypothesis

Observations (1) have established certain features of the electrical structure of the thunderstorm. The cloud top has positive charge. In the base negative charge prevails, but one or more smaller positive regions appear to be imbedded in this part of the cloud. The air below the base is predominantly positively charged (3). For a real big thunderstorm the charging rate should be in excess if 1 ampere.

An acceptable hypothesis for thunderstorm electrification must agree with these features. It is also necessary for the hypothesis to be soundly based on certain meteorological facts.

Normal lightning only occurs in connection with cumulonimbus clouds. This cloud is typical for an atmosphere with high thermal instability. The air has a lower potential density at the ground than at higher levels, and an overturning takes place. It occurs in a systematic way, with groups of narrow updraught cells spa-

ced within much wider areas of slow subsidence. Each group of updraught cells constitutes a cumulonimbus cloud.

The working mechanism of this system may be visualized as follows. Near the ground the air flows in quasi-horizontally converging currents towards the cell centres, from where it ascends rapidly. In the upper part of the cell increasing amounts of cooled air accumulate and exercise a brake on the ascending current. After a while the ascending current cannot be maintained in the cell. The light ground level air seeks out a new place, where upward penetration occurs more easily, and a new cell is formed. The old cell is left without any driving force and may freely release accumulated precipitation elements. This process is normally accompanied by some subsidence and by downdraughts.

The life span of an individual cell is less than one hour. The cumulonimbus cloud comprises a number of cells in various stages of development. Succession of cells makes the cloud life independent of the cell life.

Let the attention now be fixed on the cell. The narrow ascending current has a much higher speed in the core than in the surrounding parts. The air which is first brought up to the cloud top, must accordingly come via the cell core, while the air in the base may be built up from the outer parts of the rising column. This vertical distribution of air would be a transient phenomenon for an ever-lasting flow. But due to the short life-cycle of individual cells, the otherwise transient phenomenon becomes the normal end product.

It is obvious for kinematical reasons that a symmetrical flow leads to a vertical column in which the central part is fed by ground level air while the surrounding parts are fed from layers higher up. This presents itself in figure 1.

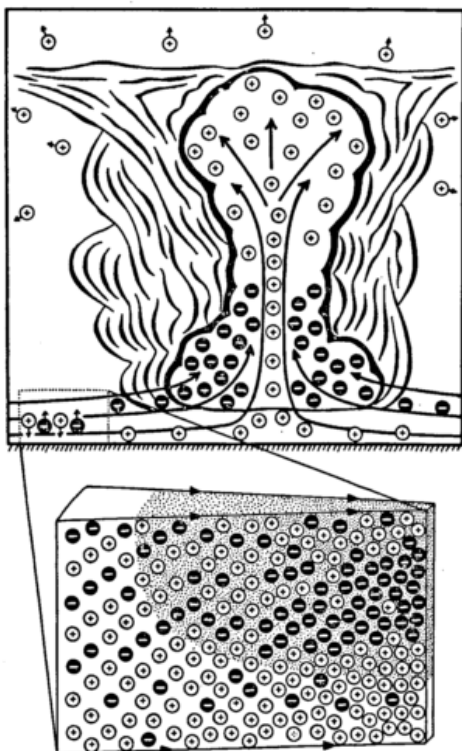


Fig. 1

Charge separation in a cumulonimbus cell

At the bottom is shown how horizontally converging flow at low level increases the depth of the positively charged ground level air, and over-compensates the negative surface charge. In the reversed field above, indicated by small dots, conditions are favourable for accumulation of negative ions. A negatively charged layer consequently forms above the positive layer. This is just the type of charge distribution from which the ascending currents will transport positive charge into the cloud top and negative charge into the cloud base.

For an asymmetric flow this pattern is less obvious. But it is still probable that the flow will be organized like that, because the purpose is to re-stratify the air by bringing the potentially less dense air on top of the more dense. In instability situations the potential density increase with height in the lowest air layers. The flow shown in figure 1 should therefore in principle be relevant for any cell in updraught stage.

Different sources for air trajectories going to the cloud top and to the cloud base may be important for the charging of the cloud. If positive and negative electricity is separated in the quasi-horizontal flow, a region of positive charge in ground level air and of negative charge in the layers above could come into existence. The subsequent difference in flow paths should then lead to the right distribution of charge in the cloud.

The only charge production which can be considered in this case is ionization due to radioactivity and cosmic rays. The initial ions in the air are small and are easily separated by the atmospheric electric field. The normal fair weather field drives the positive ions towards the earth's surface and the negative ions away from it.

When large amounts of particles are present in the air, a fraction of the ions attaches themselves to particles. The inertia grows immensely, and the mobility in an electric field decreases. Because these large ions now tend to stay in a fixed position with regard to the surrounding air, they are more apt to follow the air in its motion.

The amounts of positive and negative ions at one point are seldom in balance, and space charge is therefore normal in the air. The ground exercises a considerable influence in the very lowest air layers. The ground does not release ions. The upward stream of negative ions must therefore be zero at the ground. It will increase upwards, but a certain height must be reached before the production beneath can be large enough to give a stream of negative ions upwards of about the same magnitude as the stream of positive ions downwards. Consequently a positive space charge near the ground is normal.

The fair weather space charge seldom approach the maximum that is possible. Convection and turbulence work to smooth out extremes by exchanging ground level air with air from higher layers, where the space charge is considerably less. The observed distribution is therefore the result of opposing agents.

In the area influenced by the thunderstorm the conditions may be changed somewhat. The cloud represents an organization of the flow in its scale of operation. Air is brought upward within the cloud, and subsidence occurs outside the cloud. The lower air layers outside the cloud thus tend to be stabilized. Turbulence and convection events on a smaller scale are sharply weakened, and the positive space charge near the ground may increase well above normal values.

Further increase in positive space charge may occur because the thunderstorm strengthens the atmospheric electric field. A simple point charge model, with positive pole at 10 km height and negative at 5 km height, produces an electric field with downward direction farther than 7 km off the cloud centre.

The low level air flowing towards a thunderstorm should thus have started on its way with a high positive space charge. The flow is quasi-horizontal and converges towards the cloud. The horizontal convergence may to some extent be compensated by increased speed, but it is inevitable that an increase in thickness of the positively charged layer will take place. Sooner or later the charge on the ground will be over-compensated by the positive surplus charge in a rather shallow layer.

The electric field is consequently reversed in the upper part of the positive area, and the small mobile negative ions move from both sides towards the point of reversal. A negatively charged air layer may then build up above the positive layer.

A sharp increase in ion mobility above the lowest air layers creates optimal conditions for such a development. The lower positive layer would then be maintained. At higher levels the ion motion would be unobstructed, while the negative ions going downwards would meet increased resistance and tend to accumulate when they reach the lower layers.

The normal high concentration of aerosol particles in ground level air produces just this mobility distribution, because many particles lead to a high proportion of the charge in the form of large ions with low mobility.

In figure 1 the formation of a negative layer is illustrated in the blowed-up section.

The build-up of charges changes the electric field, and the ideal region for charge confluence will separate from the region where surplus charge is actually found. The charged air may even be moved to areas where the electric field favours destruction of the charge. Such a destruction certainly goes on in the cloud itself, but it is highly probable that for each charged layer the flow of electricity towards the convergence centre will reach its maximum long before the air is incorporated in the cloud.

How much charge eventually reaches the cloud depends on the air flow structure and its strength, especially its velocity, rate of convergence and the length of the paths. But it will also depend on the amount and gradient of impurities in the air.

The vertical transport of charges is the important thing within the cloud. With the flow structure outlined earlier, the positively charged ground level layer of air will be brought into the cloud top as rapidly ascending air in the cell cores, while the negatively charged layer somewhat above ground level will be brought into the cloud base as more slowly ascending air in the outer part of the cells.

Figure 1 presents a model of the cell in this stage of development. The resulting cloud shows the electrical characteristics which have been established by observation. The cloud top is positive and the base is negative. But the lower part of the cloud has a rather complicated electrical structure. The cell cores contain positive charge, and the lower end of a core will appear as a small positive region imbedded in the otherwise negatively charged base. This is not, however, the only way in which smaller positive charges may appear in the base. In a later stage of the cell development the updraught has to some extent been replaced by down-draughts together with precipitation. If the down-draught is strong enough and originates from a high enough level, it may carry with it positive charge from the top of the cloud.

Beneath the cell a positive charge is found in the air. This is due to originally ground-level air gathering here before ascending. Positive charge may also enter the region from the cloud top in a later down-draught stage.

The negative charge is thus all the time considered to be in a rather inactive part of the cloud. It was formed in air less displaced from its thermal equilibrium position than the positive ground layer. It therefore rises less, and has too little energy released to take violently part in the cloud life. No tendency therefore exists for the negatively charged air to protrude into the positive areas above or below. The positively charged air has on the other hand both the energy and occasion for penetrating the negatively charged cloud base.

According to the model the cloud is being charged only in those areas where updraught cells operate. Since the other parts of the cloud is exposed only to electrically neutralizing effects, it is questionable how long they are able to maintain the charge distribution. VONNEGUT et al (5) have found from flights above thunderstorms that intense electrical fields only occurred in the vicinity of convective cloud disturbances that rose well above the stratiform anvil cloud. Such features are likely to be the upper end of updraught cells, and the observation fits well in with the model.

3. Quantitative estimates

For a realistic quantitative examination of the convergence hypothesis for tunderstorm electrification, a detailed knowledge of cumulonimbus structure is required. Even if this is lacking for the present, certain quantitative estimates may be made.

The charging is in principle based on the excess of positive charge present in ground level air layers. WOR-MELL (6) estimates total charge separation in a cloud to be about 1400 C. CHALMERS (1) quotes a number of ground level charge measurements between $1.2 \cdot 10^{12}$ to $2 \cdot 10^{10}$ C/m³. If a height interval of 5 km for the positive region is assumed for the cloud photographed by VONNEGUT (5), i. e. a volume of close to 10^{13} m³, the air taking part in the cloud in that moment could account for between 10 and 1600 C. It might be of interest to note that a conservative ion production of 10^7 pairs/s.m³ would liberate 1400 C in only 100 seconds in an air volume of this size.

Another question of interest is the possibilities for overcompensation of the surface charge in converging air. With an electric field at the ground of 200 V/m, the surface charge is $1.76 \cdot 10^{-9}$ C/m², with a field of 500 V/m the charge is $4.4 \cdot 10^{-9}$ C/m². With the space charges quoted a lower limit of 10 and an upper limit of 3700 m appear for the thickness of the layer required from compensation of the surface charge. As the base for cumulonimbus clouds is normally above 1000 m, ample opportunity for over-compensation is evident.

The process of over-compensation and subsequent accumulation of negative charge is rather intricate. An attempt has been made to compute the changes occurring in all ground level air current. For the mathematical model a number of compromises had to be made between the versatility of the real model and the necessity for fixing and simplifying conditions.

A symmetrical stream field was determined by demanding a cylinder to contract with constant speed. This is not a realistic circulation close to the convergence centre. All calculations were, however, performed for the interval between 15 and 5 km off the centre, where this model might be permissible.

Atmospheric parameters agreed with those of ICAO standard atmosphere. Particle concentration was assumed to decrease exponentially with height.

Only the vertical component of the electric field was considered. The field was fixed at the surface, where it always was directed downwards. Above the surface the field was modified in accordance with the space charge present.

Small and large positive and negative ions were taken into account. The small positive ions were ascribed a mobility of $1.4 \cdot 10^{-4}$ m²/s.V for standard conditions, negative ions $1.7 \cdot 10^{-4}$ m²/s.V. The large ions followed air movements regardless of the electric field.

The intention was to study the effect of a positive excess in the lower air layers large enough to over-compensate the negative surface charge. The start condition at 15 km off the convergence centre was a uniform po-

sitive charge on large ions for the lowest 100 m, high enough for electric field reversal to occur at about 50 m. Above 100 m a small positive charge was ascribed to the air.

A volumetric small ion production was now taken into account. The interactions between different ion types and between ions and uncharged particles were computed step by step in the motion towards the centre. Accounts were kept for ion concentrations at 82 different height levels from the surface up to 2500 m, with height intervals increasing from 0.5 m at the surface to 50 m above 250 m height. The coefficients used were mean values taken from CHALMERS (1):

Coefficient for recombination of	
small ions	$1.6 \cdot 10^{-12} \text{ m}^{-6}$
small pos and large neg ions	$2.9 \cdot 10^{-12} \text{ m}^{-6}$
small neg and large pos ions	$3.35 \cdot 10^{-12} \text{ m}^{-6}$
Coefficient for capture of small	
neg ion by neutral particle	$1.45 \cdot 10^{-12} \text{ m}^{-6}$
pos ion by neutral particle	$1.2 \cdot 10^{-12} \text{ m}^{-6}$

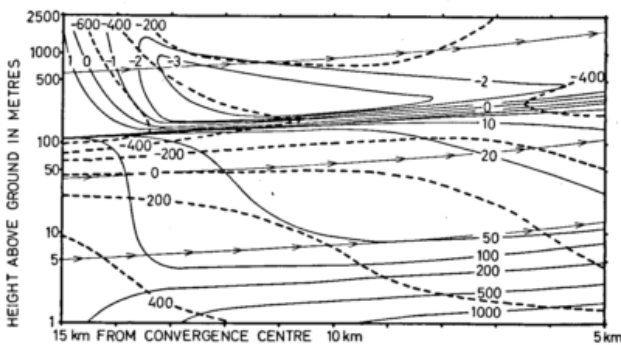


Fig. 2

Computed electric field and space charge in an air column moving in the quasi-horizontal flow
 Conditions: At 15 km uniform space charge up to 100 m with surface charge compensation at 45 m height. Electric field 500 V/m, wind force 5 m/s, particle concentration at ground $50\ 000 \text{ cm}^{-3}$ with half value height 500 m, ion production 12 pairs/ $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$. Solid curves show charge in 10^{-12} C/m^3 . Broken curves show field in V/m, positive field directed downward. Curves with arrows show air trajectories.

The result of one run is shown in figure 2. After a rapid build-up of a negatively charged layer, the charge is gradually destroyed. The positively charged lower level layer disperses somewhat and it is also gradually destroyed.

The redistribution of charge leads to very high concentrations near the ground. In the case shown on figure 2 the mean charge of the lowest 2 m increased from $1 \cdot 10^{-10} \text{ C/m}^3$ at 15 km from convergence centre to $1.7 \cdot 10^{-9} \text{ C/m}^3$ at 5 km. It may be of interest to note that Gunn (3) has deduced from his measurements the existence of free positive charges of about $3 \cdot 10^{-9} \text{ C/m}^3$ below a thunderstorm cloud.

Buildup and decay of charged regions depend on a number of parameters. The influences of four parameters on the positive and negative currents towards the convergence centre are presented on figure 3. Quantitatively the results depend on the particular model and the start conditions, but some qualitative conclusions can be drawn.

The increase in currents with electric field is determined by the start conditions and is of little interest. The relative value of the negative current increases slightly with the field. The positive current shows a more rapid decay for higher than for lower fields. It is all due to higher speed of the small ions when the electric field increases.

The variation with the gradient in particle concentration is more informative. A slow decrease with height (top of diagram) results in less decay of the positive current. The negative current is strongest in the middle part of the figure. The optimal gradient is certainly dependent on the height of the initial positive layer.

The effect of an increase in particle concentration is a decrease in bulk mobility for the electric charges. It is advantageous for buildup of negative charge to have high mobility well above the positive ground layer, but low mobility in the layer where the ions should accumulate. Therefore an optimal gradient exists when other conditions are fixed. The already existing positive charge will obviously be less destroyed when the mobility is kept low in an atmospheric layer as thick as possible.

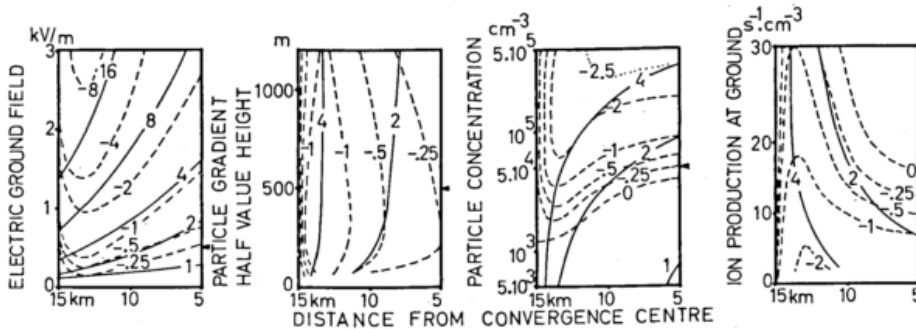


Fig. 3

Influence of various parameters on the electric current towards the convergence centre

The current is given in mA. Solid lines show the current in the lower positive layer, broken lines in the upper negative layer. Arrowheads on the right-hand side of the diagrams indicate the ordinates for which the diagrams coincide, and for which value of the parameter figure 2 was computed.

The mobility is also reflected in the diagram showing the variation with particle concentration. Higher concentration means lower mobility, resulting in better maintenance of existing charges. The negative charge builds up to a higher level or a higher aerosol concentration, but more time is required. For very low concentration the mobility is high, and the negative ions destroy the positive charge without much accumulation above.

The influence of ion production may also be explained in terms of mobility. High ion production means a high percentage of the space charge in form of small ions, and this again means high mobility. The ion production diagram therefore shows the inverse features of the particle concentration diagram. It should be noticed that under the conditions studied, ion production is not a limiting factor for initial charge formation.

4. Conclusion

The main idea in the hypothesis for thunderstorm electrification is simple. When an aircurrent converges horizontally towards the cloud axis, the thickness must increase. In positively charged air an over-compensation of the normal field results, which then leads to accumulation of negative charge above the layer of positive charge.

A stream field of this kind exists at lower levels around a cumulonimbus cloud, and the charged areas are formed in the right configuration to give the cumulonimbus cloud a positive top and a negative base. All other well established features of thunderstorms appear as natural consequences of the hypothesis. Because charging is a continuous phenomenon, there must be positive charges below the cloud, and there must be positive areas imbedded in the negative base. It is further next to impossible for layer clouds to be charged by the same mechanism.

The model predicts certain distinctive features which are not known from observations. Outside the cloud a region of negatively charged air must exist above the positively charged ground level air. In the cloud base the positively charged regions must coincide with strong updraught or downdraught regions. The lower and upper positive regions are connected by vertical positive columns within the cloud.

It is to be hoped that the presentation of the hypothesis will stimulate a search for these features.

References

- (1) CHALMERS, J. A.: Atmospheric electricity. London, Paris, New York: Pergamon (1957).
- (2) GRENET, G.: Essai d'explication de la charge électrique des nuages d'orages. *Ann. Géophys.* 3 (1947) S. 306 — 307.
- (3) GUNN, R.: The electric field intensity and its systematic changes under an active thunderstorm. *J. atmosph. Sci.* 22 (1965) S. 498 — 504.
- (4) VONNEGUT, B.: Possible mechanism for the formation of thunderstorm electricity. In: *Proc. Conf. atmosph. Electricity held at Wentworth-by-the-sea, Portsmouth, N. H. May 1954.* Air Force Cambridge Res. Center, Bedford, Mass. (1955).
- (5) VONNEGUT, B.; MOORE, C. B.; ESPINOLA, R. P.; BLAU, H. H. Jr.: Electric potential gradients above thunderstorms. *J. atmosph. Sci.* 23 (1966) S. 764 — 770.
- (6) WORMELL, T. W.: Atmospheric electricity: Some recent trends and problems. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 79 (1953) S. 3 — 50.

DK 551.594:551.506.5

Luftelektrische Untersuchungen auf dem Atlantischen Ozean in den Jahren 1965 und 1966

Zusammenhang mit Weltgewitteraktivität,
bzw. Konvektion über dem Meer

von

RICHARD MÜHLEISEN

Zusammenfassung

Während der Atlantischen Expedition 1965 und der Mittelmeer-Expedition 1966 wurden an Bord von FS „Meteor“ luftelektrisches Feld, Konzentration der negativen und positiven Ionen sowie die elektrische Raumladungsdichte registriert. Außerdem konnte mit 25 Ballonaufstiegen der Verlauf der Feldstärke mit der Höhe über dem Ozean gemessen werden. Einige Ergebnisse sind charakteristisch für die ozeanischen Verhältnisse und unterscheiden sich wesentlich von den Verhältnissen über Land. Es sind dies die starken Schwankungen der Feldstärke mit Perioden von 2 bis 20 Minuten, ihr enger Zusammenhang mit der Turbulenz und der Feldstärkeverlauf mit der Höhe. Bei der Auswertung dieser Ergebnisse zeigt sich, daß die Wasseroberfläche einen bedeutenden Einfluß auf die luftelektrischen Parameter ausübt.

Abstract

During the Atlantic Expedition 1965 and during the expedition into the Mediterranean Sea 1966 the atmospheric electric field, the concentration of positive and negative ions and the electric space charge density has been recorded on board of the research vessel "Meteor". The potential gradient in function of the height has been measured with 25 balloon ascents by means of radiosondes. Some results represent the specific maritime conditions for the electrical elements and differ strongly from results over land: the strong fluctuation of the potential gradient with periods of 2 to 20 minutes, its narrow connection with the turbulence and the course of the potential gradient in the free atmosphere. The results indicate that the surface of the sea has a considerable influence on the air electric parameters.

Einleitung

Es ist seit langem bekannt, daß zwischen Luftelektrizität und Meteorologie enge Zusammenhänge bestehen. Diese werden über Land erheblich überdeckt durch mannigfache Störungen durch anthropogene elektrische Raumladungen. Dagegen sind die Zusammenhänge zwischen Atmosphäre und luftelektrischen Parametern über den Meeren viel klarer zu erkennen. Zwei ganz verschiedenartige Beziehungen sind inzwischen entdeckt worden: Bereits seit etwa 1925 wurde mit den Expeditionen der Carnegie Institution der weltweite gleichartige Tagesgang des luftelektrischen Feldes über den Meeren erkannt (TORRESON u. a. (5)) und nach WILSON (6) mit der globalen Gewitteraktivität in Beziehung gebracht. Erst sehr viel später konnten die auffallend und unerwartet starken Schwankungen des luftelektrischen Feldes über den Meeren aufgedeckt werden (MÜHLEISEN (2) (4)). In der Abbildung 1 sind Beispiele von Registrierungen des luftelektrischen Feldes über den verschiedenen Meeren, bzw. an Küsten bei auflandigen Winden wiedergegeben. In allen Fällen sind die Schwankungen mit Perioden von 2 bis 12 Minuten bedeutend größer als über Land (siehe Weißenau, rechts unten im Bild). Wegen der homogenen Verhältnisse über See können sie nur mit der Art der Luftströmung über der Meeresoberfläche zusammenhängen.

1. Luftelektrisches Feld und Weltgewittertätigkeit

Mit dem FS „Meteor“ konnte während zweier Expeditionen das luftelektrische Feld sowohl am Schiff als auch mit Ballonaufstiegen in Funktion der Höhe laufend untersucht und registriert werden. Während der Atlantischen Expedition 1965 zeigten sich die starken Schwankungen des luftelektrischen Feldes, wie sie links oben in der Abbildung 1 in einem Beispiel wiedergegeben sind. Für die Untersuchung des Zusammenhanges mit der globalen Gewitteraktivität konnte nur der stündliche Mittelwert \bar{E}_0 herangezogen werden. Für die Fluktuationsuntersuchungen diente dagegen das Maß der Schwankungsamplitude ΔE_{max} , d. h. die größte Differenz zweier Registrierwerte von E_0 , welche innerhalb eines Zeitintervalls von 10 Minuten auftrat. Wenn man diese Parameter für den stündlichen Mittelwert \bar{E}_0 und die Schwankungsamplitude ΔE_{max} für verschiedene Fahrtabschnitte mittelt und über der Tageszeit aufträgt, erhält man ganz charakteristische Unterschiede der Tagesgänge für verschiedene Gebiete des Atlantischen Ozeans (Abb. 2). Es fällt auf, daß der Tagesgang des luftelektrischen Feldes über der Äquatorstation sowohl im Mittel (Abb. 3) als auch für einzelne individuelle Tage (Abb. 4) weitgehend dem bekannten CARNEGIE-Tagesgang nahekommt. Neu ist an diesen Ergebnissen, daß der erwartete globale Tagesgang des luftelektrischen Feldes

nicht in beliebigen Gebieten auf dem Atlantischen Ozean herauskommt, sondern offenbar nur weitab von Kontinenten und im subtropischen und tropischen Ozean.

Andere Untersuchungen zeigten einen noch engeren Zusammenhang zwischen luftelektrischem Feld auf dem

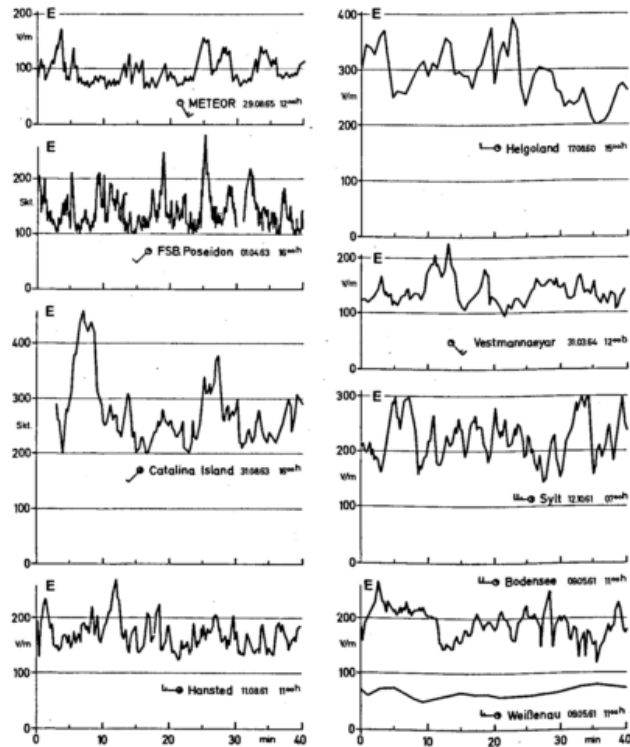


Abb. 1

Kurzperiodische Feldstärkeschwankungen, gemessen 1960—1965 von MÜHLEISEN über verschiedenen Meeren und bei Sturm am Bodensee zum Vergleich mit dem ruhigen Feldstärkeverlauf an einer Landstation (rechts unten).

Ozean und der globalen Gewittertätigkeit auf. Letztere liefert ja nach der WILSON'schen Theorie einen Strom elektrischer Ladungen zur Ionosphäre, von der diese durch die gesamte Schönwetteratmosphäre nach unten und über die Erdoberfläche zu den Gewittern zurückfließen. Es bildet sich am Gesamt Widerstand der Atmosphäre eine elektrische Spannung zwischen Ionosphäre und Erde aus, welche durch Messung der elektrischen Feldstärke und durch Integration über die Höhe ermittelt werden kann. Zum ersten Mal konnten nunmehr Bestimmungen dieser elektrischen Spannung mit dem Feldstärkewert über der Meeresoberfläche des Atlantischen Ozeans korreliert werden. Das Ergebnis der Korrelation für 10 Termine von Ballonaufstiegen in Weihenau zeigt die Abbildung 5. In 9 Fällen liegen die Meßpunkte nahe einer Geraden durch den Nullpunkt und nur in einem Fall ist die Abweichung größer (korrigierte Werte des Ionosphärenpotentials nach der Bestimmung der

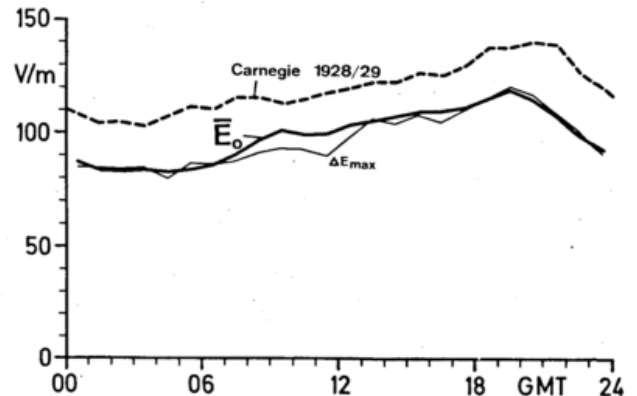


Abb. 3

Mittlerer Tagesgang der stündlichen Mittelwerte des Potentialgradienten E_0 für 58 Tage auf dem Äquator und zum Vergleich der luftelektrische Tagesgang nach Carnegie (TORRESON et al. (5)).

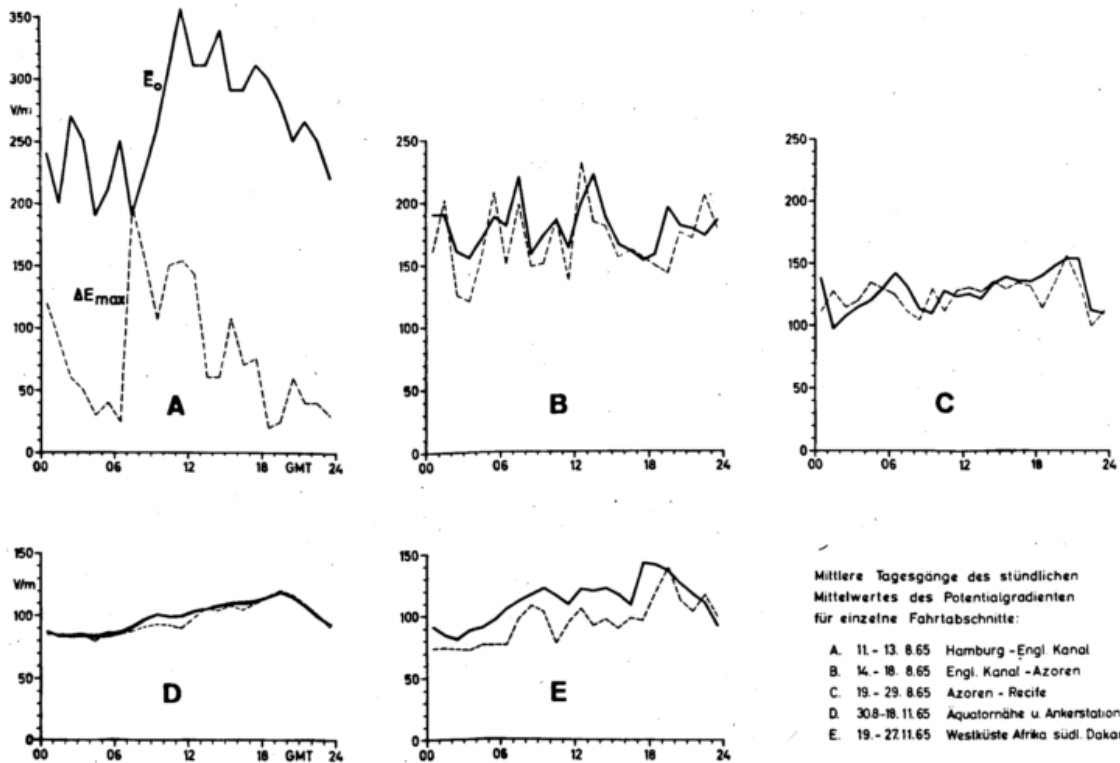


Abb. 2

Mittlere Tagesgänge des stündlichen Mittelwertes des Potentialgradienten E_0 und dessen Schwankungen ΔE_{max} für einzelne Fahrtabschnitte.

Mittlere Tagesgänge des stündlichen Mittelwertes des Potentialgradienten für einzelne Fahrtabschnitte:

- A. 11. - 13. 8.65 Hamburg - Engl. Kanal
- B. 14. - 18. 8.65 Engl. Kanal - Azoren
- C. 19. - 29. 8.65 Azoren - Recife
- D. 30.8.-18. 11.65 Äquatornähe u. Ankerstation
- E. 19. - 27.11.65 Westküste Afrika süd. Dakar

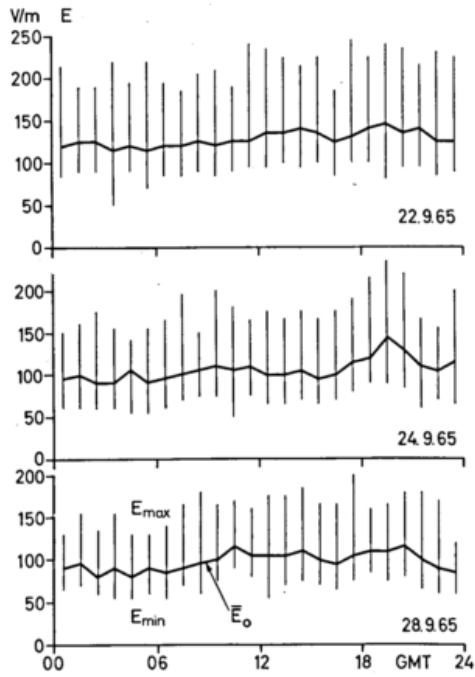


Abb. 4

Einzelne individuelle Tagesgänge des stündlichen Mittelwertes und der stündlichen Extremwerte des Potentialgradienten während der Äquatorstation.

Formfaktoren der verwendeten Radiosonden). Man kann also von diesem ersten Versuch einer Korrelation schon mit einem für viele Fälle linearen Zusammenhang zwischen der Ionosphärenspannung und dem luftelektrischen Feld auf dem mittleren Atlantik rechnen. Der Zusammenhang kann nur dann linear sein, wenn der Widerstand einer Luftsäule über dem Meßort auf dem Atlantik keine zeitliche Variation aufweist. Das Ergebnis ist besonders bemerkenswert, wenn man die großen Entfernungen zwischen dem Ballonaufstiegsort in Weissenau und den Meßorten für das luftelektrische Feld auf dem Atlantischen Ozean mitberücksichtigt.

2. Analyse der Schwankungen des luftelektrischen Feldes

Der Charakter der Schwankungen des luftelektrischen Feldes an der Meeresoberfläche ist verhältnismäßig einheitlich. Da es sich beim Verlauf des luftelektrischen Fel-

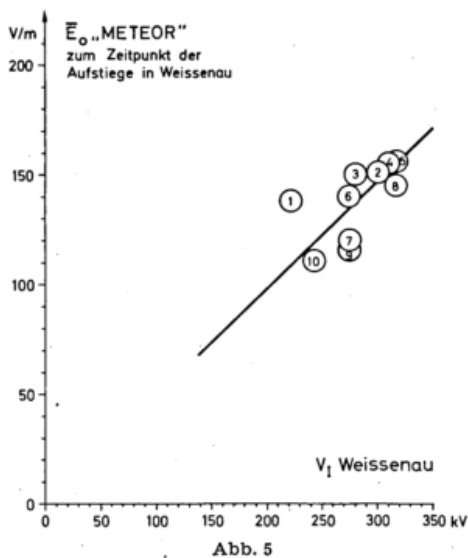


Abb. 5

Vergleich der Potentialgradienten \bar{E}_0 auf dem Atlantik mit den gleichzeitig ermittelten Werten des Ionosphärenpotentials V_1 aus 10 Ballonaufstiegen über Land.

des um einen unperiodisch schwankenden Vorgang handelt, war die Frequenz- oder Periodenanalyse mit Schwierigkeiten verbunden. Mit Hilfe von drei Verfahren erhielten wir zwei bis drei Periodengruppen, die erste zwischen 2,4 und 4 Minuten mit kleinen Amplituden, die zweite mit Perioden zwischen 4 und 10 Minuten mit den größten und deshalb auch mit den am meisten auffallenden Amplituden und ein drittes Gebiet zwischen 8 und 25 Minuten. Die Powerspektren der „langsamen“ und „normalen“ Schwankungen folgen weitgehend der Funktion von KOLMOGOROFF (1). Sie verlaufen proportional zu $k^{-5/3}$ ($k = \frac{1}{\text{Periode}}$). Die „raschen“ und erst recht die „schnellen“ Schwankungen dagegen weichen weitgehend von dieser Funktion ab. Das bedeutet, daß wir bei den „langsamen“ und bei den „normalen“ vorwiegend im Inertialbereich der Schwankungen sind. Bei den „raschen“ und „schnellen“ Schwankungen hingegen zeichnen sich insbesondere bei den langen Perioden Produktionsbereiche ab.

3. Ursache der Schwankungen des luftelektrischen Feldes

Als Ursache für die elektrische Raumladung darf nach Untersuchungen auf dem Bodensee der Elektrodeneffekt angenommen werden (MÜHLEISEN (3)). Die starke Abnahme des elektrischen Feldes in den ersten 10 bis 100

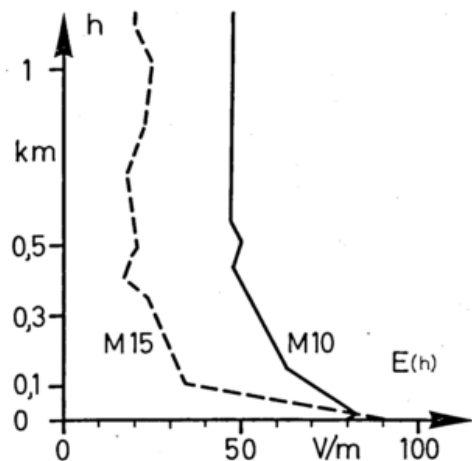


Abb. 6

Verlauf des Potentialgradienten $E(h)$ in Funktion der Höhe nahe der Wasseroberfläche (Beispiel von zwei Ballonaufstiegen über dem Atlantik: M 10 und M 15).

Metern über der Wasseroberfläche ist nach dem Poisson'schen Gesetz nämlich eng mit einer positiven elektrischen Raumladung verbunden. Diese Abnahme der Feldstärke wurde sowohl über dem Bodensee als auch über dem Atlantischen Ozean gefunden (Abb. 6).

Die Schwankungen des Feldes und der Raumladung mit Perioden von 2 bis 20 Minuten können nur durch eine Art von Konvektion im Bereich der wassernahen Luftschicht entstehen. Durch Vertikalbewegungen werden nach dieser Vorstellung raumladungsbehaftete Luftballen aus der Nähe der Wasseroberfläche gegen raumladungs-freie Luftballen aus größerer Höhe ausgetauscht. So kann die Schwankung der Raumladungsdichte in der Nähe der Wasseroberfläche entstehen.

Da alle meteorologischen Parameter u.r.d insbesondere ihre Schwankungen eine mehr oder weniger starke Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit zeigen, wurde mit viel Mühe nach einem Zusammenhang zwischen den Perioden der luftelektrischen Schwankungen und der Windgeschwindigkeit gesucht, jedoch bisher ohne nennenswertes Ergebnis. Man kann aus den Perioden und

den Windgeschwindigkeiten ableiten, daß die einzelnen Luftballen oder Konvektionszellen Durchmesser in der Größenordnung von 1 bis 3 km haben müssen.

Bei vorläufigen Untersuchungen an der Küste der In-

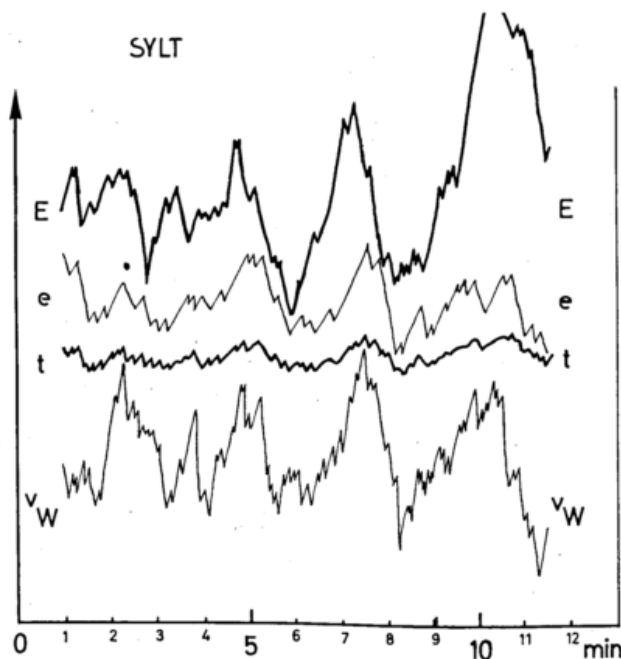


Abb. 7

Beispiel einer Synchronregistrierung von Potentialgradient E, Wasserdampfdruck e, Lufttemperatur t und Windgeschwindigkeit v_W innerhalb von 12 Minuten.

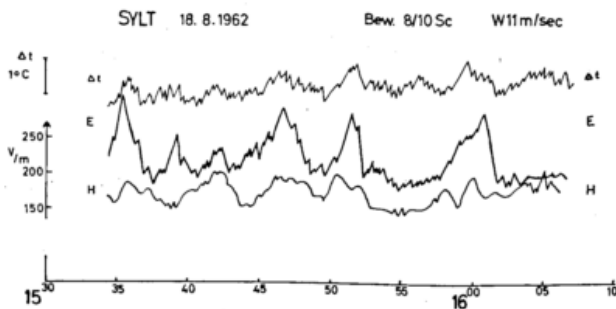


Abb. 8

Beispiel einer Synchronregistrierung von Potentialgradient E, Lufttemperaturschwankung Δt und Globalstrahlung H (MÜHLEISEN (4)).

sel Sylt gelang es, Schwankungen meteorologischer Parameter zu finden, welche einen ähnlichen Charakter zeigten wie die Schwankungen des luftelektrischen Feldes. In der Abbildung 7 sind außer dem luftelektrischen Feld E auch der Wasserdampfdruck e, die Lufttemperatur t und die Windgeschwindigkeit v_W in Funktion der Zeit aufgetragen. Es ist unschwer zu erkennen, daß ein Teil der Schwankungen parallel verläuft. In der Abbildung 8 sind außer dem luftelektrischen Feld E auch die Temperaturschwankung Δt und die Globalstrahlung H, gemessen mit einer Fotozelle, in Funktion der Zeit wiedergegeben. Auch in diesem Falle deutet sich ein Parallelgang und damit ein Zusammenhang an. Die Schwankungen der Globalstrahlung sind ein Maß für die über dem Meßort dahinziehenden Sc-Wolken. Da ihr Rhythmus in ähnlichen Zeitabständen verlief, wird die Vermutung eines Zusammenhanges der luftelektrischen Schwankungen mit den Konvektionszellen unterstützt.

Die oben referierten Ergebnisse und weitere luftelektrische Untersuchungen auf dem FS „Meteor“ werden zusammen mit sämtlichen Meßdaten ausführlich in den „Meteor“-Forschungsergebnissen (Verlag Borntraeger, Berlin / Stuttgart) veröffentlicht.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die großzügige Unterstützung der Vorbereitung und der Durchführung der Expedition mit dem FS „Meteor“ herzlich gedankt.

Literatur

- (1) KOLMOGOROFF, A. N.: Compt. rend. (Doklady) Acad. Sci. U. R. S. S. 30 (1941) S. 301—305 und 32 (1941) S. 16—18.
- (2) MÜHLEISEN, R.: Die luftelektrischen Verhältnisse im Küstenaerosol I. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. A 11 (1959) S. 93—108.
- (3) MÜHLEISEN, R.: Electrode effect measurements above the sea. J. atmosph. terr. Phys. 20 (1961) S. 79—81.
- (4) MÜHLEISEN, R.: Die luftelektrischen Verhältnisse im Küstenaerosol II. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. A 12 (1962) S. 435—446.
- (5) TORRESON, O. W.; GISH, O. H.; PARKINSON, W. C.; WAIT, G. R.: Ocean atmospheric-electric results. Results of cruise VII of the Carnegie during 1928 to 1929 under command of captain J. P. Ault — Oceanography III. Publ. 568 (1946), Carnegie Inst., Washington.
- (6) WILSON, C. T. R.: Investigations of lightning discharges and on the electric field of thunderstorms. Philos. Trans. Roy. Soc. A 221 (1920) S. 73—115.

DK 551.574.1

Free molecular flow effects in cloud physics

by

URI SHAFRIR

Abstract

The ratio between the mean fall path of air molecules and the radius of small, spherical cloud particles, is computed. It is demonstrated that at an altitude of several kilometers, the KNUDSEN number is of the order of a few per cent or more, thus implying slip flow, transitional flow, or free molecular flow conditions, depending on the size of particle in question.

The departure from STOKESian terminal velocities is computed, and found to be of the order of 200% for the smaller particles. Some questions are raised as to the validity of theoretical computations of collision efficiencies for $Re \ll 1$, when applied to conditions in a cloud.

Zusammenfassung

Das Verhältnis des mittleren Fallweges der Luftmoleküle zum Radius kugelförmiger Wolkenteilchen wird berechnet. Es wird gezeigt, daß in einer Höhe von etlichen km die KNUDSEN-Zahl von der Größenordnung weniger Prozent oder mehr ist; das deutet auf Gleit-, Übergangs- oder freie molekulare Strömungsverhältnisse hin, die von der infrage kommenden Teilchengröße abhängen.

Die Abweichung von den STOKESschen Endgeschwindigkeiten wird berechnet; für kleinere Teilchen ist sie von der Größenordnung 200%. Es werden einige Fragen aufgeworfen über den Wert theoretischer Berechnungen der Kollisionswirksamkeit für $Re \ll 1$, wenn diese auf Verhältnisse in einer Wolke angewandt werden.

1. Introduction

Problems concerned with the micro-physics of clouds are related, to a large extent, to the physical laws governing the motion of particles in a viscous medium, under the influence of gravity. Traditionally, these laws were taken as those of hydrodynamics, or the laws of continuous flow.

In particular, STOKES' law is usually used to compute the terminal velocity of fall for small spherical particles in the atmosphere, when $Re \ll 1$ (WARSHAW (11)); similarly, STOKES'-type flows are used to compute collision efficiencies of pairs of such particles (DAVIS, (1); DAVIS and SARTOR (2)). For larger REYNOLDS numbers, the correction $C_d Re/24$ is applied to the STOKESian drag force when considering the equation of motion of a spherical particle in the atmosphere; similarly, the nonlinear (advective) terms are maintained in the NAVIER-STOKES equations, when solving for the flow around such a particle, in order to compute collision efficiencies for cases where Re is not negligibly small compare to unity (SHAFRIR and NEIBURGER, (9)).

In the present paper, the problem of the varying ratio between the mean free path of the air molecules and the radius of a spherical particle, in the altitude range $0 \leq Z \leq 10$ km is reviewed critically. The inapplicability of the traditional, continuous flow approach, is demonstrated for the case of small ($r < 10 \mu$) cloud particles;

in particular, corrections ranging from about 1% to over 200% should be applied to the drag force of particles in the size range $0.01 \leq r \leq 10 \mu$, depending on the height for which the computations are carried out.

2. Interaction of a spherical particle with a gaseous environment, for varying Knudsen numbers.

The KNUDSEN number is defined as

$$K = \frac{L}{D} \quad [1]$$

where L is the mean free path of the gas molecules, and D is the characteristic dimension of the body in question. When K is very small, the macroscopic (NAVIER-STOKES) equations are applicable. These equations express the fact that, as the mean free path is very small compared to the dimensions of the body, a collision between a molecule, "bouncing" from the surface of the body, and a molecule imbedded in the gas, will occur at a very short distance from the surface of the body, hence creating a "memory" in the adjacent layer, or in other words: a boundary layer. In the other extreme, when K is very large, the distance traveled by the molecule between the surface and its first collision with another gas molecule is sufficiently large, so that no "memory" (or boundary layer), is created.

It follows, then, that for large K the gas flow incident on the body is undisturbed by the presence of the body,

and hence drag, heat and momentum transfer may be calculated directly, once a few surface interaction parameters are known.

At intermediate KNUDSEN numbers, two flow regimes are distinguished: "slip flow" occurs when K is of the order of a few percent. This regime is characterized by a change in the boundary conditions at the surface of the body, from no-slip (for exceedingly small K), to a finite slip velocity, proportional to the product of wall shear stress and the mean free path. A corrected version of the macroscopic (NAVIER-STOKES) equations is applicable in this case.

K of the order of unity is characterized by the "transitional flow" regime. In this case, no known set of macroscopic equations has been successful, so far, in modeling the interaction between the body and its gaseous environment (LOEB (5); PATTERSON (8)).

Turning our attention now to the problem of the drag coefficient for the case of non-negligible KNUDSEN numbers, we find that for the case of a sphere $C_D \rightarrow 2.0$ asymptotically, as the ratio between the velocity of the sphere relative to the medium, and the thermal velocities of the gas molecules increase (HOERNER (4)). However, the case where the ratio of these velocities is small requires another set of rules, which were established and verified some forty five years ago (EPSTEIN (3); MILLIKAN (6) (7)). EPSTEIN and MILLIKAN's main result is stated in the following form:

$$F = 6 \pi \eta a v \left[1 + (A + B e^{-C \frac{a}{L}}) \frac{L}{a} \right]^{-1} \quad [2]$$

where F is the drag force on a sphere of radius a , moving with a velocity v in a medium of viscosity η and mean free path L , where L is defined by:

$$\eta = 0.2502 \rho \bar{c} L \quad [3]$$

and ρ is the density of the medium and \bar{c} its mean molecular velocity. The numerical values of the constants are: $A = 0.864$; $B = 0.290$; $C = 1.25$.

3. The case of cloud particles in the atmosphere

Figure 1 shows the mean free path for the lowest ten kilometers of the earth's atmosphere, while figure 2 shows the ratio L/a , as a function of height, for spher-

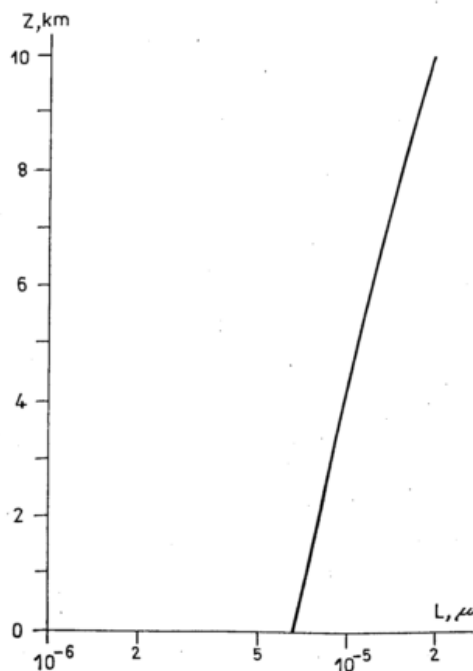


Fig. 1

The mean free path of air molecules in the lower 10 km of the earth's atmosphere (U. S. Standard Atmosphere, 1962).

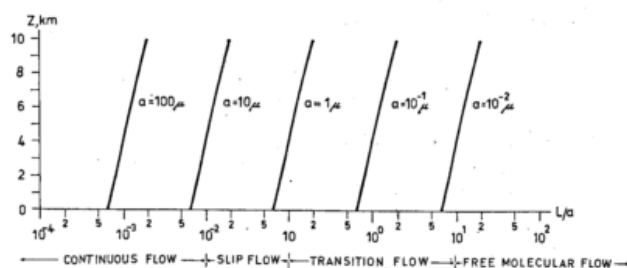


Fig. 2

The ratio between the mean free path L , and the radius of a spherical particle $0.01 \leq a \leq 100 \mu$, for the lower 10 km, of the earth's atmosphere.

ical particles of radii 0.01μ to 100μ (10). The various flow regimes are indicated approximately on figure 2. However, it should be born in mind when considering this figure, that the transition from one regime to another is not determined very accurately, and is most probably of a gradual, rather than an abrupt nature.

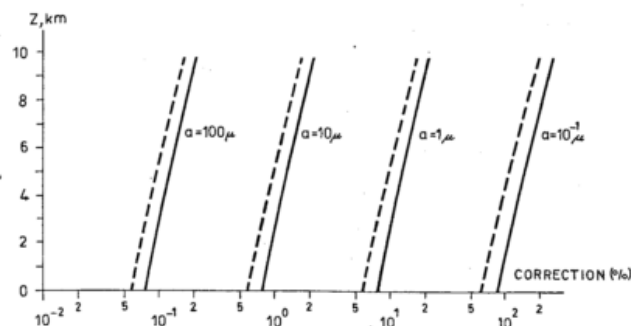


Fig. 3

Percentage correction due to free molecular flow effects, which should be applied to the STOKES drag force (or: to the terminal velocity), for small, spherical particle in the earth's troposphere. Solid line: Mean free path as shown in Figure 2. Dashed line: Mean free path as computed from equation (3).

Figure 3 shows the percentage correction of the drag force (and, since F is proportional to the first power of V , also of the terminal velocity) of a spherical particle, which should be applied to the STOKESian force in order to compensate for free molecular flow effects.

4. Conclusions

The microphysics of clouds is concerned mostly with interactions between cloud particles; hence, a correction in the equations widely used for computing terminal velocities for small, spherical cloud particles, may be of importance, but is probably not critical. However, any such correction, or new approach, to the computations of the cross section for interaction between these particles, may very well prove critical in explaining observed phenomena related to the initiation and intensity of precipitation by the accretion process.

In particular, the indication of the range of applicability for the various flow regimes in figure 2, may raise some questions as to the validity of computed collision efficiencies for small Re (HOCKING, 1959; DAVIS (1); DAVIS and SARTOR (2)), when applying these results to clouds residing in the mid-troposphere.

Acknowledgement

The author is indebted to Professor VERNER E. SUOMI for many stimulating discussions on this subject.

References

- (1) DAVIS, M. H.: Collisions of very small cloud drops. *J. geophys. Res.* 71 (1966) S. 3101—3104.
- (2) DAVIS, M. H.; SARTOR, D.: Theoretical collision efficiencies for small cloud droplets in Stokes flow. *Nature*, in press.
- (3) EPSTEIN, P. S.: On the resistance experienced by spheres in their motion thorough gases. *Phys. Rev.* 23 (1924) S. 710—733.
- (4) HOERNER, S. F.: *Fluid dynamic drag*. 3rd ed., publ. by the author, 1965.
- (5) LOEB, L. B.: *Kinetic theory of gases*. New York (1927) S. 240 ff.
- (6) MILLIKAN, R. A.: Coefficients of slip in gases and the law of reflection of molecules from the surfaces of solids and liquids. *Phys. Rev.* 21 (1923) S. 217—238.
- (7) MILLIKAN, R. A.: The general law of fall of a small spherical body through a gas, and its bearing upon the nature of molecular reflection from surfaces. *Phys. Rev.* 22 (1923) S. 1—23.
- (8) PATTERSON, G. N.: *Molecular flow of gases*. New York (1956) S. 159 ff.
- (9) SHAFRIR, U.; NEIBURGER, M.: Collision efficiencies of two spheres falling in a viscous medium. *J. geophys. Res.* 68 (1963) S. 4141—4147.
- (10) U. S. Standard Atmosphere. Washington, D. C. (1962).
- (11) WARSHAW, M.: Cloud droplet coalescence: Effects of the Davis-Sartor collision efficiency. *J. atmosph. Sci.* 25 (1968) S. 874—877.

DK 551.594.221 : 551.577.54

The influence of the sea on the distribution of lightning and rain over a coastal area

by

J. H. BOER and P. J. FETERIS

Abstract

Thunderstorms and showers over warm water or heated land in the coastal area around the Schelde Estuary in the Netherlands have been studied extensively during the period 1963 through 1967. Their frequency of occurrence and their distribution over the area are systematically and profoundly influenced by the flow as well as the temperature distribution over the area.

With winds parallel to the coast, regions of high shower and thunderstorm frequency are arranged in parallel strips along the coast, approximately 16 and 40 kilometers inland, respectively. This distribution is thought to be influenced by local circulations, such as predicted by ESTOQUEs sea breeze model (2). The above findings are based on data from 15 short-range lightning counters, about 600 raingages, and about 100 volunteer thunderstorm observers.

Zusammenfassung

Die Gewitter und Schauer über warmem Wasser oder erwärmtem Land im Küstengebiet um die Schelde-Mündung in den Niederlanden sind im Zeitraum 1963—1967 in ausgedehntem Maße studiert worden. Die Häufigkeit ihres Vorkommens und ihre Verteilung über dem Gebiet werden systematisch und tiefgreifend beeinflusst durch die Strömung sowie durch die Temperaturverteilung in dem Gebiet.

Bei küstenparallelen Winden sind die Gebiete großer Schauerhäufigkeit in Streifen parallel der Küste angeordnet, die 8 und 20 km landeinwärts liegen. Es ist anzunehmen, daß diese Verteilung durch lokale Zirkulationen beeinflusst wird, wie sie aus ESTOQUEs Seewind-Modell (2) abzuleiten sind. Das Verhältnis zwischen Gewittertätigkeit und Schauerhäufigkeit scheint ebenfalls von der Land-Meer-Verteilung abzuhängen. Diese Schlüsse gründen sich auf Daten von 15 Blitzzählern kurzer Reichweite, etwa 600 Regenschneemessern und ungefähr 100 freiwilligen Gewitter-Bearbeitern.

Introduction

From conversations with the local population in the province of Zeeland in the southwestern part of the Netherlands, the distribution of land and water apparently exerts a pronounced influence on the distribution of precipitation. MCDONALD (3) has pointed out that this impression is often false. Since the effects appear to differ from place to place, it was decided to investigate scientifically these opinions to detect whether general features of the behavior of showers and thunderstorms in the area are related to the topography.

An objective analysis of observations of precipitation, lightning, and hail has provided the actual distribution of showers over the area during a 5-year period. This

pattern is then compared with that obtained from questionnaires about the behavior of showers in their area. About 400 people returned the questionnaires with useful answers.

Behavior of showers according to "Weather Lore"

Since the answers on the questionnaires came from locations which were irregularly distributed within an area with dimensions of 96 km in the north-south direction and 126 km in the east-west direction, it seemed best to divide this region into 1344 squares of 9 km². First, the tracks of the showers indicated by each observer were plotted on the appropriate squares. Then, it was assumed that each observer could view showers within 12 km radius of his location. By plotting his answers

within this radius, a sufficient overlap was obtained. Thus, each of the 1344 squares contained answers from a number of "fictitious" observers. The number of answers was divided by the number of fictitious observers indicating a definite swath to obtain a distribution of numbers which are a measure for the occurrence of shower tracks in each square.

Results of the survey

The map in figure 1 which resulted from this analysis of the opinion survey gives two series of nearly parallel shower tracks. The tracks 1 to 5 that run southwest-northeast occur in the warm season. The track that is almost over the coastline and those parallel to it at 16 and 40 km inland are also apparent from the distribution of hail and lightning damage in figure 2

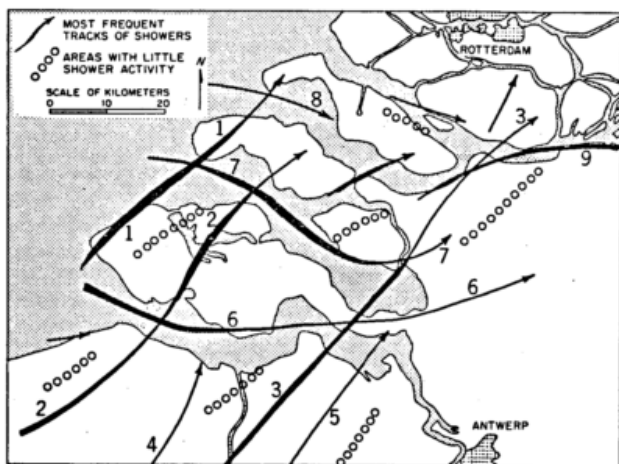


Fig. 1

Preferred tracks of showers and thunderstorms over the southwestern part of the Netherlands. The width of the track is proportional to the number of confirmations of its presence by the observers.

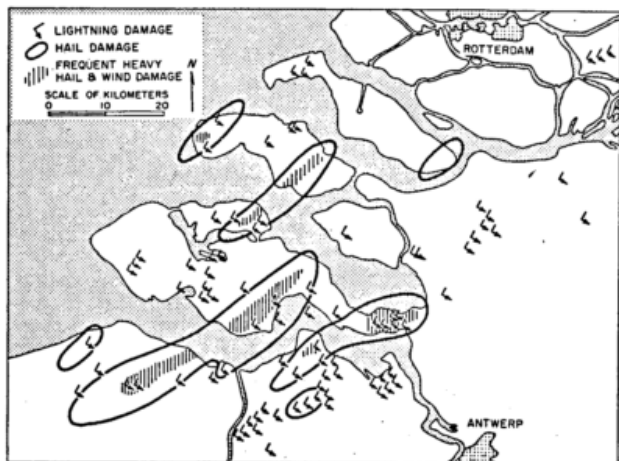


Fig. 2

Distribution of excessive hail and lightning damage in the past 25 years over the southwestern part of the Netherlands.

which is based on 25 years of data. Note that the areas of hail and lightning damage do not always coincide.

The west-east tracks 6 to 9 are more common during the fall and the winter, and seem to be caused by showers that feed on moist air above the warm water, especially when the general flow is from the west. An

analysis of 5 years of rainfall and thunderstorm data was used to verify this picture and suggest a physical explanation.

Objective analysis of rainfall and thunderstorms

A study to verify or refute these findings was conducted from 1963 through 1967. Rainfall was measured by a network of approximately 600 raingages distributed over an area of roughly 11,000 km². In addition, about 100 volunteer thunderstorm observers and 15 short-range lightning counters operated during most of this period (BOER (1)).

On days with showers, the rainfall distributions showed definite swaths having considerably more rainfall than surrounding areas. When thunder occurred, it was possible to substantiate the rain swaths from the observations of the onset and intensity of the rain. Sometimes aircraft and radar observations gave useful additional information. Each swath was divided into three parts, namely:

1. The core, circumscribed by the highest isohyet
2. The area midway between the core and the edge
3. The edge, or lowest isohyet.

Then, the grid of 1344 squares was placed on top of the analysis, and all of the 1344 squares over which the center of a shower passed were given 1 point, the others 2. Squares without rain received no points. This analysis was performed for each day with showers, and the maps were summed to give the results shown in figure 3.

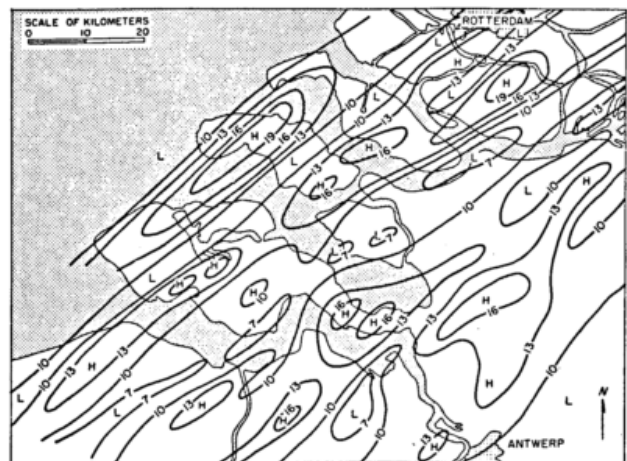


Fig. 3

Frequency distribution of rainfall maxima for days with showers in a southwesterly airstream.

Discussion of results over the period 1963—1966

In figure 3, the distribution of showers is given for southwesterly flow. Isopleths have been drawn at intervals of 10 points. A comparison with figures 1 and 2 shows that in this case, shower swaths show a distinct preference for running parallel to the coast at 8, 16, and 40 km from the shoreline. There is little evidence that the distribution of creeks and islands causes this pattern. However, an investigation of the seabreeze circulation by ESTOQUE (2) gives an interesting clue to a possible explanation for the behavior of the showers. The results of these computations are shown in figures 6—9 in (2).

With winds parallel to the shoreline, rising motions develop about 4 km from the shoreline after a few hours of heating. As the day progresses, these motions become stronger and a second maximum develops around 18 km inland. Although the conditions for which ESTOQUEs theory is valid are highly idealized, his input lapse rates of 7 degrees per kilometer and winds of 5 meters per second are quite common on days with cumulus clouds and showers above the Netherlands, so that the rainfall distribution seems to support this model.

Further steps toward understanding the mechanism that organizes showers in this way would be to specify the conditions under which the time distribution of the precipitation in individual cases does or does not show a pronounced preference for the described pattern, and to change the temperature and wind distributions in ESTOQUEs model accordingly. The model computations may also be extended to deeper unstable layers.

Acknowledgments

The authors are indebted to the Chief of the Meteorological Service of the Netherlands Air Force for his assistance with the project, and to the volunteer observers who participated in this program. Parts of the work were performed under Grants NSF-GP 5196 and GA 1321 of the National Science Foundation to the Illinois State Water Survey at the University of Illinois.

References

- (1) BOER, J. H.: A verification of the accuracy of short-range lightning counters. *Weather* 22 (1967) pp. 321—330.
- (2) ESTOQUE, M. A.: The seabreeze as a function of the prevailing synoptic situation. *J. atm. Sci.* 19 (1962) pp. 244—250.
- (3) MCDONALD, J. E.: The thunderstorm encirclement illusion. *Wheaterwise* 12 (1959) pp. 158—174.

DK 551.577.37

Der Ertrag starker Regenfälle verschiedener Dauer und Häufigkeit

von

HANS STEINHÄUSSER

Zusammenfassung

Nach den bisherigen Auswertungen von Ombrogrammen und nach Niederschlagsereignissen mit Zeitangaben, vor allem Tagesniederschlägen, läßt sich der Ertrag starker Regenfälle (mm) in Abhängigkeit von seiner Dauer bis einem oder mehreren Tagen, für konstante Häufigkeit n pro Jahr durch lineare Beziehungen in doppellogarithmischem Papier darstellen, ist also von der Form

$$h_N(T, n = \text{const.}) [\text{mm}] = c \cdot T^m,$$

wo h_N den Ertrag und T die Dauer der Regenfälle, c und m regional abhängige Parameter bedeuten. Die Häufigkeit n pro Jahr erscheint in einem Faktor, in der einfachsten Form n^{-a} ($a = \text{konstant}$). Solche Beziehungen gelten für alle Höhenlagen; auch für starke Schneefälle, die besonders im Hinblick auf die Lawinengefahr in den Hochgebirgen Beachtung erfordern. Zeitraubende Erhebungen aus dem Beobachtungsmaterial verlangen die Bestimmung des jährlich auftretenden höchsten Tagesregen-Ertrages und seine mittlere Dauer, als Wertepaar für die oben angegebene Beziehungslinie. Diesen Niederschlagswert kann man näherungsweise als Prozentsatz der höchsten Tageswerte einer Beobachtungsreihe ermitteln.

Abstract

Using evaluations of rain gauge-records and of daily precipitation observations the amounts of heavy rainfall dependent on his duration (some hours or days) for constant frequency n per annum were found to be calculated by relations of the form

$$h_N(T, n = \text{const.}) [\text{mm}] = c \cdot T^m,$$

in which equation h_N means the amount and T the duration of rainfall, c and m are parameters regionally dependent. The frequency function is given by a factor, in simplest form n^{-a} ($a = \text{constant}$). Such relations are valid for all altitudes and also for snowfalls, which require attention in view of the danger of avalanches in the high mountain-chains. Time-consuming investigations of the observations require the determination of the maximum diurnal rainfall amount that occurs per annum and its mean duration as a couple of values for the above mentioned relation. This value of precipitation can be found approximately in percentage of daily maximum values of a series of observations.

Als Grundlage zur Bemessung von Regen- und Mischwasserleitungen wurden von IMHOFF und REINHOLD (1) empirische Formeln, Rechentafeln und Nomogramme über die Regenspende in Abhängigkeit von der Regendauer (bis zu wenigen Stunden) und der Häufigkeit pro Jahr aufgestellt, die durch Auswertung von Schreibregennesseraufzeichnungen u. a. des damaligen Reichswetterdienstes abgeleitet waren. Zur Lösung hydrographischer und flußbaulicher Aufgaben, etwa zur Abschätzung der Höhe einer Hochwasserwelle, die sich in einem Hunderte von Kilometern langen Flußtal entwickelt, wäre aber die Kenntnis der mittleren Intensität oder des Ertrages vielstündiger Regenfälle eine wertvolle Grundlage. Bisher behalf man sich dazu mit Tagesniederschlagshöhen oder Einzelwerten beobachteter extremer Regenhöhen, die unter den Starkniederschlägen in den Jahrbüchern meteorologischer oder hydrographischer Anstalten gesammelt veröffentlicht werden.

Unter den starken Niederschlägen darf man neben den Regenfällen nicht starke Niederschläge als Schnee oder Eis vernachlässigen, die im Hochgebirge auch im Sommerhalbjahr beträchtlich sein können, im Winter aber den größten Anteil starker Niederschläge ausmachen und zum Abgang von Neuschneelawinen führen können.

Beziehungen für starke Niederschläge kürzerer Dauer

In vorliegender Arbeit wird vorwiegend mit dem Mindestertrag $h_N(T, n)$ mm eines Niederschlagsereignisses der Dauer T min und Häufigkeit n pro Jahr gerechnet. Man erhält aus den empirischen Beziehungen REINHOLDS (1) für Niederschläge kürzerer Dauer

$$h_N(T, n) [\text{mm}] = 11,4 \cdot T^{0,27} \cdot (n^{-0,25-0,37}) \cdot r \quad (T = 15, n = 1) \\ \text{für } T \geq 15 \text{ min, } 0,2 \leq n \leq 3, \\ \text{oder}$$

$$h_N(T, n) \text{ [mm]} = \frac{24}{n^{0,35}} \cdot \frac{T}{T+9} \cdot r \quad (T=15, n=1) \quad [2]$$

für $T \leq 100 \text{ min}$, $0,1 \leq n \leq 2$

oder

$$h_N(T, n) \text{ [mm]} = 38 \cdot (n^{0,25} - 0,37) \cdot \frac{T}{T+9} \cdot r \quad (T=15, n=1) \quad [3]$$

für $T \leq 100 \text{ min}$, $0,2 \leq n \leq 3$,

wo r ($T=15, n=1$), die jährlich einmal überschrittene Spende eines Regenfalles von 15 min Dauer, eine gebietliche Grundgröße darstellt, die für Deutschland als

Gebietsmittel den Wert $0,60 \frac{\text{mm}}{\text{min}}$ bzw. $99,4 \frac{\text{l}}{\text{sec} \cdot \text{ha}}$ hat.

Versucht man im folgenden Beziehungen für Niederschläge von vielstündiger Dauer aufzustellen, so scheiden die Formeln [2] und [3] wegen zu kleinen Geltungsbereiches von T hier aus, weil der Bruch $\frac{T}{T+9}$ mit

wachsendem T [min] rasch gegen 1 konvergiert und z. B. für $n=1, r(T=15, n=1) = 0,6 \text{ mm/min}$

$$\lim_{T \rightarrow \infty} h_N(T, n=1) = 24 \cdot 0,6 = 14,4 \text{ mm},$$

einen zu geringen Mindestertag erreicht, wie die Verteilung der Tagesniederschläge beweist. Dagegen eignen sich Formelausdrücke in der Art von Gleichung [1], wie sich noch zeigen wird, für längere Niederschlagsdauer.

Beziehungen für langdauernde starke Niederschläge

Damit ausreichend viele Erfahrungswerte über die Mindestintensität oder den Mindestertrag vielstündiger Regenfälle gewonnen werden können, müssen neben Registrierungen von Ombrographen auch die Beobachtungsergebnisse von Niederschlagsmeßstellen verwertet werden. Bei diesen Aufzeichnungen werden allerdings höchstens längere Niederschlagspausen notiert; dadurch erscheint die Niederschlagsdauer gegenüber Ergebnissen aus Ombrogrammen im allgemeinen vergrößert. Ferner können kurzzeitig wirksame hohe Momentanwerte der Regenintensität durch Teilmessungen der Beobachter kaum ermittelt werden, sondern nur zeitliche Mittelwerte über längere Zeitabschnitte. Die Intensität der Regenfälle nach Regenmessern ist also meist kleiner als die nach Ombrographen-Registrierungen ermittelte.

Von solchen Niederschlagsstationen, an denen nur einmal täglich, im allgemeinen um 7 oder 8 Uhr früh gemessen wird, fällt ein großes Material an Tagesniederschlägen an, deren wahre Dauer teilweise weit unter 24 Stunden liegt, aber großenteils nicht bekannt ist, zumal Beginn und Ende der Niederschlagsereignisse während der Nacht meist nicht beobachtet, sondern nur mit „n“ und häufigere Niederschlagspausen bei Tage im allgemeinen nur mit der Angabe „i“ notiert werden. In manchen Fällen, in denen Zeitangaben, auch an Nachbarstationen fehlen, können sie näherungsweise durch eine synoptische Bearbeitung der Wetterlage mittels des synoptischen Materials einer Wetterdienststelle ermittelt werden.

Da die Intensität vielstündiger starker Regenfälle einer bestimmten Häufigkeit stark von ihrer Dauer abhängt, ist es bedenklich, den Ertrag eines Regenfalles, der eine gewisse Anzahl Stunden andauerte, auch noch als für einen längeren Zeitraum gültig zu extrapolieren, da dadurch das Beobachtungsmaterial über Ertrag und Dauer beachtlicher Regenfälle einer bestimmten Häufigkeit, und somit die Verteilung des Kollektivgegenstandes willkürlich verändert würde. Auch durch Zerlegung eines Niederschlagsereignisses in kleinere Zeitabschnitte gleicher mittlerer Intensität kann die

Häufigkeit kleinerer mittlerer Intensitätswerte einen der Grundverteilung des Beobachtungsmaterials nicht entsprechenden Zuwachs erfahren.

Unter den starken, auch vielstündigen Niederschlägen kann man ein Kollektiv von Starkniederschlägen aussondern, deren Mindestertrag für die Dauer von T [min] mittels der WUSSOWschen Formel

$$h_N \text{ [mm]} = \sqrt{5T - (T/24)^2} \quad [4]$$

für $T \leq 24 \text{ Stunden}$

berechnet wird oder mittels der vereinfachten Formel

$$h_N \text{ [mm]} = \sqrt{5T}, \quad [5]$$

die in den Hydrographischen Jahrbüchern von Österreich angewandt wird, mit einem Gültigkeitsbereich der Niederschlagsdauer bis zu mehreren Tagen. Während aber Starkniederschläge unter einer Stunde Dauer nach Formel [5] etwa die Häufigkeit $n=1$ pro Jahr aufweisen, tritt ein Tagesregen von 85 mm nur selten in einzelnen Gebieten Österreichs mit hohen Jahresniederschlägen auf. Es wurde deshalb von mehreren Autoren (u. a. DAMMANN, HELD (2)) vorgeschlagen, als Starkniederschläge einfach seltener auftretende „wirtschaftlich gleichwertige“ Niederschläge, das sind solche gleicher Häufigkeit, etwa $n = \frac{1}{2}$ oder $n=1$ festzulegen.

Trägt man beobachtete Wertepaare des Mindestertrages und der Dauer starker Regenfälle einer bestimmten Häufigkeit in ganzlogarithmischem Papier auf, so kann man eine Gerade als Beziehungslinie annehmen, und zwar für Werte der Dauer bis zu zwei Tagen. Ein solcher linearer Zusammenhang ergab sich u. a. nach Beobachtungen in Wien (3), auch wurde er als Bewertungsmaß für beachtliche Niederschläge konstanter Häufigkeit von KREPS und SCHIMPF (4) gewählt.

Geraden in ganzlogarithmischem Papier entsprechen für die Häufigkeit $n=1$ Potenzkurven der Form

$$h_N = c \cdot T^m, \quad [6]$$

wo c eine Konstante und m die Steigung der Geraden in ganz logarithmischem Papier darstellt. Der Funktionsaufbau der Gleichung [6] ist der gleiche wie der der für einen weit engeren Bereich der Dauer gültigen Gleichung [1].

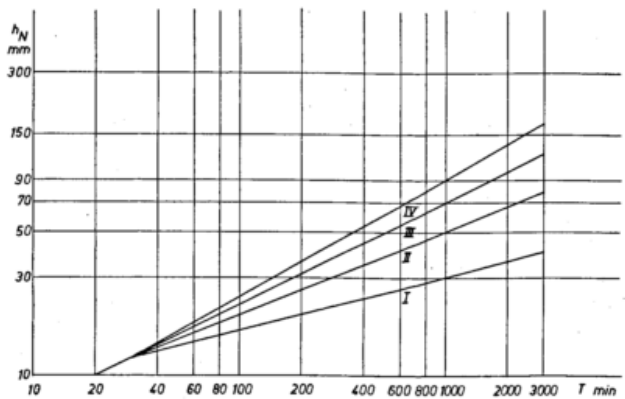


Abb. 1
Beziehungslinien für den Mindestertrag starker Niederschläge in Abhängigkeit von deren Dauer (Häufigkeit $n=1$ pro Jahr). Als höchster Tagesniederschlag jährlich einmal mindestens zu erwarten bei Linie I:30, II:50, III:70, IV:90 mm.

In Abbildung 1 sind vier Beziehungslinien für den Mindestertrag starker Niederschläge in Abhängigkeit von deren Dauer (Häufigkeit $n=1$ pro Jahr) dargestellt. Die Geraden sind durch folgende Bedingungen festgelegt:

- 1) Der Scheitel des Strahlenbüschels hat die Koordinaten $T=30 \text{ min}$; $h_N=12,2 \text{ mm}$. Dieser Punkt und die Werte von h_N für $T < 30 \text{ min}$ sind nach der WUSSOW-Beziehung $h_N = \sqrt{5T}$ ermittelt [4].

2) Die Beziehungslinien gehen durch die jährlich einmal überschrittene größte Tagesniederschlagshöhe für den Wert der durchschnittlichen Dauer eines „Tagesniederschlages“. Die Dauer eines Regentages liegt in Österreich nach STEINHAUSER (5) zwischen 4 und 9 Stunden; sie wächst mit der Regenmenge pro Regentag. Als Durchschnittsdauer eines Niederschlagstages wurden hier 1000 min, also 16,6 Stunden in Abbildung 1 und bei den folgenden Rechnungen eingesetzt.

Die jährlich überschrittene Tagesniederschlagsmenge ermitteln KREPS und SCHIMPF (4) aus österreichischen Niederschlagsreihen mittels der Festsetzung, daß dieser Wert in einer i-jährigen Beobachtungsreihe der jährlich höchsten Tagesniederschläge $0,1 \cdot i$ -mal unterschritten werden soll.

Wenn die Häufigkeit für $n \geq 1$ auch bei langdauernden Regenfällen durch Häufigkeitsfaktoren angenähert werden kann, tritt eine Parallelverschiebung der Geraden gegenüber den für $n = 1$ gültigen ein.

Die Steigung m der Beziehungsgrade für $T > 30$ min hat nach den vorgenannten Bedingungen die Form

$$m = \frac{\log h_N (T = 1000, n = 1) - \log 12,2}{\log 1000 - \log 30} = \frac{\log \frac{h_N (T = 1000, n = 1)}{12,2}}{\log 33,3} \quad [7]$$

m wächst also mit dem Logarithmus des jährlich einmal überschrittenen höchsten Tagesniederschlags. Dieser steht im allgemeinen in einer direkten linearen Korrelation mit der mittleren Jahresniederschlagshöhe, die vor allem durch orographische und durch Seehöheneinflüsse innerhalb der einzelnen Gebiete oder Gebirgszüge bedingt ist. Dieser Zusammenhang zwischen Tages- und Jahresniederschlagshöhen wurde auch in anderen Untersuchungen behandelt (4) (6) (7).

Der orographische Einfluß wirkt sich aber nicht nur auf starke Tagesniederschläge aus, sondern auch noch einige Stunden andauernde Niederschläge gleicher Häufigkeit werden in entsprechendem Maße orographisch beeinflußt, wie sich aus den Beziehungslinien der Abbildung 1 und der Gleichung [6] für $n = 1$ ergibt. In Tabelle 1 ist der orographische Einfluß auf mehrstündige starke Niederschläge der Häufigkeit $n = 1$ an Beispielen wiedergegeben.

Dieser Tabelle sind die jährlich einmal überschrittenen Tagesniederschlagshöhen nach (4) zugrundegelegt; ihre Dauer wurde, wie vorstehend angegeben, zu 16,6 Stunden angenommen. Der orographische Einfluß auf 8-, 16-, und 24stündige starke Niederschläge wurde für einen Übergang über die Hohen Tauern durch die Täler der Salzach und ihres Zuflusses Gasteiner Ache, südseitig der Tauern durch das Tal eines Möllzubringers als Beispiel wiedergegeben. Schon beim achtstündigen jährlich überschrittenen starken Niederschlag zeigt sich flüßaufwärts von Salzburg zunächst eine Riegelwirkung

der Salzburger Kalkalpen, bei Annäherung an die Zentralalpen wachsen die Ertragswerte bis 34 mm auf dem (Salzburger) Naßfeld, auf der Tauern-Südseite nehmen die Ertragswerte wieder ab.

Auch in den Ostalpen ergibt sich bei Annäherung aus dem südlichen Wiener Becken an den Semmering eine Zunahme der starken Niederschläge, das Maximum liegt noch jenseits des Passes; müßabwärts nehmen die Ertragswerte wieder ab.

Tab. 1

Einfluß der Orographie und Höhenlage auf mehrstündige jährlich einmal überschrittene starke Niederschläge

Niederschlagsstation	Höhe m ü. A.	Normalzahl mm pro Jahr	Niederschlags-ertrag von Std.		
			8	16	24
Salzburg	435	1336	31	39	45
Golling an der Salzach	480	1456	29	36	41
St. Johann im Pongau	600	1151	27	32	37
Badgastein	973	1193	29	36	41
Naßfeld	1630	1690	34	43	50
Mallnitz	1186	898	29	36	40
Wiener Neustadt	271	655	23	27	29
Semmering (Südbahnhotel)	985	983	27	32	37
Spital am Semmering	770	996	29	36	41
Bruck an der Mur	485	788	26	32	36

In der folgenden Tabelle 2 sind Zahlenwerte der bisher verwendeten Häufigkeitsfaktoren (mit dem Wert 1 für $n = 1$) berechnet.

Tab. 2

Werte verschiedener Häufigkeitsfaktoren

Häufigkeit $n =$	2	1	4/5	2/3	1/2	1/3	1/4	1/5	1/10
Häufigkeitsfaktor									
1,59 ($n^{-0,25} - 0,37$)	0,75	1,0	1,10	1,19	1,30	1,51	1,68	1,79	2,23
$n^{-0,35}$	0,78	1,0	1,09	1,16	1,28	1,47	1,63	1,77	2,25
$1 + 0,92 \cdot \log 1/n$									
(8)	0,72	1,0	1,09	1,16	1,28	1,44	1,55	1,64	1,92
$n^{-0,255}$ (9)	0,85	1,0	1,06	1,12	1,19	1,32	1,42	1,50	1,79

Es bleibt noch zu untersuchen, ob diese Häufigkeitsfunktionen auch für langandauernde Niederschläge gültig und daher von der Länge der Niederschlagsdauer unabhängig sind. Nach den bisherigen Ergebnissen ist als Häufigkeitsfaktor seltener Niederschlagsereignisse $n^{-0,35}$ (1) mehr für kontinentale Gebiete, der Faktor $n^{-0,255}$ nach den Ergebnissen für Braunschweig (9) eher für maritim beeinflusste Gebiete geeignet.

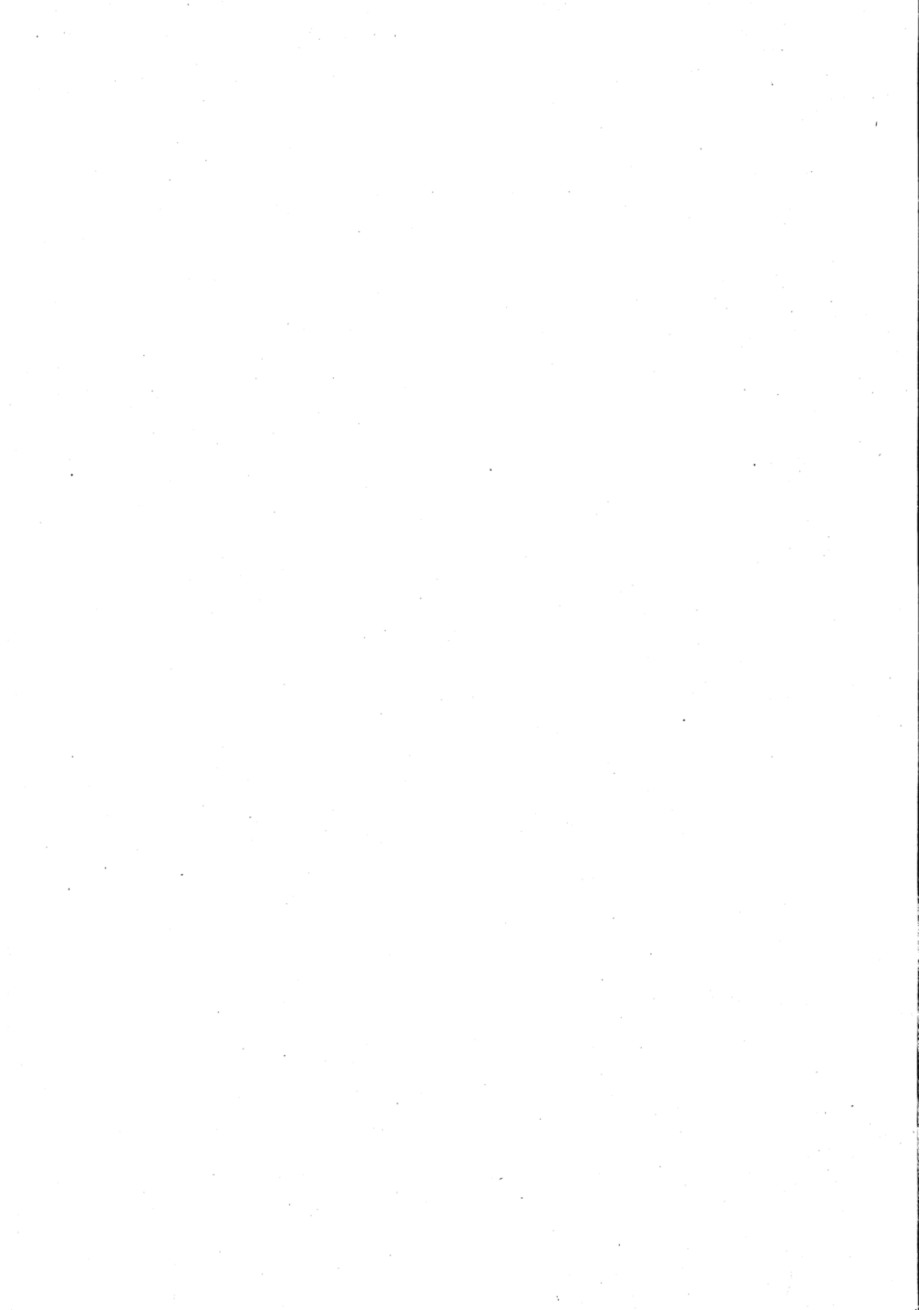
Zur Ermittlung der Beziehungen langdauernder Niederschläge unter verschiedenen Klimabereichen sind noch eingehende Untersuchungen erforderlich, für seltene Niederschlagsereignisse an Hand von säkularen Reihen, wobei auch der Ertrag extrem hoher Tagesniederschläge verwertet werden kann.

Literatur

(1) REINHOLD, F.: Einheitliche Grundlagen für die Leitungsbemessung in der Abwassertechnik. Dt. Wasserwirtsch. 34 (1939) S. 275.
 REINHOLD, F.: Zeitbeiwertlinien in der Stadtentwässerungstechnik. Dt. Wasserwirtsch. 35 (1940) S. 170.
 REINHOLD, F.: Regenspenden in Deutschland. Dt. Wasserwirtsch. 35 (1940) S. 389.
 (2) HELD, A.: Beitrag zu einer Definition für Starkregen im Ostalpengebiet. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. B 2 (1951) S. 448.
 (3) ECKEL, O.: Häufigkeit von Starkregen. In: Klima und Bioklima von Wien. 2. T. Wien 1957.
 (4) KREPS, H.; SCHIMPF, H.: Starkregen und Starkregenstatistik. Mitt.-Bl. Hydrogr. Dienst Österr., Nr. 42 (1965) S. 2.

(5) STEINHAUSER, F.: Über die Struktur der Niederschlagstage in Österreich. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. B 7 (1956) S. 466.
 (6) REICHEL, E.: Häufigkeit und Verbreitung von Extremfällen des Niederschlags und des Neuschnees im Stauraum des Alpenvorlandes. Wetter u. Leben 17 (1965) S. 14.
 (7) STEINHÄUSSER, H.: Über größte Tagesmengen des Niederschlags im Draugebiet. Österr. Wasserwirtsch. 7 (1955) S. 153.
 (8) HÖRLER, A.: Auswertung der in Bregenz aufgetretenen Regenintensitäten. Mitt.-Bl. Hydrogr. Dienst Österr. Nr. 27 (1960) S. 14.
 (9) KAYSER, R.; HEIDEMANN, C.: Die Häufigkeit von Niederschlagsmengen in Mehrtagesperioden. Wasserwirtsch. 57 (1967) S. 170.

3. Luftchemie



DK 551.510.41 : 551.510.42

Beitrag zum Schwefelhaushalt aufgrund von SO₂- und Sulfatmessungen in der freien Atmosphäre

von

HANS-WALTER GEORGII

Zusammenfassung

Quellen am Boden, Transport innerhalb der Atmosphäre, chemische Umsetzung und Senken in der Atmosphäre und am Erdboden bestimmen Verweilzeit und Konzentrationsverteilung von Schwefelverbindungen. In der vorliegenden Arbeit werden erstmals Ergebnisse simultan gemessener SO₄²⁻- und SO₂-Konzentrationsverteilungen in Abhängigkeit von der Höhe vorgelegt. Auf die mögliche Bedeutung dieser Untersuchung für den Transport von SO₂ und Sulfataerosolen in höhere Schichten wird eingegangen.

Abstract

Sources at the Earth surface, convective and advective transport in the atmosphere, chemical reactions and sinks within the atmosphere and near the ground determine the residence-time and concentration of sulfur compounds in the atmosphere. In the following paper, for the first time, results of simultaneous SO₄²⁻- and SO₂ measurements in dependence of altitude are presented. The eventual importance of this investigations for the transport of SO₂ and of sulfate-aerosols into higher layers of the atmosphere is discussed.

Die Schwefelverbindungen gehören zu verbreitetsten und am besten untersuchten Komponenten des atmosphärischen Aerosols und der Spurengase, sei es in der verunreinigten oder in der von menschlicher Aktivität noch weitgehend unberührten Atmosphäre. Abschätzungen über die globale Produktionsrate von Quellen atmosphärischer Schwefelverbindungen sowie über die Wirksamkeit und Effektivität von Senken liegen seit einigen Jahren in den Arbeiten ERIKSSONs (1) und JUNGEs (2) vor.

Eine Ergänzung dieser Haushaltsbetrachtung durch ein aerologisch-luftchemisches Meßprogramm, das quantitative Angaben über die Verteilung der Schwefelverbindungen in der freien Atmosphäre zu liefern imstande ist, war jedoch notwendig.

Das Bedürfnis nach derartigen Messungen war für jeden, der sich auch nur oberflächlich mit dem Gebiet der Luftchemie befaßt, offenkundig, nachdem zu Beginn dieses Jahrzehnts von JUNGE und Mitarbeitern (3) die stratosphärische Sulfateilchenschicht entdeckt worden war und die Frage nach dem Entstehungs- und Erhaltungsmechanismus der in 20 km Höhe angetroffenen Sulfateilchen gestellt wurde. Es ist klar, daß unsere Flugzeugmessungen, die sich bisher nur bis 6 km Höhe erstrecken, einen sehr bescheidenen Beitrag zur Lösung dieses Problems liefern, doch in Anbetracht des Nichtvorhandenseins entsprechender Untersuchungen von anderer Seite glaubten wir, einen ersten Schritt zur Gewinnung solcher Daten tun zu sollen.

Hinsichtlich des Bildungsmechanismus der stratosphärischen Sulfateilchen lassen sich zur Zeit zwei Hypothesen erkennen, die ich skizzieren will, ohne eine Entscheidung zu fällen, was wohl auch zur Zeit noch gar nicht möglich ist.

- 1) Die Aufrechterhaltung der stratosphärischen Sulfateilchenschicht wird durch einen steten Fluß von SO₂ aus der Troposphäre in die Stratosphäre bewirkt, wobei die photochemischen Oxidationsprozesse innerhalb der Stratosphäre zu einer Umwandlung des SO₂ zu SO₄²⁻ führen. Die mit dem SO₄²⁻ eine Verbindung eingehenden Kationen sind noch unbekannt. Die Konzentrationsanreicherung der in der Stratosphäre gebildeten Sulfateilchen ist durch die grundlegend anderen Austauschbedingungen und Verweilzeiten in der Stratosphäre im Vergleich zur Troposphäre denkbar und plausibel. In Erweiterung dieser Hypothese nimmt MOSSOP (4) an, daß die photochemische Oxidation an Teilchen kosmischen Staubes stattfindet, die mit einer Sulfatschicht überzogen werden. Meßergebnisse MOSSOPs sprechen für diesen Befund.
- 2) Eine andere Hypothese (5) geht von der Bildung von AITKEN-Kernen innerhalb der Troposphäre, vornehmlich der oberen Troposphäre, aus. Diese Teilchen werden in die Stratosphäre hineingemischt und wachsen durch Koagulation an.

Die SO₂-Oxidation müßte daher bereits in der Troposphäre so umfangreich sein, daß ein Großteil der stratosphärischen Sulfateilchen in Partikelform und nicht in der Gasphase in die Stratosphäre gelangt.

Wiederholt wurde die Auffassung vertreten, daß verdampfende Cumulonimben, die in die Stratosphäre hineinragen, zur Aufrechterhaltung der Sulfateilchenschicht beitragen. Wir können die zuletzt genannte Theorie zunächst unberücksichtigt lassen und wollen nun anhand der eigenen Meßergebnisse ein vorläufiges Bild der Verteilung der Schwefelverbindungen in der Troposphäre geben.

Ergebnisse der SO₂-Messungen

Es sollen zuerst die Ergebnisse der Vertikalverteilung des SO₂ bis 6 km Höhe kurz zusammengefaßt werden. Diese wurden ausführlich bereits früher veröffentlicht (6). Es ergibt sich folgendes charakteristisches Bild der Vertikalstruktur des SO₂:

- 1) Die SO₂-Konzentration über Mitteleuropa nimmt mit der Höhe rasch ab bis 1500 m, wobei die Halbwertkonzentration mit jahreszeitlichen Unterschieden in etwa 800 — 1200 m Höhe erreicht wird.
- 2) Jahreszeitliche Unterschiede der SO₂-Konzentration lassen sich nur in Höhen unterhalb 2 km nachweisen.
- 3) Oberhalb 3 km ist eine weitere Abnahme der SO₂ Konzentration mit zunehmender Höhe nicht mehr

- erkennbar. Die gemessenen SO₂-Werte bewegen sich um 5 µg/m³.
- 4) Inversionen und Konvektion wirken sich sehr stark auf den Transport des SO₂ aus der bodennahen Schicht in höhere Bereiche aus, diesen hemmend oder fördernd.

Unterschiede der Stabilität der atmosphärischen Schichtung drücken sich vor allem im Sommer in Form von Konzentrationsschwankungen von Tag zu Tag aus, die bis 5 km Höhe erfaßt werden können.

Abbildung 1 zeigt den Einfluß der Stabilität des Temperaturprofils als austauschhemmende Schicht, wobei der Meßflug im Gebiet nördlich Münster in einer von größeren Emittenten unbeeinflussten Gegend durchgeführt wird. Man beachte die sehr niedrigen Konzentrationen oberhalb der Dunstschicht.

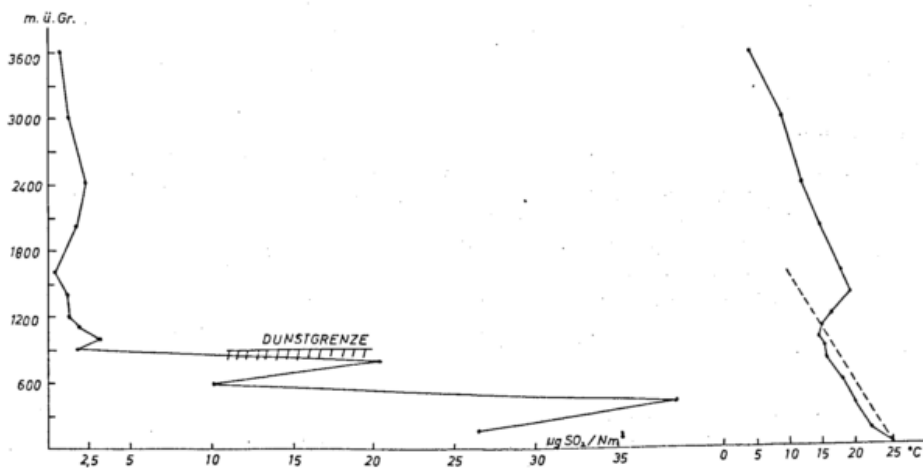


Abb. 1
Vertikalverteilung der SO₂-Konzentration bei stabiler thermischer Schichtung. (Meßflug vom 3. 8. 1966 nördlich Münster/ Westfalen)

Dieses Beispiel hat Gültigkeit für die „reine“ Luft eines mehr oder weniger stark und gleichmäßig mit SO₂-Quellen durchsetzten Kontinents. Die Atmosphäre über diesem Gebiet muß auch abseits der örtlichen Quellen insgesamt als anthropogen beeinflusst angesehen werden; dies zeigten besonders vergleichende Messungen bei Flugzeugaufstiegen in Colorado im Sommer 1967.

Über See ist eine rasche Abnahme der SO₂-Konzentration mangels ozeanischer Quellen festzustellen, sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung. Ein

Meßflug über die Nordsee, mit freundlicher Unterstützung von Herrn Professor Brocks, sowie diskontinuierliche SO₂-Messungen während der Atlantik-Expedition 1965 des Forschungsschiffes „METEOR“ machten dies deutlich. Die mittlere troposphärische Verweilzeit des SO₂ — in unserem Gebiet mit höchstens 4 Tagen anzusetzen — verhindert, daß dieses Spurengas in höherer Konzentration in kontinentfernen Gebieten der Ozeane angetroffen werden kann.

Abbildung 2 zeigt eine schematische Verteilung der SO₂-Konzentration über Land und über Meer, wobei die

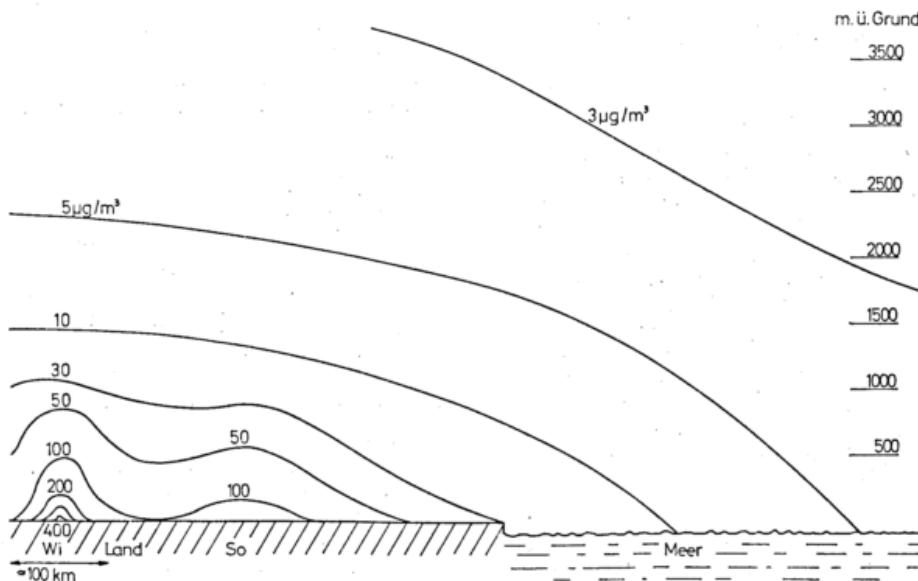


Abb. 2
Schematische Darstellung der großräumigen SO₂-Konzentrationsverteilung.

in den letzten Jahren gewonnenen Ergebnisse unserer und der von anderen Autoren vorgenommenen Untersuchungen berücksichtigt sind. In dieser Darstellung wurde auch der vertikale und horizontale Einflußbereich anthropogener Flächenquellen, wie sie Großstädte oder Industriegebiete darstellen, berücksichtigt.

Das Mischungsverhältnis für SO_2 , das sich aus den Flugzeugaufstiegen aus dem Jahre 1963 ergibt, beträgt etwa $3 \times 10^{-9} \text{gr/gr}$. Wenn die Sulfateilchenbildung durch photochemische Oxidation in der Stratosphäre selbst stattfinden soll, so ist aufgrund dieser Ergebnisse der SO_2 -Transport in die Stratosphäre um etwa 1—2 Größenordnungen zu hoch, um die dort anzutreffende SO_4^{2-} -Konzentration zu erklären. Die SO_2 -Verteilung über der Nordsee und unsere Messungen in Colorado zeigen jedoch, daß man sich davor hüten sollte, die über Mitteleuropa gewonnenen Verteilungen auf andere Kontinente oder die Ozeane zu extrapolieren.

Ergebnisse kombinierter SO_2 - SO_4^{2-} -Messungen

Es ist evident, daß Messungen der vertikalen SO_2 -Verteilung nur ein erster Schritt zur Behandlung des Schwefelhaushaltes sein können. Es wäre wünschenswert, SO_2 , SO_4^{2-} im Aerosol sowie H_2S gleichzeitig zu messen.

Wir haben im Sommer 1966 begonnen, unsere Untersuchungen zu erweitern und Parallelmessungen von SO_2 und Sulfat im Aerosol in der freien Atmosphäre durchgeführt. Aus Bodenmessungen war bekannt, daß das Konzentrationsverhältnis $\text{SO}_4^{2-}/\text{SO}_2$ in Frankfurt zwischen 1:10 und 1:40 schwankte, wobei dieses durch die

Amplitude des Jahresganges des SO_2 bestimmt wird. Wir wußten weiterhin aufgrund mehrwöchiger orientierender Messungen auf dem Kleinen Feldberg/Taunus, daß das $\text{SO}_4^{2-}/\text{SO}_2$ -Konzentrationsverhältnis in relativ reiner Luft etwa 1:1 bis 1:2 beträgt. Ziel unserer Untersuchung ist die Klärung der Frage einer möglichen Verschiebung des Verhältnisses in der freien Atmosphäre mit zunehmender Höhe. Die SO_4^{2-} -Analysen — es wurden Microsorbanfilter mit sehr geringem SO_4^{2-} -background verwendet — wurden nach dem üblichen Verfahren durchgeführt, wobei $5 \mu\text{g SO}_4^{2-}$ sich als untere Nachweisgrenze erwies.

Die Meßflüge wurden über einem Gebiet durchgeführt, das hinsichtlich seines ländlichen Charakters als frei von industriellen Verunreinigungen anzusehen ist. Als Ergebnis lassen sich folgende wesentliche Gesichtspunkte ableiten:

- 1) In der anthropogen beeinflussten Grundschrift überwiegt SO_2 , die SO_4^{2-} -Konzentration ist wesentlich niedriger.
- 2) Oberhalb Inversionen oder Dunstschichten nimmt, wie bereits erwähnt, die SO_2 -Konzentration stark ab, die SO_4^{2-} -Konzentration wird durch die thermische Struktur der Atmosphäre nur wenig beeinflusst, wengleich die Zahl der Meßpunkte in der Vertikalen aus meßtechnischen Gründen nicht sehr dicht ist. Abbildungen 3 und 4 zeigen deutlich, daß im Wolkenhöhenbereich oder auch bei Durchgang durch eine Dunstschicht das $\text{SO}_4^{2-}/\text{SO}_2$ -Verhältnis von Werten < 1 auf Werte > 1 springt.

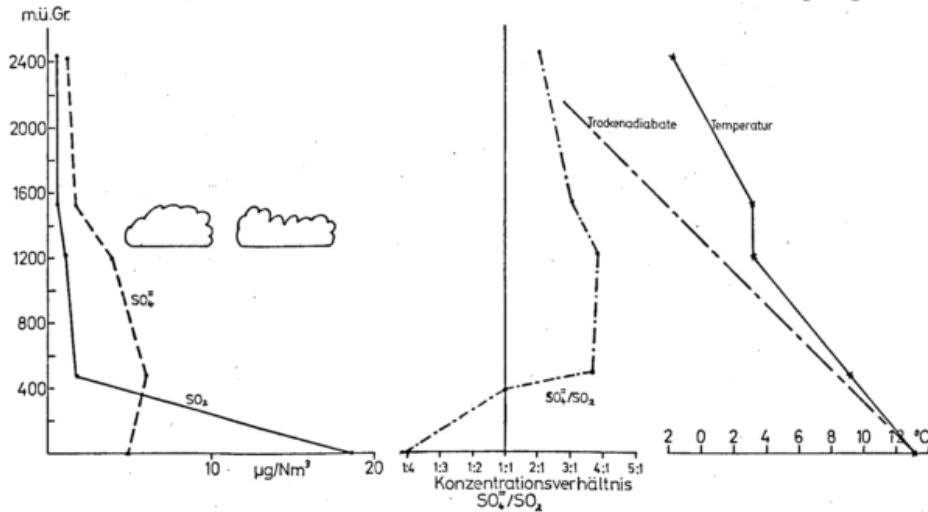


Abb. 3

Vertikalverteilung der SO_2 - und SO_4^{2-} -Konzentration (Meßflug vom 15. 3. 1967 im Gebiet der Wetterau)

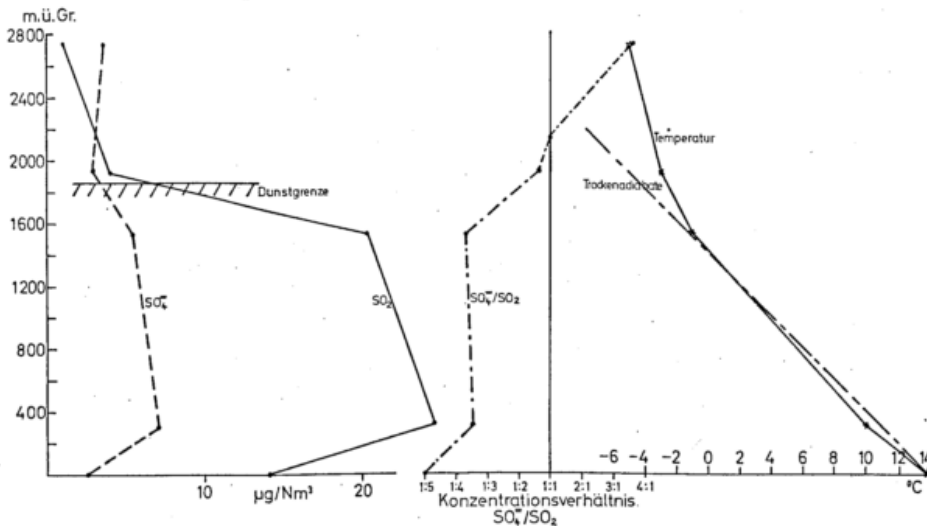


Abb. 4

Vertikalverteilung der SO_2 - und SO_4^{2-} -Konzentration (Meßflug vom 26. 4. 1967 im Gebiet der Wetterau)

3) Die Werte des $\text{SO}_4^{2-}/\text{SO}_2$ -Verhältnisses in der Grundschicht werden durch die zeitlichen und räumlichen Fluktuationen der SO_2 -Konzentration bestimmt, wogegen die SO_4^{2-} -Konzentration zwar auch im geringen Maße mit der Höhe abnimmt, sich jedoch als wesentlich konservativere und von anthropogenen Einflüssen wenig beeinflusste Komponente erweist.

Die letzte Aussage wird auch durch den Vergleich der Bodenmeßreihen in Frankfurt, auf dem Kleinen Feldberg und in Reichelsheim in der Wetterau bestätigt. Der Eindruck herrscht vor, daß die SO_4^{2-} -Bildung innerhalb eines größeren Höhenbereichs gleichmäßig vor sich geht, wobei die Zeit bis zur Einstellung eines Gleichgewichtes zwischen Sulfatbildung und Entfernen der Sulfatteilchen aus der Atmosphäre im allgemeinen groß ist gegen die raumzeitlichen Schwankungen der SO_2 -Konzentration.

Bevor ein Versuch zur Deutung dieser Befunde unternommen wird, soll in Abbildung 5 ein Beispiel aus einem klimatisch sehr unterschiedlichen Gebiet gegeben werden, nämlich die vertikale $\text{SO}_4^{2-}/\text{SO}_2$ -Verteilung über Colorado.

Man erkennt zunächst, daß die Absolutkonzentration des SO_2 hier zu wesentlich niedrigeren Werten verschoben ist, als in reiner Luft über Deutschland. Der Unterschied dürfte etwa den Faktor 4 ausmachen. Weiterhin zeigt sich eine Abnahme der Sulfatkonzentration im Aerosol mit der Höhe, die etwa parallel zur Abnahme der SO_2 -Konzentration verläuft, dergestalt, daß das $\text{SO}_4^{2-}/\text{SO}_2$ -Konzentrationsverhältnis in allen Höhen < 1 bleibt und sogar noch mit zunehmender Höhe weiter abnimmt, was auf einen Rückgang der Aerosolteilchenzahl — etwa durch Sedimentationseinfluß — hindeutet.

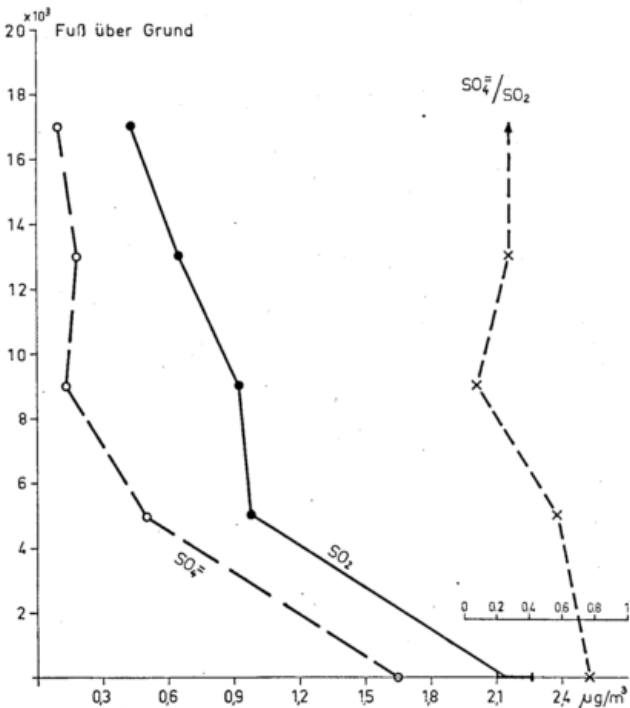


Abb. 5
Vertikalverteilung der SO_2 - und SO_4^{2-} -Konzentration
(Meßflug vom 14. 9. 1967 Boulder (Colorado)).

Deutung der Meßergebnisse

Zunächst muß vorausgeschickt werden, daß bei unserem Meßverfahren auch das Sulfat im Bereich der AITKEN-Kerne mit erfaßt wird, während sich frühere Impaktormessungen nur auf den Bereich der großen und der Riesenkerne beschränkten. Wir können zwar unsere Sulfatergebnisse nicht nach verschiedenen Aerosolgrößenbereichen differenzieren, doch in jüngster Zeit

veröffentlichte Messungen von MEZAROS (7) zeigten, daß bis zu 30% des im Aerosol gebundenen Sulfats im Größenbereich der AITKEN-Kerne anzutreffen sind.

Zur Deutung unserer Ergebnisse bieten sich drei Reaktionsmechanismen an, die zur Bildung von Sulfat führen:

- 1) photochemische Oxidation von SO_2
- 2) katalytische Oxidation von SO_2
- 3) Bildung von SO_4^{2-} in einem Flüssigwassersystem im Gegenwart von NH_3 und SO_2 .

Es wird davon abgesehen, daß auch Sulfatteilchen per Dispersion vom Boden aufgewirbelt werden können. Dieser Vorgang könnte jedoch die von uns gefundene Verteilung nicht erklären.

Abschätzungen der Bildungsrate aus den drei genannten Mechanismen ergeben sofort, daß photochemische und katalytische Oxidation an Aerosolteilchen nur im geringen Umfang zu der von uns in der freien Atmosphäre in der unteren Troposphäre gemessenen SO_4^{2-} -Konzentrationen beitragen. Es können jedoch die wesentlichen Züge der Sulfatbildung durch die SO_2 - NH_3 -Flüssigwasserreaktion erklärt werden, die schließlich bei Verdampfen der Tröpfchen zur Bildung von $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ Teilchen führt. Dabei wirkt NH_3 als Katalysator und setzt in der Reaktion mit H_2O OH^- -Ionen frei, die zu einer Neutralisierung der H^+ -Ionen führen und dadurch die Oxidation des SO_2 begünstigen.

Die Ergiebigkeit dieser Reaktion für die Sulfatbildung im Tröpfchen kann durch steigende NH_3 -Konzentration wesentlich erhöht werden. Dies zeigen Modellrechnungen, die H. J. SCHÄFER (8) auf der Grundlage der Experimente von VAN DEN HEUVEL und MASON (9) und der Berechnungen von SCOTT und HOBBS (10) durchführte.

Abbildung 6 zeigt in der oberen Darstellung, daß bei konstanter SO_2 -Konzentration ($20 \mu\text{g}/\text{m}^3$) ein zunehmendes Angebot von NH_3 zu steigender Sulfatbildung

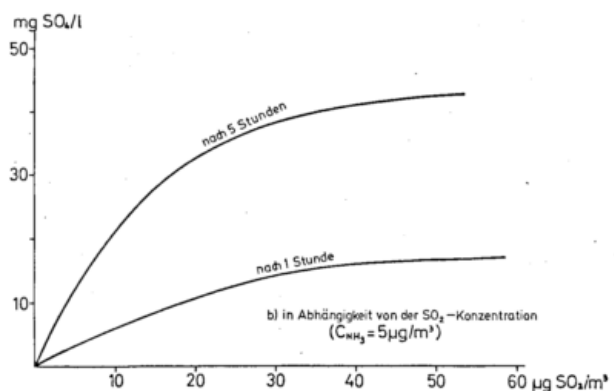
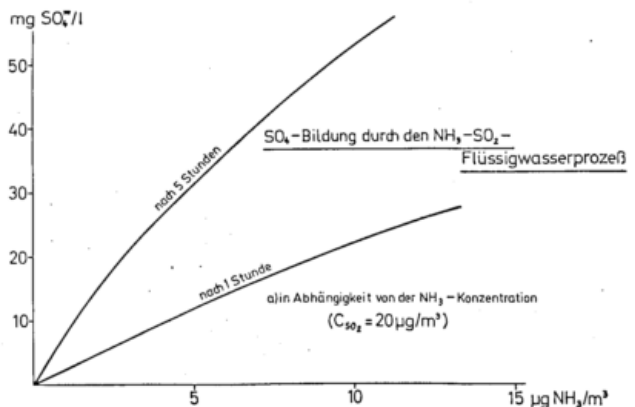


Abb. 6
 SO_4^{2-} -Bildung durch den NH_3 - SO_2 -Flüssigwasserprozeß
a) in Abhängigkeit von der NH_3 -Konzentration
b) in Abhängigkeit von der SO_2 -Konzentration.

in Anwesenheit von Flüssigwasser (Wolken- oder Nebeltröpfchen) führt. Beispielsweise beträgt die Sulfatkonzentration in Gegenwart von $10 \mu\text{g}/\text{m}^3$ NH_3 bereits nach 1 Stunde Einwirkungszeit $20 \text{ mg}/\text{l}$.

Die untere Darstellung zeigt dagegen, daß eine Erhöhung der SO_2 -Konzentration über $20 \mu\text{g}/\text{m}^3$ bei konstanter NH_3 -Konzentration von $5 \mu\text{g}/\text{m}^3$ zu keiner weiteren Steigerung der SO_4^{2-} -Bildung führt. Die hier beschriebene Mechanismus der Sulfatbildung ist an die Gegenwart von Flüssigwasser geknüpft, d. h. er wird im Bereich der Wolken und des Nebels besonders wirksam sein. Da die Mehrzahl der Wolken- und Nebeltröpfchen während der Lebensdauer der Wolke mehrere Verdampfungs- und Kondensationszyklen durchläuft, kann die Bildung einer Vielzahl von Ammoniumsulfatpartikeln zwanglos erklärt werden.

Folgende im Verlauf dieser Ausführungen postulierte Eigenschaften der $\text{SO}_4^{2-}/\text{SO}_2$ -Verteilung können auf der Grundlage des hier skizzierten Sulfatbildungsmechanismus erklärt werden:

- 1) Die Verschiebung der $\text{SO}_4^{2-}/\text{SO}_2$ -Konzentrationsverhältnisses mit der Höhe zugunsten des Sulfats, insbesondere innerhalb des Höhenbereichs des Auftretens von Wolken,
- 2) die nur geringe Zunahme der Sulfatkonzentration in Bodennähe im Winter in der Großstadt trotz beträchtlichen Anstiegs der SO_2 -Konzentration,
- 3) die relativ konstante Höhenverteilung des $\text{SO}_4^{2-}/\text{SO}_2$ -Konzentrationsverhältnisses in der trockenen Luft in Colorado infolge der unter den dortigen atmosphärischen Bedingungen geringen Effektivität des hier beschriebenen Mechanismus.

Sollten sich diese Überlegungen bestätigen, so wäre in Mitteleuropa mit einem stärkeren Rückgang der SO_2 -Konzentration in der oberen Troposphäre zu rechnen, als aufgrund unserer früheren Aufstiege angenommen.

Die hier kurz dargelegten Ergebnisse müssen als vorläufig angesehen werden, ebenso wie der Versuch ihrer Deutung. Die Schwelle zum Verständnis der Verteilung und Reaktionskinetik der atmosphärischen Schwefelverbindungen ist gerade überschritten, der Weg zu ihrer

endgültigen Aufklärung dürfte noch lang und beschwerlich sein.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, an dieser Stelle meinen Mitarbeitern Dr. D. JOST und Dipl.-Met. H. J. SCHÄFER für ihren Einsatz bei der erfolgreichen Durchführung des Meßprogrammes zu danken.

Literatur

- (1) ERIKSSON, E.: The yearly circulation of chloride and sulfur in nature; meteorological, geochemical and pedological implications, *Tellus* 11 (1959) S. 375
- (2) JUNGE, C.: Air chemistry and radioactivity. New York 1963.
- (3) JUNGE, C.; MANSON, J. E.: Stratospheric aerosol studies *J. geophys. Res.* 66 (1961) S. 2163.
- (4) MOSSOP, S. C.: Stratospheric particles at 20 km altitude. *Geochim. et Cosmochim. Acta* 29 (1965) S. 201.
- (5) MARTELL, E. A.: The size distribution and interaction of radioactive and natural aerosols in the stratosphere. *Tellus* 18 (1966) S. 486.
- (6) GEORGII, H. W.; JOST, D.: Untersuchung über die Verteilung von Spurengasen in der freien Atmosphäre. *Pure and appl. Geophys.* 9 (1964) S. 217.
- (7) MEZAROS, E.: Some data on the chemical composition of atmospheric particles in the submicroscopic range of sizes. *Időjaras* 70 (1966) S. 257.
- (8) SCHÄFER, H. J.: Über die räumliche und zeitliche Verteilung von Schwefeldioxid und Sulfataerosolen in der unteren Troposphäre. Diplomarbeit Univ. Frankfurt 1967.
- (9) VAN DEN HEUVEL, A. P.; MASON, B. J.: The formation of ammonium sulfate in water droplets exposed to gaseous sulphur dioxide and ammonia. *Quart. J. Royal Meteor. Soc.* 89 (1963) S. 271.
- (10) SCOTT, W. D.; HOBBS, P. V.: The formation of sulfate in water droplets. *J. atm. Sci.* 24 (1967) S. 54.

DK 551.510.42 : 551.577.13

Neue Ergebnisse über das Auswaschen atmosphärischer Spurengase und Aerosole

von

SIEGFRIED BEILKE

Zusammenfassung

In diesem Vortrag werden die Ergebnisse ausführlicher Laboruntersuchungen über washout von SO_2 , NO_2 und Aitkenkernen durch künstlichen Regen bekannter Tropfengrößenverteilung und Regenintensität diskutiert. Die Untersuchungen ergaben für SO_2 eine rasche Konzentrationsabnahme durch washout, während NO_2 erheblich langsamer ausgewaschen wurde. Die Versuche haben weiter gezeigt, daß die Konzentration der Aitkenkerne nur in geringem Maße durch washout reduziert wird. Im Gegensatz zum washout von Aitkenkernen erfolgt beim Auswaschen von SO_2 und NO_2 die Abnahme der Konzentration angenähert nach einer Exponentialfunktion.

Abstract

This report summarizes the results of detailed laboratory-investigations on washout of SO_2 , NO_2 and Aitken-nuclei by artificial rain of known intensity and droplet size distribution. The results show a rapid decrease of SO_2 -concentration by washout whereas the washout-velocity of NO_2 is very small. Experiments show also that the Aitken-nuclei concentration is reduced by washout to a low degree only. Contrary to washout of Aitken-nuclei, the concentrations of SO_2 and NO_2 decrease in first approximation in accordance with an exponential function.

Zwei Prozesse sind für die Selbstreinigung der Atmosphäre von mehr oder weniger großer Bedeutung: *washout* und *rainout*. Unter *rainout* versteht man die Inkorporation eines Spurenstoffes innerhalb der Wolke, als *washout* dagegen bezeichnet man den Auswaschvorgang unterhalb der Wolkenbasis. Die Abnahme der Konzentration eines Spurenstoffes durch washout hängt im wesentlichen von folgenden Parametern ab:

1. Tropfengrößenverteilung des Regens
2. Niederschlagsintensität
3. pH-Wert bzw. chemische Zusammensetzung des Regenwassers
4. Anfangskonzentration des Spurenstoffes
5. Temperatur des Regenwassers.

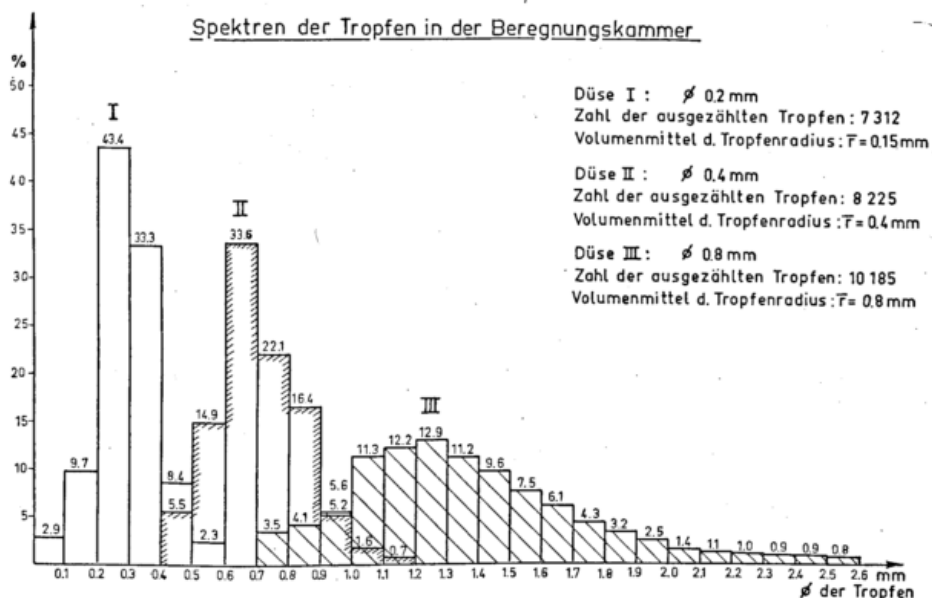
In der freien Atmosphäre sind Untersuchungen der Spurenstoffabnahme durch washout nicht möglich, da sich die einzelnen Parameter, von denen die Wirksamkeit des Auswaschvorganges abhängt, während eines Regens dauernd ändern. Eine Untersuchung über die Anlagerung von Spurenstoffen muß daher experimentell mit Hilfe definierter Bedingungen im Labor vorgenommen werden. Im Rahmen unserer experimentellen Untersuchungen wurde der Einfluß von Tropfengröße, Niederschlagsintensität und pH-Wert für sich getrennt quantitativ untersucht. Der Einfluß von Wassertempe-

ratur und Anfangskonzentration auf die Auswaschgeschwindigkeit wurde nicht so ausführlich untersucht. Die Auswaschversuche im Labor wurden mit SO_2 , NO_2 , CO_2 und Aitkenkernen durchgeführt.

Meßmethode

Ein zylinderförmiges Gefäß von 1 m³ Volumen wurde als Beregnungskammer verwendet. In diese Kammer wird mittels einer Gasmischvorrichtung ein bestimmtes Spurengas eingegeben, z. B. SO_2 . Ist in der Kammer die gewünschte Spurengaskonzentration erreicht, so setzt im Innern der Kammer ein kontinuierlicher Regen ein. Eine Umwälzpumpe drückt das Wasser durch eine Düse in die Beregnungskammer, das abfließende Regenwasser wird in ein Vorratsgefäß zurückgeleitet. Hierdurch wird ein kontinuierlicher Wasserkreislauf gewährleistet. Durch den künstlichen Regen wird der Spurenstoff ausgewaschen. Seine Konzentration wird durch ein Registriergerät überwacht.

Sowohl Regenintensität als auch Tropfengrößenverteilung des künstlichen Regens konnten geändert werden. Unterschiedliche Tropfengrößen wurden durch Düsen mit verschiedenen großen Durchmessern erzeugt. Durch Änderung der Zahl der Düsen gleichen Durchmessers konnte die Durchflußmenge und damit die Regenintensität geändert werden. In der Abbildung 1 sind die drei Tropfenspektren des künstlichen Regens dar-



gestellt. Die Volumenmittel der drei Tropfenradien, die den Tropfenspektren zugeordnet werden, haben folgende Werte: $\bar{r}_1 = 0.15 \text{ mm}$; $\bar{r}_2 = 0.40 \text{ mm}$; $\bar{r}_3 = 0.85 \text{ mm}$. Unter dem Volumenmittel des Tropfenradius versteht man den Radius des Tropfens, dessen Volumen gleich dem mittleren Tropfenvolumen ist.

Ergebnisse

Es läßt sich zeigen, daß die Abnahme eines Spurengases durch washout nach einer Exponentialfunktion

erfolgen muß, wenn im wesentlichen folgende Bedingungen erfüllt sind: 1. Tropfenspektrum und Niederschlagsintensität sind örtlich und zeitlich konstant. 2. Ein Tropfen nimmt einen zeitlich konstanten Prozentsatz der Spurengasmoleküle, die mit der Tropfenoberfläche in Berührung kommen, auf. Im Grenzfall wird jedes Spurengasmolekül absorbiert, d. h. die Gaskonzentration an der Tropfenoberfläche wäre dann gleich Null. Die Auswaschversuche zeigen eine recht unterschiedliche Abnahme der Konzentration der einzelnen Spurengase.

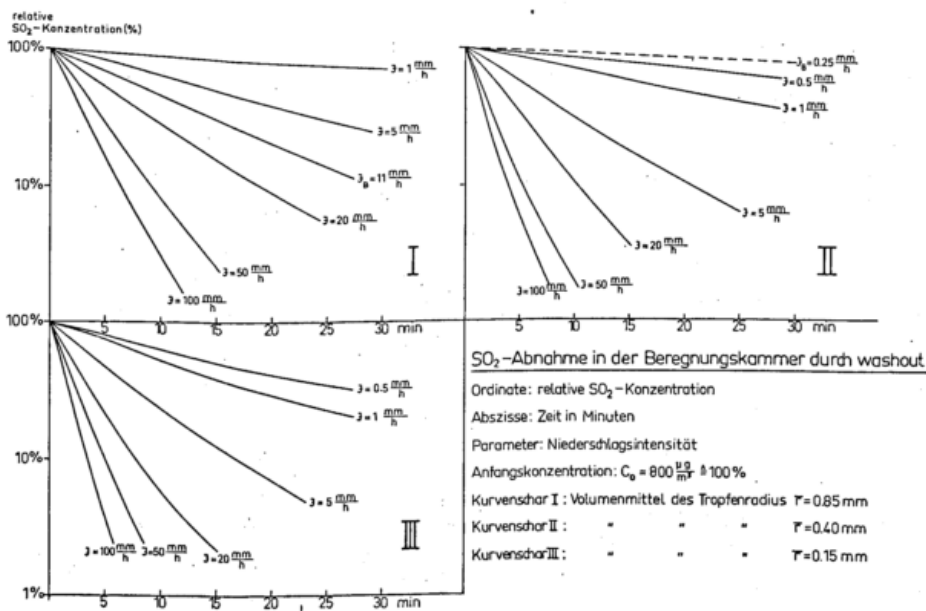


Abbildung 2 zeigt die Abnahme der SO₂-Konzentration durch washout für die drei Tropfenradien. Parameter ist jeweils die Niederschlagsintensität. Die SO₂-Anfangskonzentration betrug $800 \mu\text{g}/\text{m}^3$. Man sieht, daß die Abnahme der SO₂-Konzentration bei konstantem Tropfenradius um so rascher erfolgt, je höher die Intensität des künstlichen Regens ist. Bei konstanter Niederschlagsintensität wird das SO₂ um so wirkungsvoller ausgewaschen, je kleiner die Tropfen sind. In diesem

Falle ist die größere Gesamtoberfläche der kleineren Tropfen für die höhere Auswaschgeschwindigkeit verantwortlich. Diese Versuche wurden mit destilliertem Wasser durchgeführt. Aus dieser Darstellung folgt, daß die Abnahme der SO₂-Konzentration angenähert nach der Formel $C = C_0 e^{-at}$ erfolgt, wobei C_0 die SO₂-Anfangskonzentration ($\mu\text{g}/\text{m}^3$), a die Auswaschgeschwindigkeit (sec^{-1}) und t die Auswaschzeit (sec) bedeuten.

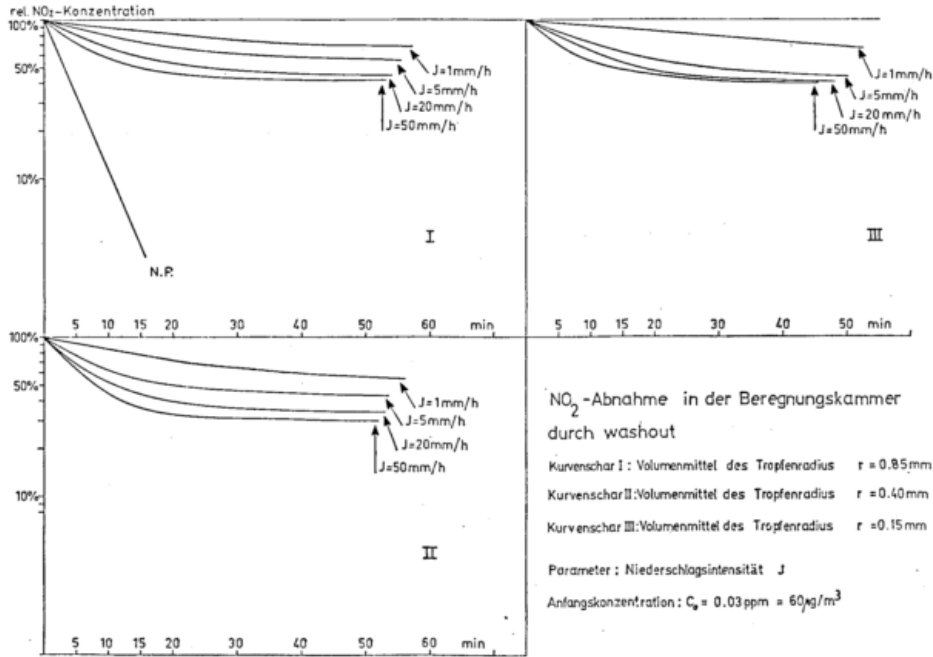


Abb. 3

Abbildung 3 zeigt das Ergebnis der Auswaschversuche mit NO₂. Als Ordinate ist die relative NO₂-Konzentration im logarithmischen Maßstab aufgetragen, als Abszisse die Zeit. Man sieht, daß ähnlich wie beim SO₂ auch hier die Auswaschgeschwindigkeit um so größer ist, je höher die Intensität des künstlichen Regens ist. Aber im Gegensatz zum SO₂-washout tritt hier eine rasche NO₂-Sättigung des Umlaufwassers ein. Während die Löslichkeit von SO₂ in Wasser hoch ist,

wird NO₂ in Wasser kaum gelöst. Die Absorption von SO₂ durch einen Tropfen wird außerdem dadurch erhöht, daß die Diffusion der SO₂-Moleküle innerhalb eines Tropfens von einer schnellen Reaktion erster Ordnung (wegen des Wasserüberschusses) zwischen SO₂ und Wasser begleitet wird. Diese Auswaschversuche wurden mit destilliertem Wasser bei einer NO₂-Anfangskonzentration von 60 µg/m³ durchgeführt.

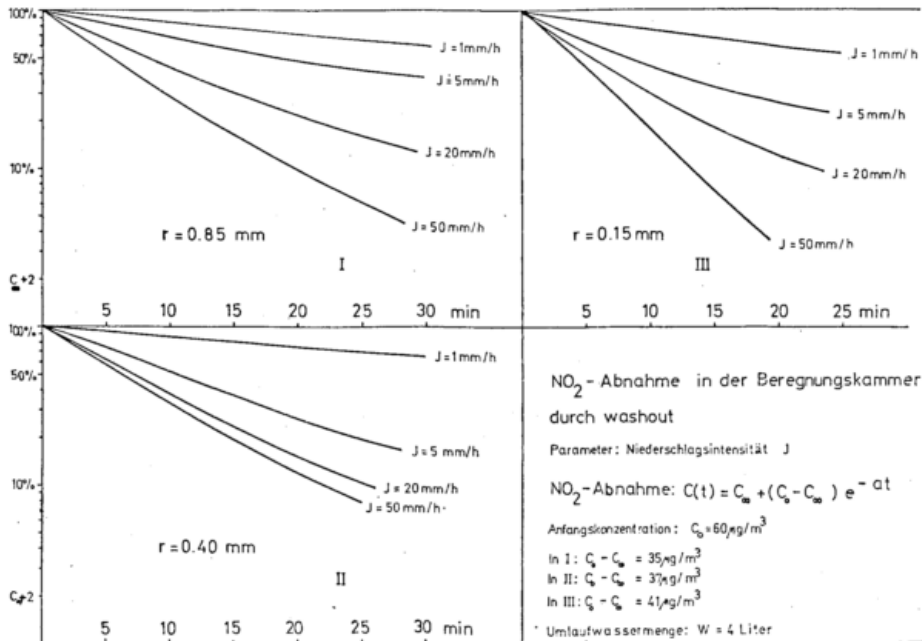
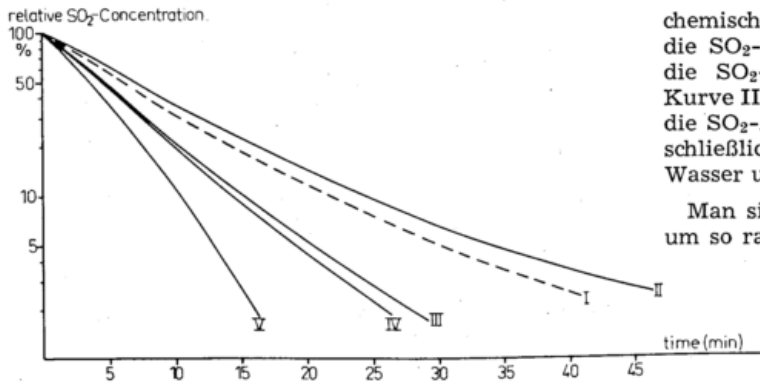


Abb. 4

In Abbildung 4 ist die Differenz zwischen NO₂-Anfangskonzentration C_0 und NO₂-Gleichgewichtskonzentration C_∞ gleich 100% gesetzt. Die NO₂-Abnahme erfolgt nach der Formel

$$C = C_\infty + (C_0 - C_\infty) e^{-at}$$

wobei C_∞ eine Funktion von Wassermenge, Anfangskonzentration, pH-Wert und Wassertemperatur ist. Streng genommen verläuft auch die SO₂-Abnahme nach dieser Funktion, jedoch ist wegen der hohen Löslichkeit die Gleichgewichtskonzentration so gering, daß man sie praktisch Null setzen kann.



SO₂-Abnahme in der Beregnungskammer durch washout bei unterschiedlicher chemischer Zusammensetzung des künstlichen Regens

Anfangskonzentration: $800 \frac{\mu\text{g}}{\text{ml}} = 100\%$; Niederschlagsintensität: $J = 15 \frac{\text{mm}}{\text{h}}$; Volumenmittel des Tropfenradius: $\bar{r} = 0,85 \text{ mm}$

Parameter: chemische Zusammensetzung des künstlichen Regens

- Kurve I: SO₂-Abnahme bei destilliertem Wasser; pH_{1,0} = 6,4
- " II: SO₂-Abnahme bei einer 0,02 n Phosphorsäurelösung; pH_{1,0} = 2,6
- " III: SO₂-Abnahme bei Regenwasser; pH_{1,0} = 5,5
- " IV: SO₂-Abnahme bei einer 0,001 n Natriumhydroxydlösung; pH_{1,0} = 10,9
- " V: SO₂-Abnahme bei destilliertem Wasser + H₂O₂; Konzentration $\frac{2 \text{ ml H}_2\text{O}_2}{\text{Liter H}_2\text{O}}$

Abb. 5

Ein Vergleich der Auswaschgeschwindigkeit zeigt, daß bei gleicher Tropfengrößenverteilung, Regenintensität, Anfangskonzentration, pH-Wert und Temperatur des Wassers Schwefeldioxid rascher ausgewaschen wird als Stickstoffdioxid. Nach dem Einfluß von Tropfengröße und Niederschlagsintensität auf die Auswaschgeschwindigkeit von SO₂ und NO₂ soll nun am Beispiel des SO₂ der Einfluß von pH-Wert bzw. unterschiedlicher chemischer Zusammensetzung des Regenwassers auf die Auswaschgeschwindigkeit gezeigt werden. Dieser Einfluß ist in Abbildung 5 dargestellt. Niederschlagsintensität J und Tropfenradius \bar{r} wurden für alle Versuche konstant gehalten und hatten folgende Werte: $J = 15 \text{ mm/h}$; $\bar{r} = 0,85 \text{ mm}$. Parameter ist die

chemische Zusammensetzung des Regens. Kurve I zeigt die SO₂-Abnahme bei destilliertem Wasser, Kurve II die SO₂-Abnahme bei einer 0,02 n H₃PO₄-Lösung, Kurve III die SO₂-Abnahme bei Regenwasser, Kurve IV die SO₂-Abnahme bei einer 0,001 n NaOH-Lösung und schließlich Kurve V die SO₂-Abnahme bei destilliertem Wasser unter Zugabe von H₂O₂.

Man sieht, daß die Abnahme der SO₂-Konzentration um so rascher erfolgt, je höher der pH-Wert des Was-

sers ist. Der Auswaschversuch mit destilliertem Wasser unter Zugabe von H₂O₂ als Oxidationsmittel ergaben eine weit höhere Auswaschgeschwindigkeit als bei destilliertem Wasser. Das vom Tropfen aufgenommene SO₂ wird momentan zu SO₄²⁻ oxidiert. Die SO₂-Abnahme beim washout-Versuch mit natürlichem Regen erfolgte schneller als dem pH-Wert des Regens von 5,5 entspricht. Die höhere Auswaschgeschwindigkeit beim natürlichen Regen wird durch katalytisch wirksame Substanzen im Regenwasser verursacht. Nach Untersuchungen von JUNGE und RYAN (1), JOHNSTONE (2) und anderen wird die Sulfationbildung in wässriger SO₂-Lösung durch MnSO₄, FeCl₂ und andere Substanzen mehr oder weniger stark beschleunigt.

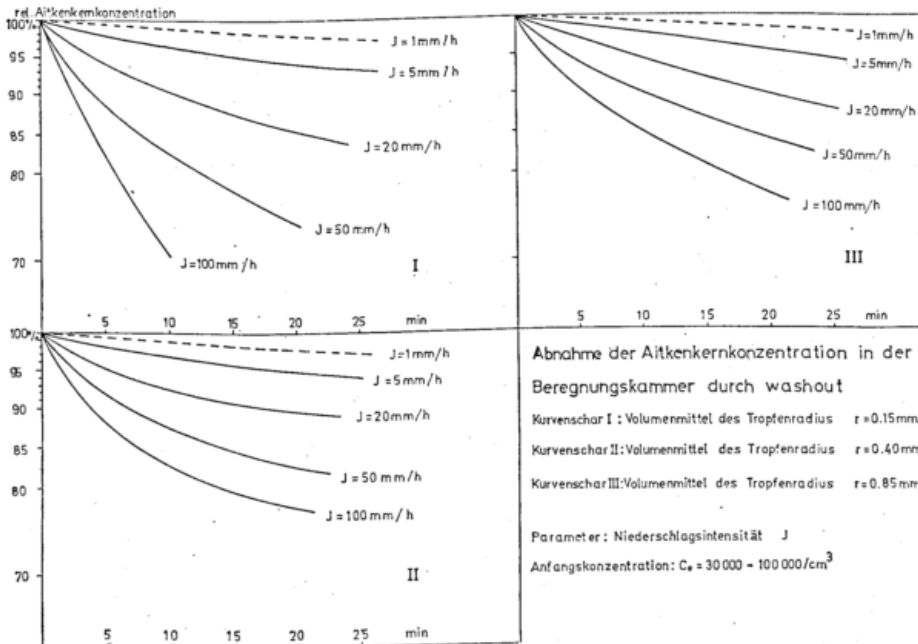


Abb. 6

Abbildung 6 zeigt die Abnahme der Aitkenkernkonzentration durch washout. Man sieht, daß die Abnahme der Kernkonzentration selbst bei hohen Intensitäten des künstlichen Regens äußerst langsam erfolgt. Bei atmosphärischen Regenintensitäten ist die Abnahme der Aitkenkerne praktisch bedeutungslos. Die Auswaschversuche haben keine exponentielle Abnahme ergeben. Der Grund ist darin zu suchen, daß die ausgewaschenen Partikel keine einheitliche Größe besitzen.

Literatur

- (1) JUNGE, E. C.; RYAN, T. G.: Study of the SO₂-oxidation in solution and its role in atmospheric chemistry. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 84 (1958), S. 46—55.
- (2) JOHNSTONE, H. F.; COUGHANOWR, D. R.: Absorption of sulfur dioxide from air. Oxidation in drops containing dissolved catalysts. Industr. Engin. Chemistry 50 (1958), No. 8, S. 1169—1172.

DK 551.508.957

Messungen der künstlichen Radioaktivität in der freien Atmosphäre von Flugzeugen aus

von

HANS-FRIEDRICH FISCHER

Zusammenfassung

Eine Anzahl von Meßflügen zur Untersuchung der von Atombombenversuchen stammenden Radioaktivität in der freien Atmosphäre wurde durchgeführt. Das radioaktive Aerosol wurde mittels Faserstofffiltern gesammelt; die Proben wurden nach der Landung mittels eines Zählgerätes mit besonders kleinem Nulleffekt (low level counter) auf Beta- und mittels eines Szintillationszählers mit Na-J-Kristall auf Gamma-Aktivität untersucht. Die Beta-Zerfallskurven wurden über einen längeren Zeitraum aufgenommen, das Energiespektrum der Gamma-Strahlung gemessen. Die spezifische Beta-Aktivität in den untersuchten Schichten, die Anteile frischen Materials an der Gesamtaktivität und die Zusammensetzung nach Isotopen wurden ermittelt. Besonders untersucht wurden der Luftdurchsatz während der Filter-Exposition und der Abscheidegrad und die Selbstabsorption im Filter. Die Methodik und Problematik der Aerosol-Sammlung mittels Flugzeugen, die Arbeitsweise der hierfür entwickelten Apparaturen und die wesentlichsten Gesichtspunkte für die Auswertung werden beschrieben. Ferner wird über die Ergebnisse von Messungen anlässlich des 1. — 5. chinesischen Atomwaffenversuchs berichtet.

Abstract

A number of measuring flights were performed to explore radioactivity in the free atmosphere descending from nuclear weapon tests. Radioactive aerosol was collected on fiber filters; after landing the samples were examined using a low level counter for β -activity and using a scintillation counter with NaJ-cristal for γ -activity. The β -disintegration curves were recorded for an extended time and the energy distribution of γ -radiation was measured. The specific β -activity in the explored altitudes, the fraction of fresh debris to total amount of the activity, and the compound respecting to isotopes were found out. Flow-rate during the filter-exposition, collection efficiency and self-absorption in the filter were especially analysed. The method and problem of collecting aerosols using aircraft, operations of the equipment developed for this and essential principles of analysis of the records obtained are described. Besides it is told about results of measurements on the occasion of the 1. — 5. Chinese nuclear weapon tests.

Einleitung

In den letzten Jahren wurde von uns eine größere Anzahl von Meßflügen zur Untersuchung der künstlichen Radioaktivität in der freien Atmosphäre durchgeführt und ausgewertet. Als Flugmeßträger wurden für Höhen bis ca. 3 500 m einmotorige Propellerflugzeuge, für größere Höhen bis ca. 13 000 m zweiseitige militärische Düsenflugzeuge eingesetzt. Die Messungen bestanden in einer Sammlung von Aerosol in den interessierenden Höhenschichten mittels Faserfiltern und einer Untersuchung der so gewonnenen Präparate nach dem Fluge auf Beta-Gesamtaktivität, einer Aufnahme der Zerfallskurven und einer Bestimmung der Gamma-Energiespektren. An den Arbeiten waren außer dem Vortragenden die Herren D. PAFFRATH und W. PETERS beteiligt.

Zunächst sei einiges über die von uns angewandten Methoden und unsere Erfahrungen ausgeführt. Weiterhin werden einige im Anschluß an die Atombombenversuche der Volksrepublik China ermittelten Ergebnisse behandelt. Das gewonnene Material wird z. Z. am In-

stitut im Hinblick auf atmosphärische Austauschvorgänge und Fraktionierungseffekte weiter ausgewertet. Diese Untersuchungen sind jedoch noch nicht abgeschlossen, so daß hierüber an dieser Stelle noch nicht berichtet werden kann.

Filtermaterial

Die in erster Linie interessierende Größe ist die spezifische Beta-Aktivität; sie wird bei Anwendung des Filterverfahrens bekanntlich nach der Gleichung

$$a_s = \frac{A_F}{V_N \cdot \eta_F}$$

a_s = spezifische Beta-Aktivität

A_F = Anfangsaktivität des exponierten Filters

V_N = Volumen der Luft, die bei der Exposition das Filter durchsetzt hat (umgerechnet auf Bodenebene der Norm-Atmosphäre)

η_F = Abscheidegrad des Filters.

berechnet.

Für die Bestimmung der Filteraktivität verwenden wir einen „low level counter“ vom Typ OMNIGUARD der Fa. Tracerlab mit 2 Zoll-Zählrohr. Da wir die Proben ohne vorherige Aufbereitung durchmessen, ist hierdurch für die Beta-Untersuchungen der Filterdurchmesser ebenfalls mit 2 Zoll festgelegt. Als Filtermaterial verwenden wir Rhovyl-Faserpapier 1001, das sich bereits bei früheren ähnlichen Meßflügen von H. G. MÜLLER recht gut bewährt hatte (1). Es handelt sich um ein gesintertes Kunststoffvlies, das sich durch besonders große Luftdurchlässigkeit, hohe mechanische Festigkeit und Unempfindlichkeit gegenüber Feuchtigkeit auszeichnet. Wir erreichen hiermit Luftdurchsätze je nach Fluggeschwindigkeit und Flughöhe zwischen 3 und $7 \text{ m}^3/\text{h} \cdot \text{cm}^2$. (Die Volumenangabe bezieht sich hierbei auf die Verhältnisse in der Höhe der Probenentnahme.)

Eine erhebliche Schwierigkeit ergibt sich bei derart durchlässigen Materialien durch eine sehr starke Abhängigkeit des Abscheidegrades von den Eigenschaften des Aerosols und den Expositionsbedingungen, insbesondere vom statischen Druck und der Durchsatzgeschwindigkeit der Trägerluft. Das wird besonders deutlich durch die Ergebnisse von Laboruntersuchungen; wir haben durch Variation der beiden genannten Parameter bei Verwendung eines einheitlichen Aerosols Abscheidegrad-Werte von 10 ... 90% erhalten (2).

Neben den Laboruntersuchungen wurden Abscheidegradmessungen unter Anwendung der 3-Filter-Methode (3) durch Aerosol-Sammlung in Flughöhen zwischen 27 000 und 42 500 ft. durchgeführt. Es zeigten sich hierbei wesentliche Unterschiede zwischen Materialien verschiedener Lieferungen. Bei dem meistverwendeten Papier ergab sich ein Mittelwert von 82%, der kleinste gemessene Wert lag bei 66%, der größte bei 92%. Eine Höhenabhängigkeit konnte innerhalb des genannten Bereiches nicht festgestellt werden, ebenfalls keine systematische Änderung durch das Eintreffen frischen radioaktiven Materials. Daraus kann vermutet werden, daß sich in den untersuchten Höhen nach dem Eintreffen des Aerosols am Beobachtungsort, d. h. 8 — 10 Tage nach der Explosion, bereits ein gewisser Gleichgewichtszustand in Bezug auf die Größenverteilung eingestellt hat. Die wie oben ermittelten Abscheidegrade gelten für das vorderste Filter eines Dreifachfilters. Bei Aerosol-Sammlung mittels eines Einfachfilters liegen die Werte auf Grund der größeren Durchsatzgeschwindigkeit höher; diese Erhöhung wurde nach einer von LANGMUIR und BLODGETT (4) angegebenen Beziehung berechnet. Die Rechnung ergibt einen Mittelwert des Abscheidegrades von 93%. Die ermittelten Werte haben noch eine zusätzliche Bedeutung. Sie wurden für eine Berechnung der Aktivitätsverteilung im Filter verwendet, die einer Abschätzung der Selbstabsorption der Beta-Strahlung und damit einer genaueren Absolutmessung der Filteraktivität zugrundegelegt wurde.

Aerosol-Sammlung

Als Förderdruck zur Erzielung des für die Aerosol-Sammlung erforderlichen Luftdurchsatzes wird der Staudruck ausgenutzt; im Falle des Propellerflugzeuges wird wegen der kleineren Fluggeschwindigkeit zusätzlich ein Gebläse eingesetzt. Abbildung 1 zeigt eine einfache Filterhalterung, die mit einem Handgriff unter dem Rumpf des Düsenflugzeuges eingehängt werden kann. So einfach die Anordnung ist, so hat sie sich doch für einfachere Untersuchungen unter Einsatz normaler, d. h. nicht speziell ausgerüsteter Übungsflugzeuge, recht bewährt. Es muß jedoch beachtet werden, daß nach der Filterexposition keine Regengebiete durchfliegen werden, da dann ein teilweises Auswaschen der Filter auftritt. Für die Gamma-Untersuchungen wird gleichzeitig eine zweite ähnliche Halterung mit etwa 12-facher Filterfläche angebaut.

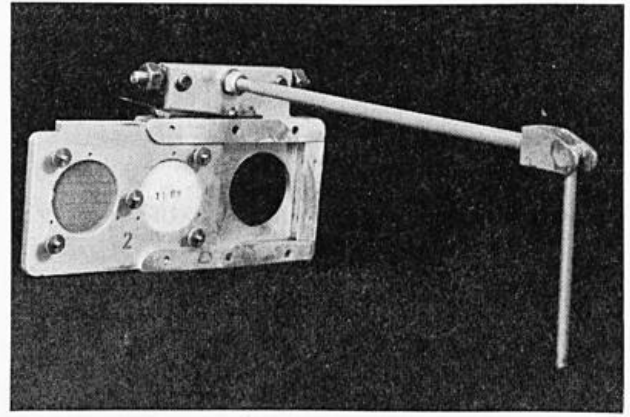


Abb. 1
Einfache Filterhalterung mit Einschubkassette.

Genauere Messungen in bestimmten Höhenschichten lassen sich jedoch nur mit Probensammlern durchführen, bei denen man die Luftzufuhr durch ein z. B. von der Kabine aus fernbedienbares Ventil ein- und ausschalten kann. Eine derartige Anordnung, wie sie auch von verschiedenen anderen Autoren beschrieben wird, wurde von uns gebaut und bei zahlreichen Meßflügen eingesetzt.

Wichtig für die Auswertung ist die Kenntnis des Filter-Luftdurchsatzes V_N . Dieser ist außer vom Filtermaterial in erster Linie abhängig vom Einbaort des Probensammlers am Flugzeug, der Fluggeschwindigkeit und vom statischen Luftdruck. Für die Durchsatzmessung gibt es verschiedene Möglichkeiten. Bei Meßflügen der DASA z. B. wurden im Labor gemessene Widerstandscharakteristiken des Filtermaterials zugrundegelegt, während des Aerosol-Sammelvorganges der Druckabfall am Filter laufen gemessen und hieraus der Luftdurchsatz nachträglich berechnet (5). Dieses Verfahren berücksichtigt jedoch nicht, daß der Filterwiderstand sich durch atmosphärische Einflüsse, insbesondere durch Zusetzen mit Eiskristallen, erheblich ändern kann. Nach unseren Untersuchungen kann ein Durchflug durch schwach sichtbare Cirrus-Schleier eine Verminderung der Durchsatzgeschwindigkeit um ca. 20% bewirken. Wir messen den Luftdurchsatz deshalb unmittelbar hinter dem Filter mittels eines Flügelrad-Anemometers. Für den vorliegenden Zweck wurden verschiedene Bauformen mit mechanischer Anzeige und mit elektrischer Abtastung der Drehfrequenz entwickelt und eingesetzt; die rein mechanischen wurden vorwiegend zur Durchsatzmessung bei offenen Filterhalterungen verwendet (6) (7).

Von besonderem Interesse ist eine Bestimmung der Höhenverteilung der β -Aktivität. Hierfür ist es zweckmäßig, bei einem Flug hintereinander mehrere Filter in verschiedenen Höhenschichten zu exponieren, d. h. einen Filterwechsler einzusetzen. Bei den Flügen der DASA mit U-2-Flugzeugen wurde eine Art Filterrevolver verwendet, der allerdings verhältnismäßig viel Platz beansprucht.

Wir haben für unsere Untersuchungen einen Probensammler entwickelt, den Abbildung 2 in Seitenansicht, Abbildung 3 in einer schematischen Darstellung zeigt. Das Gerät besteht aus einem Zusatzbehälter mit einer Länge von 1,5 m, der unter dem Rumpf des Meßflugzeuges befestigt wird und durch Steuer- und Meßleitungen mit einem Fernbedienungsgerät sowie Anzeige- und Registriereinheiten in der Druckkabine verbunden ist. Am Vorderteil befinden sich elektromotorisch betätigte Einlaufklappen, die für die Filterexposition geöffnet werden. Ein Teil der eintretenden Luft strömt durch ein zylindrisches Filter mit einer wirksamen Fläche von 400 cm^2 , in dem Aerosol für gamma-spektro-

metrische Untersuchungen gesammelt wird. Zur Bestimmung der Beta-Aktivität in verschiedenen Höhengschichten ist ein Filterwechsler eingebaut, der mit einem Filterband arbeitet. Ist die zu untersuchende Luftschicht erreicht, so werden die Einlaufventile geöffnet. Nach ausreichender Beaufschlagung des Filters wird das vor dem Filterband befindliche Klappenventil geschlossen, die Filterarretierung gelöst und das Band um einen bestimmten Betrag weiterbewegt. Gleichzeitig mit der anschließend erfolgenden erneuten Verriegelung erfolgt eine Markierung des für die nächste Exposition freigegebenen Stückes des Filterbandes. Hinter dem Filterwechsler ist ein Ringspalt-Flügelradanemometer mit magnetischer oder lichtelektrischer Abtastung der Drehfrequenz angeordnet; über eine elektronische Anordnung erfolgt eine Anzeige bzw. Registrierung der Durchsatzgeschwindigkeit in analoger Form sowie des Gesamtdurchsatzes als laufender Zahlenwert.

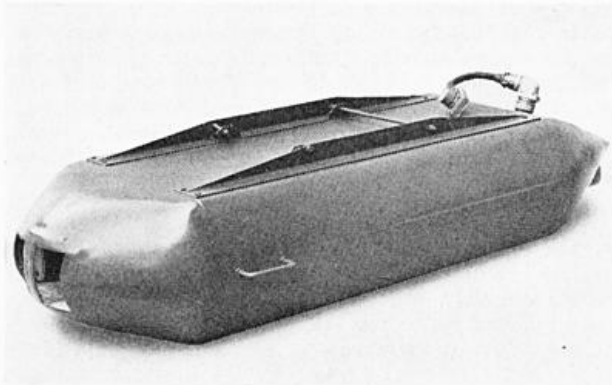


Abb. 2

Aerosol-Sammelapparatur, eingebaut in Zusatzbehälter zum Anhängen an das Meßflugzeug.

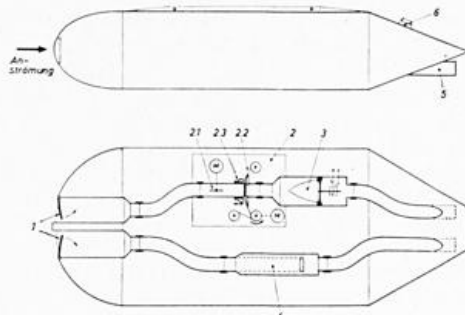


Abb. 3

Schematische Darstellung der Filterapparatur lt. Bild 2

- | | |
|---------------------------------|---|
| 1 Lufterinlauf-Klappen | 4 zylindrisches Filter für Gamma-Messungen |
| 2 Filterwechsler | 5 Luftaustritt |
| 2.1 Klappenventil | 6 elektrischer Anschluß für Fernbedienung und Übertragung von Meßwerten |
| 2.2 Filterband | M Stellmotore |
| 2.3 Filterarretierung | |
| 3 Ringspalt-Flügelradanemometer | |

Das Prinzip ist also verhältnismäßig einfach; schwierig wird die Entwicklung einer solchen Anordnung erst durch die Forderung, daß sie auch bei tiefen Temperaturen und bei Vereisung noch einwandfrei funktionieren, d. h., daß z. B. die Filterabdichtung einwandfrei schließen muß. Es mußten hierfür verschiedene in diesem Schema nicht berücksichtigte Vorkehrungen getroffen werden, auf die an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden kann.

Abbildung 4 zeigt eine Innenansicht des Hauptteils der Anordnung. Abbildung 5 ist das Höhendigramm eines Meßfluges, bei dem hintereinander Aerosol in fünf

Schichten gesammelt wurde. Die Zeitdauer einer Filterexposition richtet sich nach der in der betreffenden Höhe zu erwartenden spezifischen Radioaktivität.

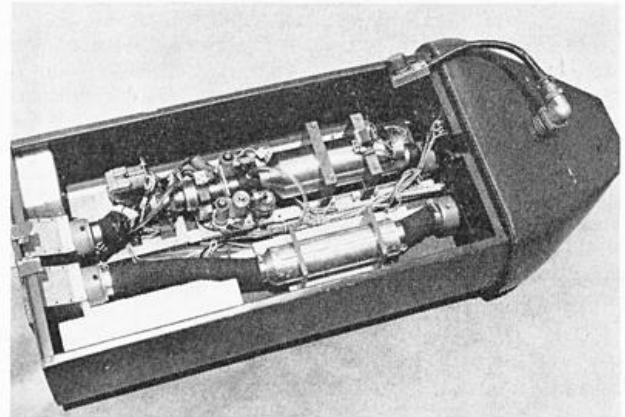


Abb. 4

Innenansicht vom Hauptteil der Filterapparatur lt. Abb. 2.

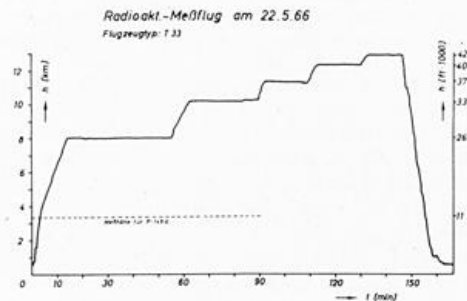


Abb. 5

Höhen-Zeit-Diagramm eines Meßfluges zur Untersuchung von fünf Höhengschichten

Auswertung

Die Berechnung der spezifischen Aktivität erfolgt, sofern das Filter nur in Meßhöhe exponiert wird, unter Anwendung der angegebenen Gleichung. Bei Auswertung von Flügen mit offener Filterhalterung muß die bei Auf- und Abstieg aufgesammelte Radioaktivität mit berücksichtigt, d. h. im Prinzip von der Filter-Gesamtaktivität abgezogen werden. Hierfür wurde ein spezielles Näherungsverfahren abgeleitet, das von einer angenommenen bestimmten Form der Höhenverteilungskurve ausgeht und hieraus, aus den Flugdaten und einer Filter-Eichkurve den relativen Anteil der bei Steig- und Sinkflug gesammelten Aktivität an der Filter-Gesamtaktivität zu berechnen gestattet.

Nach neuen Atombombentests verrät sich die Ankunft frischen radioaktiven Materials durch eine Erhöhung der Zerfallsgeschwindigkeit der gewonnenen Proben. Es lag nahe, diese Erscheinung auch quantitativ auszuwerten, d. h. aus den Zerfallskurven Angaben über die relativen Anteile der frischen an der Gesamtaktivität zu gewinnen. Eine theoretische Untersuchung des Problems im Zusammenhang mit einer rechnerischen Auswertung der Zerfallskurven einer größeren Anzahl von Proben führte zu einem graphischen Iterationsverfahren, bei dem die gemessene Zerfallskurve der zu untersuchenden Probe mit der aus der theoretischen Ausbeute der Kernspaltung berechneten Zerfallskurve des frischen Materials und der Zerfallskurve einer Probe verglichen wird, die unmittelbar vor Ankunft des frischen Materials gesammelt wurde. Hierbei müssen allerdings auch Fraktionierungseffekte sowie gegebenenfalls neutroneninduzierte Nuklide berücksichtigt werden (8).

Ergebnisse

Als Beispiel für unsere Messungen sind nachstehend einige Ergebnisse von Untersuchungen dargestellt, die im Zusammenhang mit den chinesischen Atombombentests durchgeführt wurden.

Das frische Material wurde von uns dicht unterhalb der Tropopause nach dem ersten Test erstmalig am 7., nach dem zweiten Test am 10., nach dem dritten Test am 11. und nach dem fünften Test am 10. Tag festgestellt. Die Meßwerte zeigen recht gute Übereinstimmung

mit den Ergebnissen der von FETT zur 1. und 5. Bombe durchgeführten Trajektorienberechnungen (9), (10). Abbildung 6 zeigt die nach dem 3. Test aufgenommenen Höhenprofile der spezifischen β -Aktivität, dargestellt in zwei dreidimensionalen Koordinatensystemen, getrennt nach altem und frischem Material. Werte unter 0,1 pc sind als kleine ausgefüllte Kreise dargestellt. Wie man sieht, liegt das Maximum der Aktivität mehrere Tage in einer Höhe von etwa 12 000 m. Hier bewirkte das frische Material am 21. 5. einen Anstieg um zwei Größenordnungen. Der Wert liegt bei 1490 pc/Nm³ (11).

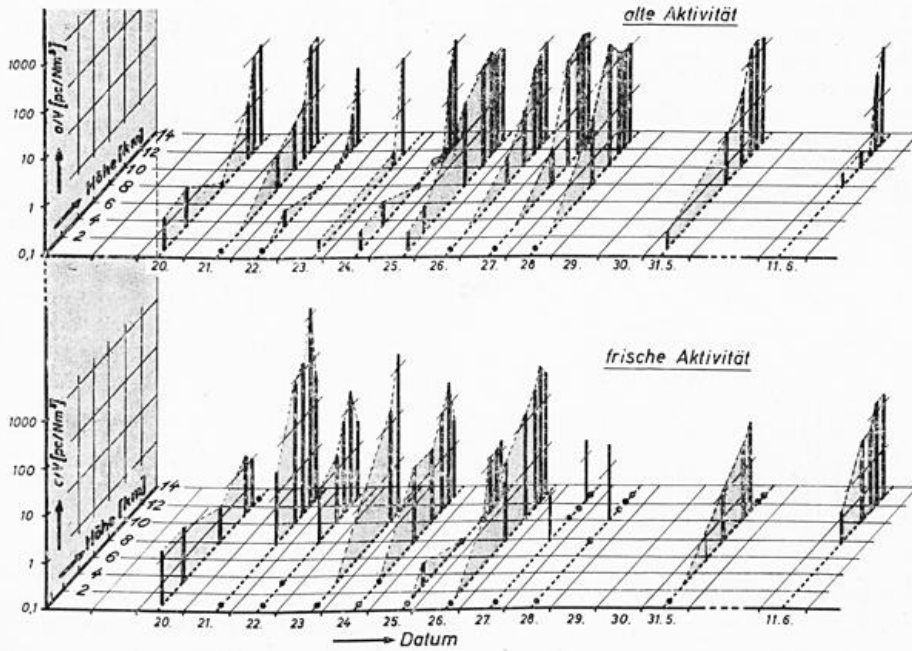


Abb. 6
Höhenprofile der spezifischen Beta-Aktivität der Luft beim Durchzug frischer radioaktiver Schwaden nach dem 3. chines. Atomwaffentest

Abbildung 7 zeigt ein entsprechendes Diagramm, das die Verhältnisse nach dem 5. Test veranschaulicht. Es ist zu beachten, daß hier im Gegensatz zu Abbildung 6 die

Ordinatenwerte mit 0,01 beginnen. Der höchste Wert wurde am 7. 1. in einer Höhe von ca. 10 km gemessen.

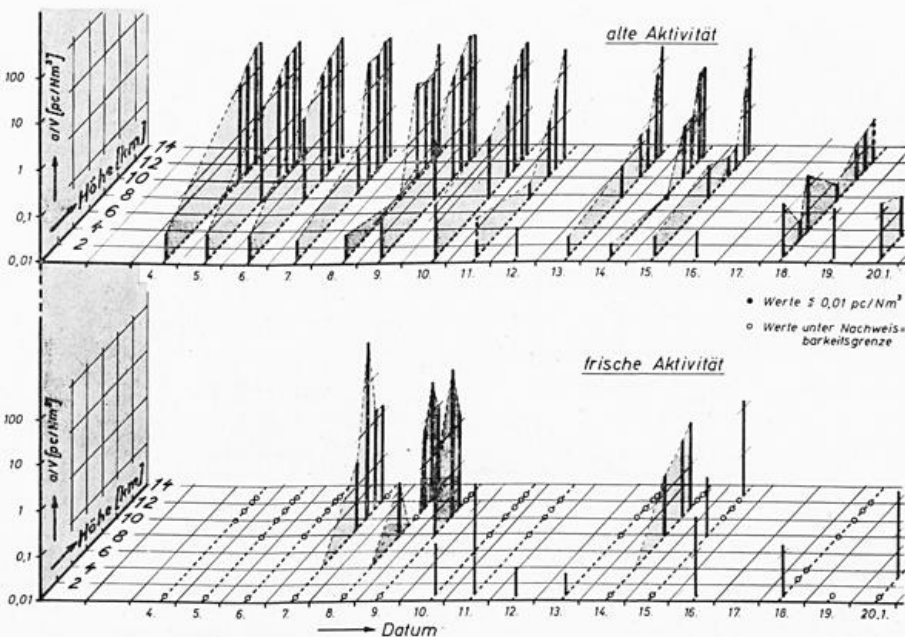


Abb. 7
Höhenprofile der spezifischen Beta-Aktivität der Luft beim Durchzug frischer radioaktiver Schwaden nach dem 5. chines. Atomwaffentest

Der Wert lag etwa um den Faktor 70 über dem in den vorhergehenden 2 Wochen gemessenen Durchschnittswert. In der Zeit vom 10. — 13. 1. blieben die untersuchten Schichten der freien Atmosphäre frei von frischem radioaktivem Material, was sich mit speziellen Strömungsverhältnissen erklären läßt. Erst am 14. bis 15. wurde wieder frisches Material festgestellt, allerdings in erheblich schwächerer Konzentration. Im Gegensatz zur letzten Zeitstellung zeigt sich hier zwischen der Nachweisbarkeit von frischem Material am Boden und derjenigen in höheren Luftschichten eine Verzögerung von 2 — 3 Tagen.

Abbildung 8 zeigt für die Meßserie nach der 5. Bombe als Funktion der Höhe aufgetragen die Mittelwerte und Maxima der spezifischen Beta-Aktivität alten Materials, und zwar für den Zeitraum vom 4. — 18. 1. 1967. Eingetragen ist ferner für die einzelnen Höhen das Maximum der Gesamtaktivität bei Anwesenheit frischen Materials. Wie man sieht, ist eine markante Erhöhung der Gesamtaktivität infolge des Durchzugs frischer Schwaden nur in Bodennähe und in einer Höhe von ca. 10 km festzustellen.

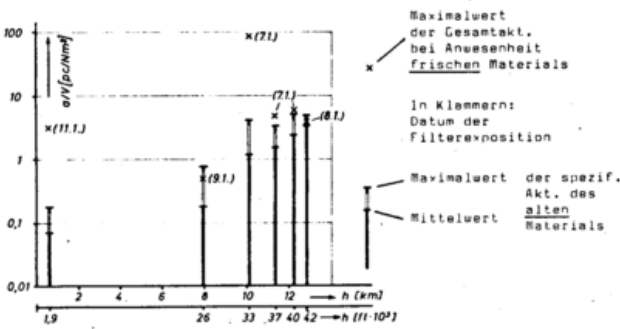


Abb. 8

Mittelwerte und Maxima der spezifischen Beta-Aktivität der Luft nach dem 5. chines. Atomwaffentest

Durch gamma-spektrometrische Untersuchungen wurde die Ankunft des frischen Materials durch die markanten Peaks der bekannten Isotope

$^{132}\text{Te} \rightarrow ^{132}\text{I}$
 ^{131}I
 ^{147}Nd
 $^{140}\text{Ba} \rightarrow ^{140}\text{La}$

^{141}Ce
 $^{103}\text{Ru} \rightarrow ^{103m}\text{Rh}$
 $^{95}\text{Zr} \rightarrow ^{95}\text{Nb}$

festgestellt.

Diese Ergebnisse wurden durch Bestimmung der Halbwertszeiten aufgrund einer Verfolgung der Peaks über mehrere Wochen gesichert.

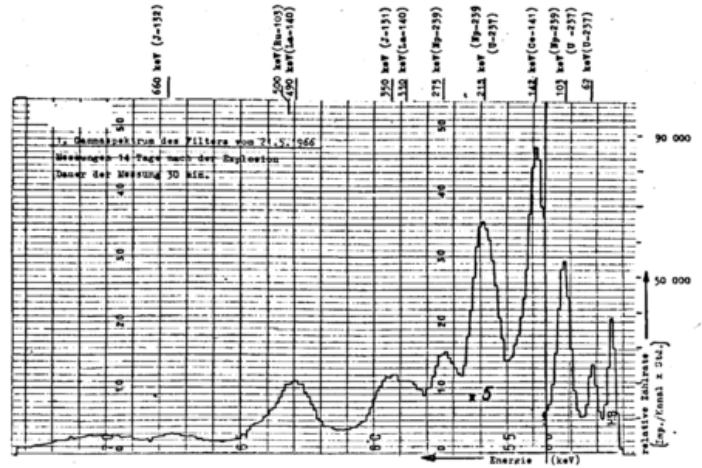


Abb. 9

Gamma-Spektrum eines Filters mit radioaktivem Material von der 3. chines. Atombombe

Abbildung 9 zeigt ein Gamma-Spektrum einer Probe mit radioaktivem Material der 3. Bombe. Außer Peaks von frischen Spaltprodukten treten hier sehr deutlich Peaks von den Kernaufbauprodukten ^{239}Np und ^{237}U auf. Wie man erkennt, wird durch diese Produkte der weitaus größte Teil der Gamma-Aktivität geliefert. Da beide Isotope aus ^{233}U durch Einwirkung von schnellen Neutronen entstehen, die bei Fusionsprozessen erzeugt werden, konnten wir schließen, daß die Bombe einen thermonuklearen Anteil und ^{238}U vermutlich in Form eines Mantels enthielt (11).

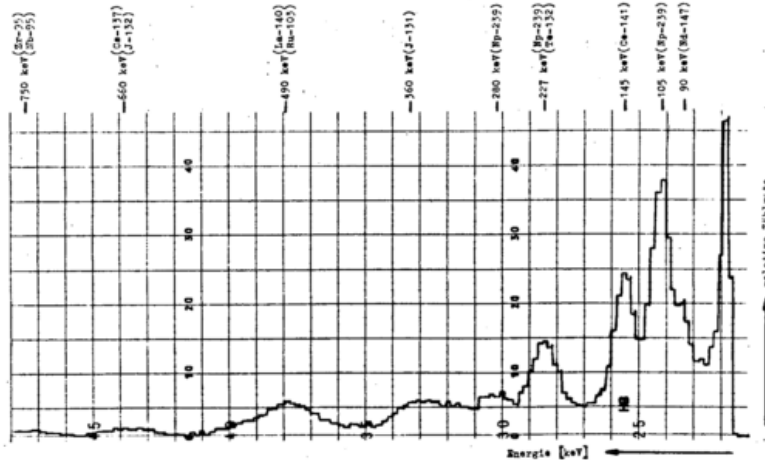


Abb. 10

Gamma-Spektrum eines Filters mit radioaktivem Material von der 5. chines. Atombombe

Abbildung 10 ist ein ähnliches Diagramm von einem Filter aus unserer Meßreihe zur 5. Bombe. Es war ebenfalls ^{239}Np , ^{237}U dagegen nicht mit Sicherheit nachzuweisen. Es handelt sich ebenfalls um eine Bombe mit

thermonuklearem Anteil, der Anteil der Kernaufbauprodukte an der Gesamtaktivität ist hier jedoch erheblich geringer.

Literatur

- (1) MÜLLER, H. G.: Die Radioaktivität in der freien Atmosphäre. Vortrag Funkortungstagung Berlin, Mai 1958.
- (2) SCHUSTER, H.: Untersuchung des Abscheidegrades von Faserfiltern unter besonderer Berücksichtigung radioaktiver Aerosole. DLR-FB 67-35.
- (3) ZUMACH, W.: Abscheidung radioaktiver Aerosole mit Faserfiltern. Atompraxis 3 (1957) S. 377.
- (4) LANGMUIR, I.; BLODGETT, K. B.: General Electric Research Laboratory, Schenectady, N. Y., Rept. RL-225, 1944-45.
- (5) Second special report on the High Altitude Sampling Program (HASP). DASA 539 B (1961).
- (6) DAHLEM, TH.; PAFFRATH, D.: Über einige Methoden der Durchsatzmessung an Schwebstoff-Abscheidern für Meßflüge in großen Höhen in der freien Atmosphäre. DRL FB 64-33.
- (7) DAHLEM, TH.; PAFFRATH, D.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen an einem Flügelrad-Anemometer. DLR FB 66-07.
- (8) PAFFRATH, D.; PETERS, W.: Untersuchungen zur Analyse von Beta-Zerfallskurven radioaktiver Aerosole nach Atombombentests. Vortrag zur Arbeitstagung Schwebstofftechnik, Universität Mainz, Okt. 1967.
- (9) FETT, W.: Erster Durchzug der Spaltprodukte des rotchinesischen Atombombentests vom 16. Oktober 1964 über Berlin. Berliner Wetterkarte, Beilage 20/65, SO 6/65.
- (10) FETT, W.: Radioaktivitätssondierung im Zusammenhang mit dem 5. rotchinesischen Atombombentest vom 28. 12. 1966. Berliner Wetterkarte, Beilage 57/67, SO 17/67.
- (11) FISCHER, H.-F.; PAFFRATH, D.; PETERS, W.: Messungen der Radioaktivität in verschiedenen Höhen der Atmosphäre beim Durchzug von Schwaden frischer Spaltprodukte. Atompraxis 13 (1967) S. 10.

DK 551.510.41 : 551.503.91

The size distribution of nitrate and soluble calcium particles

by

E. MÉSZÁROS

Abstract

The size distributions of nitrate and soluble calcium particles were investigated by means of a multiple stage impactor backed up by polystyrene filters and by colorimetric chemical methods. It was found that an important fraction of nitrate particles is in the range of large particles, while the majority of soluble calcium particles may be detected in the AITKEN size range.

Zusammenfassung

Die Größenverteilung von Nitrat- und wasserlöslichen Calcium-Teilchen wurde mit einem mehrstufigen, mit Polystyren-Filtern ausgestatteten Verdichter und mit colorimetrischen chemischen Methoden geprüft. Das Resultat unserer Prüfungen ergab, daß sich der wesentliche Teil der Nitrat-Teilchen im Bereich der großen Partikeln befindet, und die Mehrheit der wasserlöslichen Calcium-Teilchen im Bereich der AITKEN-Partikeln vorzufinden ist.

Introduction

The size distribution of water soluble particles are of interest for many problems in air chemistry and cloud physics. In a previous paper (MÉSZÁROS (5)) the size distribution of ammonium, sulfate and chloride particles was published and some estimations were made on the possible origin of these particles. In this work, however, some results on the size distribution of nitrate and soluble calcium particles are presented.

Experimental procedure

Atmospheric particles were collected with the help of a Casella cascade impactor (on clean glass slides) backed up by polystyrene filters (SHEDLOVSKY and PAISLEY (6)). This sampler was operated at 2 m above ground level in the garden of the Aerological Observatory of Budapest and was protected against precipitations. Usually the suction rate was 2m³/h. Assuming a particle density of 1,5 g/cm³, the particle classification by the sampling device is as follows (MAY (3)):

1 stage: $r > 3,4 \mu$
2 stage: $3,4 > r > 1,0 \mu$
3 stage: $1,0 > r > 0,43 \mu$
4 stage: $0,43 > r > 0,13 \mu$
5 stage: $r < 0,13 \mu$.

The collection efficiency of these very clean polystyrene filters in the AITKEN range was determined by using two filters placed in the sampler one after the other successively. The mass concentrations of nitrate and soluble calcium were measured after the sampling on each filter. It was found, according to three sample (nine days), that the collection efficiency for nitrate particles is 77%, while it is 63% for calcium particles. These values were considered in the calculation of the concentration of these materials in the AITKEN size range (5 stage).

The sampling periods were three days, but it is to be noted that impactor slides and filters were changed daily.

After the completion of a sampling period, all stages were washed with 25 ml of distilled water. The obtained solutions were filtered and analysed by colorimetric methods using a Spectromom 360 type spectrophotometer. Colorimetric determination of nitrates was based on the nitration of salycil acid with nitric acid in a medium diluted with sulfuric acid (MACKU et al. (2)), while calcium ions were tested by ammonium purpurate by means of a method similar to that proposed by WILLIAMS and MOSER (7), (MÉSZÁROS (4)). The minimum measurable concentration of both ions in the solution is about 0,05 µg/ml, which gives an about 0,008 µg/m³ for a 150 m³ sample of air.

Results

Ten samples were taken during the time June 4 to July 4, 1968, which was a very hot, dry anticyclonal weather period in Hungary. The mean fraction of ions, mentioned above, in terms of percentage of the total mass (last line) is given in table 1 for the different stages of the sampler. One can see that in the cases of both ions the largest fraction was found on the filter samples. On the other hand, the relative amounts of these substances on the first two stages (giant particles) are about the same. At the same time there is an important difference between the two types of ions, namely the majority of nitrates is in the large size range, while a substantial part of the soluble calcium was detected in the range of AITKEN particles. In the case of nitrates the range $0,43 > r > 0,13 \mu$ is very important.

Comparing the results of table 1 with those gained earlier for other soluble particles (MÉSZÁROS (5)), one can remark the followings. In the range of giant particles the chlorides have the largest relative amount

Table 1

Mean fractions of the mass of nitrate and soluble calcium particles on the different stages of the sampler.

Stage	NO ₃ %	Ca** %	Size range
1	6	8	Giant
2	17	11	
3	18	13	Large
4	29	17	
5	30	51	AITKEN
Σ μ g/m ³	1,0	0,73	Total

(probably because of their partial maritime origin), while the sulfates and the ammonium have the smallest one. In the large size range the relative amount of all ions, except calcium, is very similar (45—50%).

One of the most surprising results of these researches is the fact that in the AITKEN range the calcium ions have the largest relative amount. One can generally suppose that particles having a radius smaller than 0,1 μ, may be generated by some gaseous reactions. In the case of soluble calcium, however, this presumption can not be valid. In a previous paper (MÉSZÁROS (4)) some experimental evidences were presented suggesting that during the summer half-year the soluble calcium particles form directly from insoluble calcium particles in the range $r > 0,3 \mu$. If this hypothesis is also acceptable for smaller particles, it is perhaps not meaningless to suppose that small insoluble calcium particles, the surface of which being relative large, may be converted into soluble particles more easily. As for the composition of soluble calcium particles, it is to be noted that no relation was found in the variation in time of the mass concentration of soluble calcium and nitrate particles.

It is well known that, according to the results of JUNGE (1) obtained by an impactor having two stages, the quantity of nitrates in the giant size range is higher than in the range of large particles. The results presented in this paper do not support this finding, but it must be taken into consideration that JUNGE has obtained this result at maritime or coastal conditions. Thus it seems probable that in a continental area nitrate particles may be formed also by an other way than in maritime or coastal conditions. It is not possible, however, to estimate this mechanism alone by the help of the presented findings.

Concluding remarks

These results and the findings reported earlier (MÉSZÁROS (5)) suggest that an important part of water soluble materials may be detected in the AITKEN size range. By the help of the obtained data it was possible to make some estimations on the origin and composition of water soluble particles, but there are still many open questions. Much more researches are needed in the future for the solution of these problems. It would be particularly important to determine the size distribution of these particles at the higher levels of the atmosphere. The investigation of ammonium and sulfate particles seems to be the most important, because, according to our results, the absolute quantity of these substances is the largest even in the Aitken size range comparing with that of other ions. This statement is a support of the results obtained by JUNGE (1) and his co-workers measuring the chemical composition of larger aerosol particles in the troposphere and stratosphere.

Acknowledgement

The polystyrene filters were a gift of Dr. J. P. SHEDLOVSKY (N. C. A. R., Boulder, Colorado, U. S. A.), the Casella impactor was lent by Mr. J. SCHNÖRCH (Research Institute of the Electric Power Industry of Budapest), while the chemical analyses were made by Mrs. E. HUMPF (Meteorological Institute of Budapest).

References

- (1) JUNGE, C. E.: Air chemistry and radioactivity. New York, London (1963).
- (2) MACKU, M.; PODZIMEK, J.; ŠRÁMEK, L.: Results of chemical analyses of precipitation collected on territory of Czechoslovak Republic in IGY. Geofys. Sbornik Nr. 124 (1959) pp. 441—519.
- (3) MAY, K. R.: The Cascade Impactor: an instrument for sampling coarse aerosols. J. Sci. Instrum. 22 (1945) pp. 187—195.
- (4) MÉSZÁROS, E.: On the origin and composition of atmospheric calcium compounds. Tellus 18 (1966) pp. 262—265.
- (5) MÉSZÁROS, E.: On the size distribution of water soluble particles in the atmosphere. Tellus 20 (1968) pp. 443—448.
- (6) SHEDLOVSKY, J. P.; PAISLEY, S.: On the meteoritic component of stratospheric aerosols. Tellus 18 (1966) pp. 499—503.
- (7) WILLIAMS, M. B.; MOSER, J. H.: Colorimetric determination of calcium with ammonium purpurate. An. Chem. 25 (1953) pp. 1414—1417.

DK 551.510.42:551.508.91

Untersuchungen über das Größenwachstum natürlicher Aerosolteilchen mit der relativen Feuchte nach einer Wägemethode

von

PETER WINKLER

Abstract:

According to the concept of mixed aerosol particles are composed of a mixture of water insoluble and soluble matter. The lowering of the vapor pressure due to the soluble fraction which consists primarily of salts results in a growth of aerosol particles for relative humidities below 100%.

For studying the growth as a function of relative humidity a special microbalance was developed with a sensitivity of $0.5 \mu\text{g}$. Since the mass varies with the third power of the radius even small changes in size can be accurately determined. The humidity range investigated was 40 to 95%, the lower size limit of the particles studied was about 0.1μ radius.

Results of particle growth for samples of natural aerosols from Mainz, Helgoland and Deuselbach/Hunsrück are presented. The relation between particle growth, origin of the air mass, and the different behaviour of large and giant particles are discussed.

Preliminary studies of the growth of mixtures the several salts in comparison with measurements show, that it is not yet possible to calculate the growth function for a given composition.

Zusammenfassung:

Nach der Mischkerntheorie bestehen Aerosolteilchen aus wasserunlöslichem und wasserlöslichem Material. Die Dampfdruckerniedrigung des im wesentlichen aus Salzen bestehenden wasserlöslichen Anteils bewirkt ein Anwachsen der Aerosolteilchen unterhalb 100% relativer Luftfeuchte.

Zur Messung dieses Wachstums als Funktion der relativen Feuchte wurde eine Mikrowaage mit einer Empfindlichkeit von $0,5 \mu\text{g}$ entwickelt. Meßgröße ist die Masse, deren Abhängigkeit von der dritten Potenz des Radius' kleine Größenänderungen noch genau zu erfassen erlaubt. Der untersuchte Feuchtebereich liegt zwischen 40 und 95%, die untere Grenze der untersuchten Teilchen bei $0,1 \mu$ Radius.

Ergebnisse von Wachstumsmessungen an Proben natürlicher Aerosolteilchen in Mainz, Helgoland und Deuselbach im Hunsrück werden gezeigt und Zusammenhänge zwischen Wachstumsverhalten und Luftmassenherkunft sowie unterschiedliches Verhalten von großen und Riesen-Teilchen diskutiert.

Vorläufige Untersuchungen des Wachstums mehrkomponentiger Salzgemische zeigen durch den Vergleich mit Messungen, daß eine Berechnung des Wachstums aus der Kenntnis der chemischen Zusammensetzung der Proben noch nicht möglich ist.

Theoretisch wurde das Wachstum von Aerosolteilchen aus reinem Salz von KÖHLER (5) behandelt; nach JUNGE (3) sind natürliche Aerosolteilchen Mischungen aus wasserlöslichen und wasserunlöslichen Bestandteilen. Eine Theorie für das Wachstum derartiger Teilchen bereitet große Schwierigkeiten, so daß Messungen unumgänglich werden.

Seither wurden solche Messungen von JUNGE (2), (3) und von ORR u. a. (7) durchgeführt. Bei diesen Untersuchungen wurden die Teilchen im Mikroskop ausgemessen oder ihre Größe aus ihrer elektrischen Beweglichkeit erschlossen. Die hier beschriebene Methode dient der Messung des Massenwachstums. Da die Meßgröße, nämlich die Masse, mit der dritten Potenz des Radius variiert, können sehr kleine Radiusänderungen

noch genau erfaßt werden. Außerdem kann durch eine einzige Messung ein repräsentativer Mittelwert erhalten werden.

Meßprinzip

Eine einfache und empfindliche Waage ist die sogenannte Stabfederwaage. Ein dünner Glasfaden (ϕ 0.13 mm) wird an einem Ende fest eingespannt und die Probe am freien Ende angehängt. Die Auslenkung wird mit einem Mikroskop gemessen. Die Eichung ergab strenge Linearität zwischen Belastung und Ausschlag im interessierenden Anzeigebereich. Die Standardabweichung beträgt etwa $0.2 \mu\text{g}$, so daß Massendifferenzen von $0.5 \mu\text{g}$ noch erfaßt werden können.

Die Waage befindet sich in einer abgeschlossenen Kammer, durch welche Luft verschiedener relativer Feuchte geleitet werden kann (vgl. Abb. 1). Zur Her-

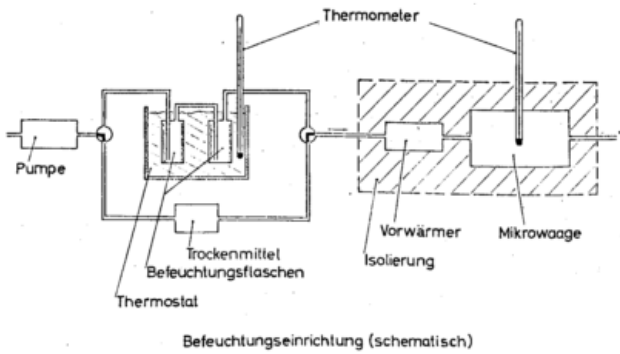
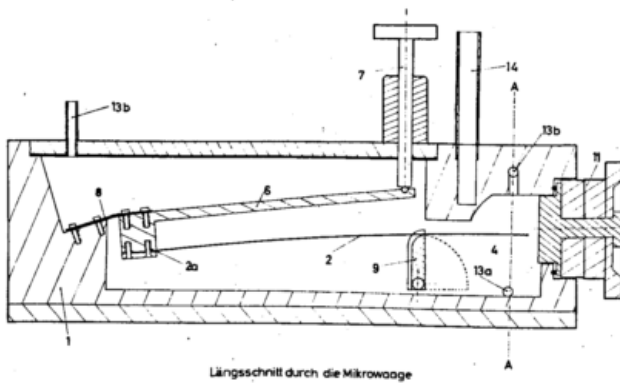


Abb. 1 Schemazeichnung der Mikrowaage und Befeuchtungsanlage.

stellung von Luft definierter Feuchte befinden sich im Wasserbad eines Thermostaten zwei hintereinandergeschaltete, mit feuchtem Fließpapier ausgekleidete Metallflaschen. Durch diese Flaschen wird Luft gepumpt (~ 10 l/h), die sich bei der Thermostattemperatur mit Wasserdampf (Dampfdruck e) sättigt. Anschließend gelangt die Luft über einen Vorwärmer in die auf höherer Temperatur befindliche Mikrowaage. Die Waagetemperatur legt den Sättigungsdampfdruck (E) fest. Das Verhältnis der beiden so bestimmten Dampfdrucke e/E ergibt die relative Feuchte in der Waage. Die relative Feuchte kann auf diese Art auf $\leq 1\%$ genau bestimmt werden.

Außer Wägefehler und Feuchtefehler können Nullpunktswanderung und Adsorption von Wasserdampf an Waagebalken und Wägeplättchen die Messungen beeinflussen. Diese Fehler können jedoch durch geeignete Meßvorschrift kleingehalten und rechnerisch berücksichtigt werden.

Mit der Waage werden nicht Einzelteilchen, sondern Proben von Aerosolteilchen untersucht, wodurch mittlere Wachstumskurven gewonnen werden. Die Proben werden in einem Düsenimpaktor auf dünne Aluminiumfolieplättchen abgeschieden, die gleichzeitig als Wägeplättchen dienen.

Eine Kontrollmöglichkeit für die Funktionsweise der Mikrowaage bot sich durch Nachmessen bekannter Salzwachstumskurven. Für zwei Salze, NaCl und KCl wurden aus Sprühaerosolen Proben hergestellt und für diese die Wachstumskurven bestimmt. In Abbildung 2 sind die ausgezogenen Linien berechnet, die eingetragenen Punkte sind mit der Mikrowaage gewonnene Meßpunkte. Zwischen Messung und Rechnung besteht gute Übereinstimmung. Der scharfe Sprung im Wachstum bei steigender Feuchte rührt jeweils vom Phasenwechsel des trockenen Salzes zur gesättigten Lösung her. Bei sinkender Feuchte (gestrichelt) tritt zunächst kein

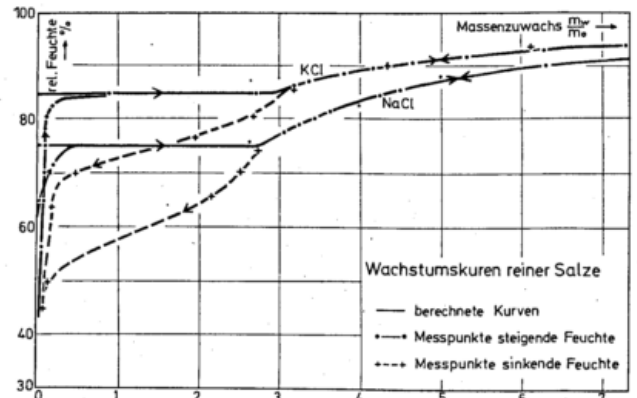


Abb. 2 Wachstumskurven von NaCl und KCl.

Auskristallisieren der Probe beim Unterschreiten der kritischen Feuchte ein. Jedoch erwies sich dieser Kurvenast nicht als reproduzierbar, sondern in seinem Verlauf als zeitabhängig. Er soll daher nicht weiter diskutiert werden.

Meßergebnisse

Nach Entwicklung der Methode wurden im Jahre 1965/66 an entsprechend gewählten Orten versucht, typische Wachstumskurven atmosphärischer Aerosolteilchen zu erhalten: in Mainz (kontinentales, anthropogen stark beeinflusstes Aerosol), in Deuselbach (kontinentales, anthropogen schwach beeinflusstes Aerosol) und auf Helgoland (maritimes Aerosol). Dabei wurden jeweils geeignete Wetterlagen ausgesucht.

Eine nahezu bei allen Proben auftretende Erscheinung war der Hysteresiseffekt, d. h., die bei steigender und sinkender Feuchte aufgenommenen Kurven waren nicht identisch, sondern die Proben wiesen bei sinkender Feuchte einen höheren Wassergehalt auf (Abb. 3). Fol-

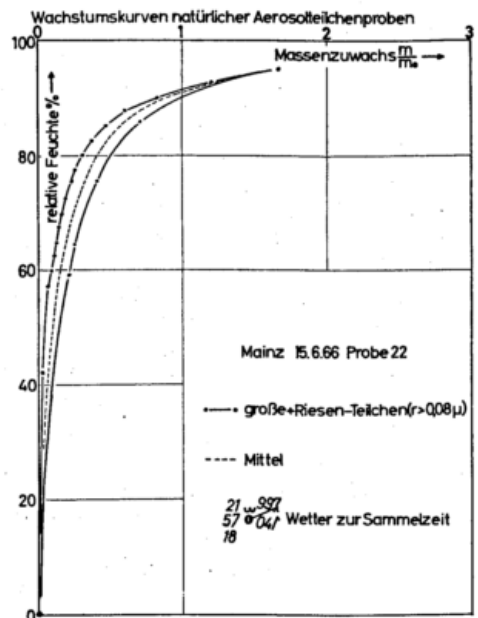


Abb. 3 Beispiel einer Wachstumskurve von natürlichem Aerosol zur Demonstration des Hysteresiseffektes.

gende Ursachen können für diesen Effekt verantwortlich sein:

1. Entstehen von übersättigten Lösungen;
2. in der Aerosolteilchenprobe vorhandene Tröpfchen organischer Substanzen können sich während der Be-

feuchtung über die Probe ausbreiten, eine „Ölhaut“ bilden und den anschließenden Verdampfungsvorgang behindern;

3. der in der Probe bestehende Porenraum kann ebenfalls eine Hysterisis erzeugen.

Die Hysterisiserzeugung durch einen Porenraum wurde von FUKUTA (1) beschrieben. Nach der THOMSONSchen Formel für den Dampfdruck über gekrümmten Flächen übt eine Pore eine dampfdruckerniedrigende Wirkung aus. Besteht die Pore aus einer feinen Röhre mit einer Erweiterung und engem Ausgang, so beginnt sich die Pore mit Wasser zu füllen bei einem Dampfdruck, der dem engen Porenradius entspricht. In der Erweiterung läßt dieser Effekt nach, bis die Stelle erreicht ist, wo der Radius wieder kleiner wird. Von hier ab füllt sich die Pore sofort gänzlich mit Wasser. Umgekehrt kann aber bei der Verdampfung das Wasser erst

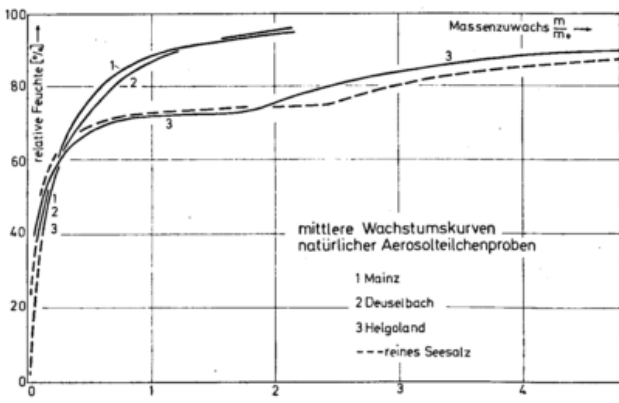


Abb. 4
Mittlere Wachstumskurven von natürlichem Aerosol für Mainz, Deuselbach (Hunsrück) und Helgoland.

aus der Pore entweichen bei dem Dampfdruck, der dem engen Porenzugang entspricht. Auf diese Weise entsteht eine Hysterisis. Die zurückgehaltene Wassermenge beträgt 5—10% der Gesamtmasse. Aus der gemessenen Hysterisis läßt sich mittels der THOMSONSchen Formel ein „mittlerer Porenradius“ berechnen, der sich zu ein bis zwei Größenordnungen niedriger ergibt als der Radius der Teilchen, die den Porenraum bilden. Es sind jedoch weitere Versuche notwendig, um die Wirkung des Porenraumes endgültig zu klären.

Die beiden andern hysteresiserzeugenden Effekte (Ölhaut und Übersättigung) werden in ihrer Bedeutung für geringer erachtet. In beiden Fällen müßte die Hysterisis einem zeitlichen Gang unterliegen, der jedoch nur beobachtet wurde, wenn die Probe nur aus wasserlöslichem Material bestand.

Die Messung von Wachstumskurven an den drei oben genannten Orten erlaubt Aussagen über Zusammenhänge zwischen Luftmasse und Wachstumsverhalten. Abbildung 4 gibt die mittleren Wachstumskurven der drei Meßorte wieder. Während sich die Kurven 1 und 2 (kontinentale Luftmassen) weitgehend ähneln, weist Kurve 3 bei 75% rF einen Sprung im Wachstum auf, der auf den hohen Seesalzanteil im maritimen Aerosol zurückzuführen ist. Zum Vergleich ist die Wachstumskurve für reines Seesalz gestrichelt eingezeichnet. Die Form der Wachstumskurve gibt daher Aufschluß über den maritimen oder kontinentalen Charakter des Aerosols.

Da das Aerosol als quasikonservative Eigenschaft einer Luftmasse betrachtet werden kann, ist zu erwarten, daß auf dem Kontinent maritimes und auf dem Meer kontinentales Wachstum gefunden wird, wenn die Luftmassen

entsprechende Herkunft zeigen. Abbildung 5 gibt zwei solche Beispiele wieder. Kurve 1 zeigt das Wachstum einer in Mainz aus maritimer Luft gesammelten Probe. Der Seesalzsprung ist erkennbar, wenn er auch nicht so

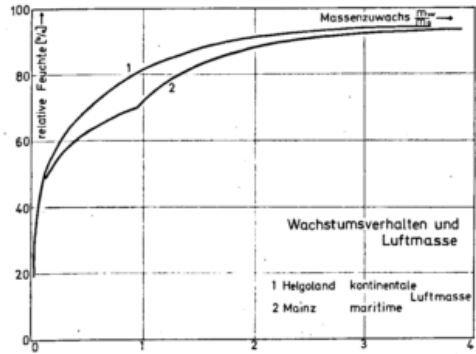


Abb. 5
Zusammenhang zwischen Luftmasse und Wachstumsverhalten.

ausgeprägt ist wie in rein maritimer Luft. Kurve 2 zeigt das Wachstum einer auf Helgoland aus kontinentaler Luftmasse gesammelten Probe. Es ist klar, daß das Aerosol Umwandlungen erleidet, sobald es sein Ursprungsgebiet verläßt. Wie MESZAROS (6) gezeigt hat, verarmt z. B. Chlorid einer maritimen Luftmasse in der bodennahen Luftschicht rasch. Den eigenen Beobachtungen zufolge entsprach das Wachstum der Aerosolteilchen nur dann dem Luftmasstyp, wenn die Advektion der Luftmasse aus ihrem Ursprungsort so rasch erfolgte, so daß sie auch in Bodennähe noch ihre ursprünglichen Charakteristika bewahren konnte.

Ferner wurde das Wachstum getrennt nach Größenbereichen untersucht. Große Teilchen ($0.1 \leq r \leq 1 \mu$) und Riesenteilchen ($r > 1 \mu$) weisen eine verschiedene chemische Zusammensetzung auf, so daß auch im Wachstum Unterschiede zu erwarten sind. Abbildung 6

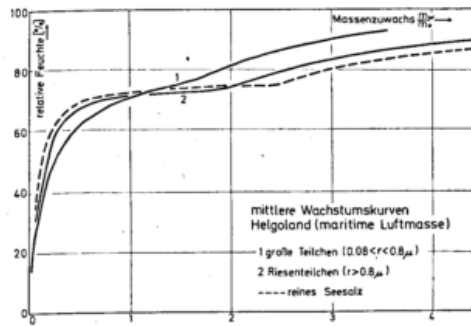


Abb. 6
Helgoland: Wachstum von großen — und Riesen-Teilchen.

gibt für Helgoland die entsprechenden Wachstumskurven wieder. Wie man sieht, ist der Seesalzsprung am ausgeprägtesten bei den Riesenteilchen, in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen (WOODCOCK (8)), nach denen das in den Aerosolteilchen gefundene Seesalz hauptsächlich auf die Riesenteilchen konzentriert ist. Die großen Teilchen zeigen ein Wachstum ähnlich dem einer kontinentalen Probe mit einer noch merklichen Seesalzkomponente. Das entspricht dem JUNGESchen Modell der Zusammensetzung des maritimen Aerosols aus einem kontinentalen Restaerosol überlagert vom rein maritimen Aerosol im Riesenteilchenbereich. Abbildung 7 zeigt die entsprechenden Wachstumskurven der beiden Teilchenbereiche für Deuselbach, also für Proben mit kontinentalem Charakter. Die Wachstumskurven der beiden Teilchenbereiche ähneln einander, aber auch hier wachsen die Riesenteilchen im Mittel etwas stärker als die großen Teilchen.

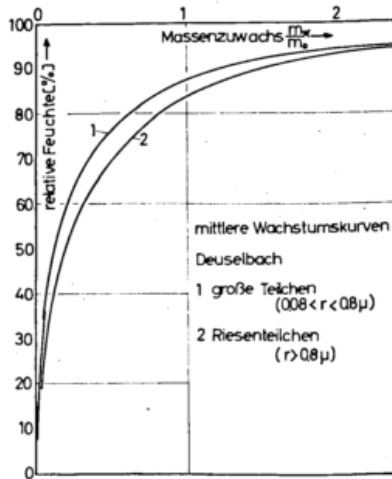


Abb. 7

Deuselbach: Wachstum von großen — und Riesen-Teilchen.

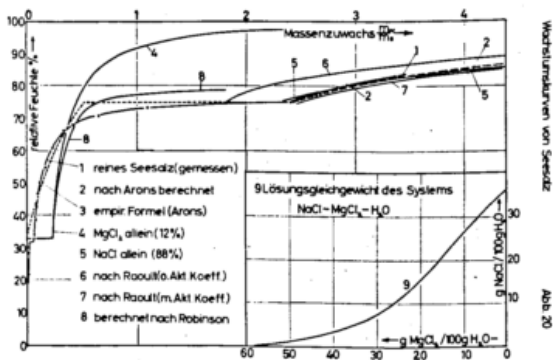


Abb. 8

Wachstum von reinem Seesalz und seiner Komponenten.

Am Beispiel der Wachstumskurve von reinem Seesalz (Abb. 8) sollen noch einige Probleme erläutert werden. Kurve 1 ist die Wachstumskurve von reinem Seesalz, erstmals mit der Mikrowaage über den gesamten Feuchtebereich gemessen. Seesalz kann in erster Näherung betrachtet werden als binäres Gemisch aus NaCl (88%) und MgCl₂ (12%). Kurve 5 ist die Wachstumskurve der reinen NaCl-Komponente, Kurve 4 die der reinen MgCl₂-Komponente. MgCl₂ geht bei einer relativen Feuchte von 33% in Lösung. Dieser Sprung kann auch beim Seesalz noch festgestellt werden, wenn er

auch stark gedämpft ist. Der Grund dafür ist in einer Löslichkeitsbeeinflussung der beiden Salze zu suchen. Ein zweiter Sprung liegt bei etwa 75% rF und ist auf die NaCl-Komponente zurückzuführen. Die Löslichkeitsbeeinflussung hat insbesondere die Folge, daß die Komponenten nicht so wachsen, als wenn sie allein vorhanden wären. Daher setzt sich die Wachstumskurve des Salzgemisches keineswegs additiv aus den Wachstumskurven der Komponenten zusammen.

Es ergibt sich nun hieraus die Frage, in welcher Weise sich die Wachstumskurve eines Salzes ändert, wenn eine zweite, dritte und weitere Komponenten zugefügt werden. Ziel dabei ist es, festzustellen, ob bei genügend hoher Komponentenzahl Sprünge im Wachstum überhaupt nicht mehr auftreten, so wie es beim natürlichen Aerosol gefunden wird.

Diese Arbeit wurde als Diplomarbeit am Meteorologischen Institut der Universität Mainz unter der Leitung von Prof. Dr. C. JUNGE durchgeführt.

Literatur

- (1) FUKUTA, N.: Activation of atmospheric particles as ice nuclei in cold and dry air. *J. Atmosph. Sci.* 23 (1966) S. 741—750.
- (2) JUNGE, C.: Das Größenwachstum der Kondensationskerne mit der relativen Feuchte. *Ann. Meteor.* 3 (1950) S. 129—135.
- (3) JUNGE, C.: Das Größenwachstum der Aitkenkerne. *Ber. Dt. Wetterd. US-Zone* Nr. 38 (1952) S. 264—267.
- (4) JUNGE, C.: *Air chemistry and radioactivity*. New York (1963).
- (5) KÖHLER, H.: The nucleus in and the growth of hygroscopic droplets. *Trans. Faraday Soc.* 32 (1936) S. 1152.
- (6) MESZAROS, E.: Réparation vertical de la concentration des particules de chlorures dans les basses couches de l'atmosphère. *J. Rech. atmosph.* 2 (1964) S. 1—10.
- (7) ORR, C.; HURD, K.; HENDRIX, W.: The behavior of condensation nuclei under changing humidities. *J. Meteor.* 15 (1958) S. 240—242.
- (8) WOODCOCK, A. H.: Salt nuclei in marine air as a function of altitude and wind force. *J. Meteor.* 10 (1953) S. 362—371.

DK 551.510.42 : 551.571

Messung des Realteils des mittleren Brechungsindex und der mittleren Dichte von Proben atmosphärischer Aerosolteilchen

von

GOTTFRIED HÄNEL

Zusammenfassung

Eine quantitative Methode zur gleichzeitigen Bestimmung des Realteils des mittleren Brechungsindex und der mittleren Dichte von Proben atmosphärischer Aerosolteilchen beruht auf der Anwendung der empirischen Formel für den Realteil des Brechungsindex von verdünnten Dispersionen, die von ARAGO und BIOT aufgestellt wurde. Diese Formel gilt auch für verdünnte Systeme von atmosphärischen Aerosolteilchen in Flüssigkeiten. Erste, vorläufige Messungen an atmosphärischen Aerosolteilchen, die im ersten Halbjahr 1966 in Mainz gesammelt wurden, ergaben Realteile der mittleren Brechungsindizes zwischen 1.50 und 1.63 und mittlere Dichten zwischen 1.8 gcm^{-3} und 3.4 gcm^{-3} . Die Messungen gelten für die Wellenlänge des Lichts 0.589μ , die Temperatur 23°C und die relative Luftfeuchtigkeit $f = 0.4$. Aufgrund dieser Meßergebnisse und von Messungen über die Änderung der Masse von Aerosolteilchenproben mit der relativen Luftfeuchtigkeit wurden Berechnungen durchgeführt über die Änderung des Volumens, des Realteils des mittleren Brechungsindex und der mittleren Dichte mit der relativen Luftfeuchtigkeit. Mit diesen Berechnungen sind Anhaltspunkte über das Ausmaß gewonnen worden, in dem sich Volumen, Realteil des mittleren Brechungsindex und mittlere Dichte von Proben atmosphärischer Aerosolteilchen mit der relativen Luftfeuchtigkeit ändern.

Abstract

A new method for simultaneous measurements of the real part of the mean refractive index and of the mean bulk density of atmospheric aerosol particles was developed basing on the empirical refractive index mixture rule by ARAGO and BIOT. This method was applied to atmospheric aerosol particles sampled in Mainz during 1966. The measurements were carried out at a relative humidity of 40% using monochromatic light of wavelength 0.589μ . Preliminary results for 9 samples show real parts of mean refractive indices ranging from 1.50 to 1.63 and mean bulk densities ranging from 1.8 to 3.4 gcm^{-3} . Combining these results with measurements of the mass change of samples of atmospheric aerosol particles with relative humidity we were able to determine the volume, the real part of the mean refractive index, and the mean bulk density of the aerosol samples as functions of the relative humidity.

Sollen die spektrale Extinktion der Sonnenstrahlung in der Atmosphäre oder Farbe und Intensität der Himmelsstrahlung berechnet, oder Messungen dieser Größen interpretiert werden, so sind Annahmen über den komplexen Brechungsindex, die Anzahl und die Größe der atmosphärischen Aerosolteilchen notwendig. Über Anzahl und Größe gibt es zahlreiche Untersuchungen. Es fehlen jedoch verlässliche Angaben über den komplexen Brechungsindex. Deshalb war es das Ziel der vorliegenden Arbeit, eine Methode zur Messung des Realteils des mittleren Brechungsindex von Proben atmosphärischer Aerosolteilchen zu entwickeln. Außerdem sollte seine Abhängigkeit von der relativen Luftfeuchtigkeit untersucht werden.

1. Meßmethode und Meßergebnisse

Die atmosphärischen Aerosolteilchen bestehen selten aus einem Stoff. Die einzelnen Teilchen können homogen sein oder auch Agglomerate aus verschiedenartigen sehr viel kleineren Teilchen. Die herkömmlichen Methoden zur Messung des Realteils des Brechungsindex von homogenem Material oder von einzelnen im Lichtmikroskop sichtbaren Teilchen können also nicht auf

sie angewendet werden. Vielmehr ist eine Meßmethode erforderlich, mit der eine Aussage über den Realteil des mittleren Brechungsindex von größeren Proben atmosphärischer Aerosolteilchen gewonnen werden kann. Eine Meßmethode mit den geforderten Eigenschaften beruht auf der empirischen Formel für den Realteil des Brechungsindex von Mischungen von ARAGO und BIOT. Diese Formel wird auf Mischungen von Aerosolteilchen in Flüssigkeiten angewendet.

Die empirische Formel von ARAGO und BIOT (in abgewandelter Form) lautet

$$-m \cdot n + V_1 (n_{12} - n_1) \rho = m \cdot n_{12}.$$

V_1 und n_1 sind das Volumen und der Realteil des Brechungsindex der Flüssigkeit, n_{12} ist der Realteil des Brechungsindex der Mischung, m , n und ρ sind die Masse, der Realteil des mittleren Brechungsindex und die mittlere Dichte der Aerosolteilchen. Obige Gleichung ist linear in den bei Aerosolteilchen unbekanntem Größen n und ρ . Alle anderen Größen können gemessen werden, m durch Wägung, V_1 durch Pipettieren und n_1 und n_{12} in einem ABBE-Refraktometer. Solche Messungen werden an zwei voneinander verschiedenen Mischungen mit Aerosolteilchen aus derselben Probe durchgeführt.

Dann ergeben sich zwei Gleichungen mit den Unbekannten n und ρ . Dieses Gleichungssystem kann ohne weiteres nach ihnen aufgelöst werden. Damit ist die Meßmethode für den Realteil des mittleren Brechungsindex von Proben atmosphärischer Aerosolteilchen prinzipiell beschrieben. Wie ersichtlich, wird mit dieser Methode auch gleichzeitig ihre mittlere Dichte gemessen. Die oben angegebene Gleichung gilt sehr gut, wenn V_1 sehr groß gegenüber dem Volumen der Aerosolteilchenprobe, n_1 ungefähr gleich n und die verwendete Mischung annähernd volumenadditiv ist. Bei den Messungen waren diese Voraussetzungen erfüllt.

Die Aerosolteilchenproben wurden in einem automatischen Impaktor auf dem Dach des Meteorologisch-Geophysikalischen Instituts in Mainz während des Sommers 1966 gesammelt. Es wurden Teilchen mit Äquivalentradien größer als 0.15μ aufgefangen. Die Messungen wurden bei der Wellenlänge des Lichts 0.589μ , der Temperatur 23°C und der relativen Luftfeuchtigkeit 0.4 ± 0.05 durchgeführt.

Die nun folgenden vorläufigen Meßergebnisse an 9 Aerosolteilchenproben ergaben Werte des Realteils des mittleren Brechungsindex zwischen 1.50 und 1.63 und mittlere Dichten zwischen 1.8 gcm^{-3} und 3.4 gcm^{-3} . Die arithmetischen Mittel aus diesen Messungen sind 1.57 beim Realteil des mittleren Brechungsindex und 2.7 gcm^{-3} für die mittlere Dichte. Die Meßfehler sind 1—2% beim Realteil des mittleren Brechungsindex und 15—30% bei der mittleren Dichte. Abschätzungen haben ergeben, daß die methodischen Fehler unter Umständen so groß wie die Meßfehler sein können. Es ergibt sich daraus, daß die vorliegende Meßmethode zur Bestimmung des Realteils des mittleren Brechungsindex besser geeignet ist als zur Bestimmung der mittleren Dichte.

Es dauert etwa 1—9 Tage, bis eine für die Messungen ausreichende Masse Aerosolteilchen von etwa 10—20 mg gesammelt ist. Wegen dieser langen Sammelzeiten können die Meßergebnisse nicht meteorologisch interpretiert werden.

2. Berechnungen des Volumens V , des Realteils n des mittleren Brechungsindex und der mittleren Dichte ρ als Funktionen der relativen Luftfeuchtigkeit f auf Grund von Meßergebnissen

Atmosphärische Aerosolteilchen nehmen bei steigender relativer Luftfeuchtigkeit Wasser auf und geben es bei sinkender relativer Luftfeuchtigkeit ab. Mit der relativen Luftfeuchtigkeit ändern sich also Masse m und Volumen V von Aerosolteilchenproben und damit auch die Materialeigenschaften wie der Realteil n des mittleren Brechungsindex und die mittlere Dichte ρ . Die Abhängigkeit dieser Größen von der relativen Luftfeuchtigkeit kann berechnet werden. Dazu müssen n und ρ bei einer bestimmten Luftfeuchtigkeit bekannt sein. Außerdem ist die Kenntnis der Masse m als Funktion der relativen Luftfeuchtigkeit f erforderlich. Die theoretischen Grundlagen sind eine verallgemeinerte Form der oben angeführten Formel von ARAGO und BIOT und eine Modifikation des RAOULTschen Gesetzes zur Anwendung auf wässrige Lösungen von Elektrolyten (1).

Die Berechnungen von $V = V(f)$, $n = n(f)$ und $\rho = \rho(f)$ wurden mit Hilfe von Meßwerten durchgeführt. Es sind dies die Mittelwerte $n(f = 0.4) = 1.57$ und $\rho(f = 0.4) = 2.7\text{ gcm}^{-3}$ der oben besprochenen Messungen und der Mittelwert des relativen Massenzuwachses $m_w(f)/m_0$ für Aerosolteilchenproben aus Mainz als Funktion der relativen Luftfeuchtigkeit f (2); $m_w(f)$ ist die Masse des bei der relativen Luftfeuchtigkeit f an der Probe kondensierten Wassers und m_0 die Masse der trockenen Probe. Die Rechenergebnisse gelten für steigende relative Luftfeuchten. Sie sind in den Abbildungen 1—3 dargestellt. Aus ihnen ergab sich folgendes:

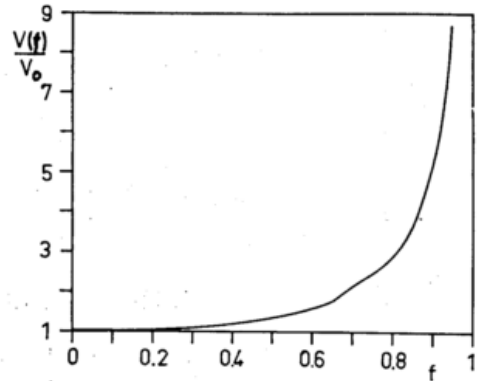


Abb. 1
Relatives Volumen $V(f)/V_0$ als Funktion der relativen Luftfeuchtigkeit f , Mittelkurve Mainz, Sommer 1966.

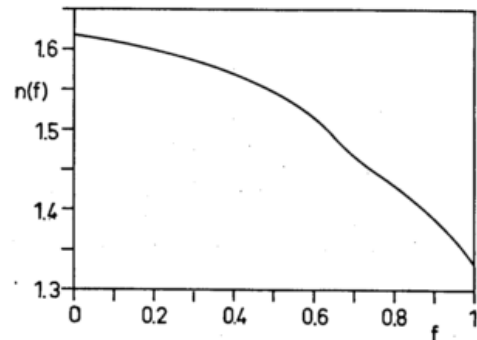


Abb. 2
Realteil des mittleren Brechungsindex $n(f)$ als Funktion der relativen Luftfeuchtigkeit f , Mittelkurve Mainz, Sommer 1966.

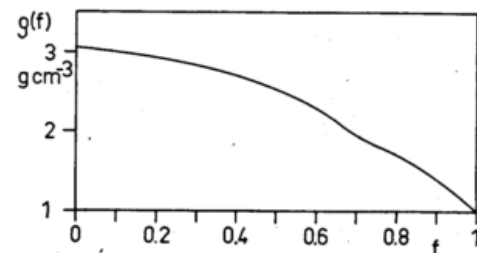


Abb. 3
Mittlere Dichte $\rho(f)$ als Funktion der relativen Luftfeuchtigkeit f , Mittelkurve Mainz, Sommer 1966.

1. Das Volumen V ist bei $f = 0.9$ etwa fünfmal so groß wie das Volumen V_0 der trockenen Probe.
2. Der Realteil des mittleren Brechungsindex ändert sich zwischen 1.33 und 1.62 und die mittlere Dichte zwischen 1 und 3 gcm^{-3} .
3. Der von BULLRICH (3) und anderen Autoren verwendete Wert von 1.50 für den Realteil des Brechungsindex von Aerosolteilchen wird bei $f = 0.64$ angenommen.

Untersuchungen zur Erklärung der hohen mittleren Dichten sind im Gange.

Die vorliegende Arbeit wurde am Meteorologisch-Geophysikalischen Institut der Johannes-Gutenberg-Universität in Mainz durchgeführt. Sie wurde von den Air Force Cambridge Research Laboratories, Bedford, Mass. (USA) finanziert. Herrn Dr. K. BULLRICH danke ich sehr für seine hilfreiche Unterstützung der Arbeit.

Literatur

- (1) Siehe Tellus 20 (1968), 3.
- (2) Mittelwerte aus 28 Messungen von P. WINKLER während des Sommers 1966. Diplomarbeit Mainz (1967).
- (3) Adv. in Geophys. 10 (1964).

DK 551.510.42:551.501.45

Zeitliche und räumliche Korrelationen bei Immissionsmessungen

von

KARL HÖSCHELE

Zusammenfassung

Die Verteilung von SO₂-Konzentrationen in einem Stadtgebiet und die Schwankungen über eine Periode von fünf Jahren sind studiert worden. Die Vertrauenswürdigkeit kennzeichnender Parameter der Messungen ist untersucht worden. Sie hängt ab einerseits von der vorhandenen Schwankung der Luftverschmutzung und den Korrelationen in Zeit und Raum, andererseits von der Zahl und Häufigkeit der Messungen. Diese Korrelationen sind denen ähnlich, die zu meteorologischen Faktoren gehören, welche die Erzeugung und Ausbreitung der Luftverschmutzung beeinflussen, wie die Temperatur der umgebenden Luft oder Windgeschwindigkeit und Richtung.

Abstract

A study of the distribution of SO₂ concentrations in an urban area and of the fluctuations over a period of five years has been made. The reliability of characteristic parameters of the measurements has been investigated. It depends on the existing variations of air pollutants and the correlations in time and space on the one hand, and the number and frequency of measurements on the other hand. These correlations are similar to those of meteorological factors, influencing the production and diffusion of air pollutants as ambient air temperature or wind speed and direction.

Der enge Zusammenhang der in einem Stadtgebiet gemessenen Immissionsgrößen, z. B. des SO₂-Gehalts der Luft, mit meteorologischen Einflußgrößen ist bekannt. Für unsere mehrjährigen Meßreihen in Karlsruhe ergab die Korrelation der Tagesmittel des SO₂-Gehalts einerseits mit den Tagesmitteln der Windgeschwindigkeit und dem aus der Lufttemperatur errechneten Heizbedarf andererseits einen Korrelationskoeffizienten $R = 0,8$. Man kann deshalb erwarten, daß die Immissionsdaten eine ähnliche zeitliche und räumliche Struktur besitzen wie die meteorologischen Einflußgrößen.

Die Daten der Immission liegen als diskrete quantitative Messungen mit einer zeitlichen und einer flächhaften Anordnung vor. Es soll hier über eine Möglichkeit zur Beschreibung der zeitlichen und räumlichen Struktur dieser Daten und zur Abschätzung ihres Einflusses auf die Varianz zeitlicher und räumlicher Mittelwerte berichtet werden.

1. Zeitliche Struktur

Neben der periodischen Jahresschwankung zeigen die Immissionsdaten erhebliche unperiodische Schwankungen, die im Verlauf der monatlichen Mittelwerte sichtbar werden. Diese Schwankungen können zu einem großen Teil auf die Variationen des Heizbedarfs zurückgeführt werden, wie der Vergleich der Abbildungen 1 und 2 zeigt. Neben anderen ist der Rückgang des Heizbedarfs in den Jahren 1963 bis 1966 eine der Ursachen für die in dieser Zeit beobachtete stetige Abnahme der Jahreswerte des SO₂-Gehalts.

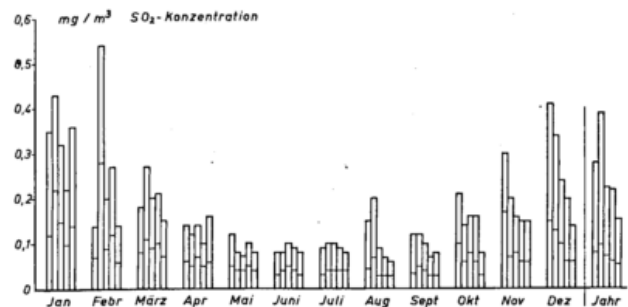


Abb. 1

Arithmetische Mittel (Querstrich) und 95%-Werte der Häufigkeitssummen (Obergrenze der Säulen) aus Halbstundenmitteln der Dauermessungen 1962 bis 1966, Karlsruhe, Hertzstraße 16.

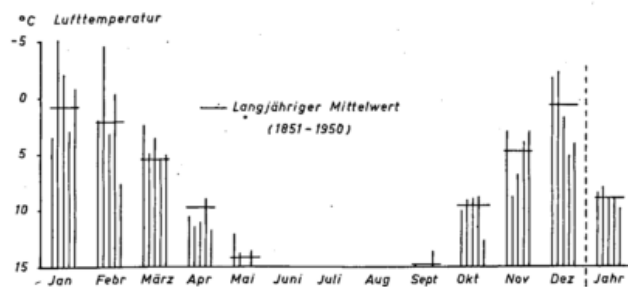


Abb. 2

Mittelwerte der Lufttemperatur als Maß für den Heizbedarf, Karlsruhe 1962-1966.

Zur Untersuchung der Schwankungen mit Periodenlängen > 1 Tag haben wir aus den Tagesmitteln die Autokorrelationskoeffizienten für die drei Größen Lufttemperatur, Windgeschwindigkeit und SO₂-Gehalt berechnet, und zwar bis zu einer Zeitdifferenz von 30 Tagen (Abb. 3). Die durchweg hohen Werte für die

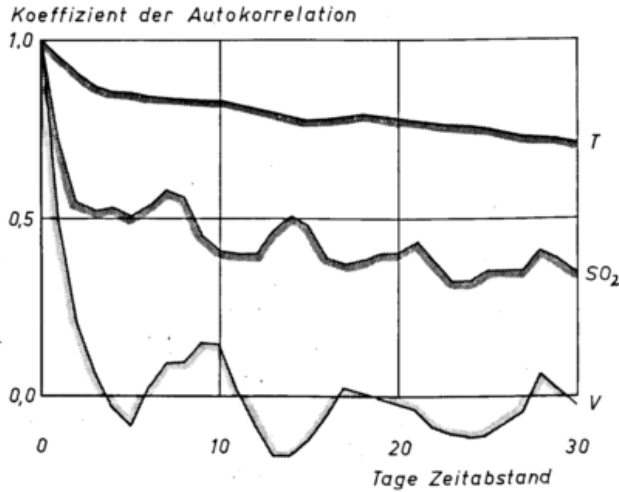


Abb. 3

Autokorrelation der Tagesmittel der Lufttemperatur (T), des SO₂-Gehalts und der Windgeschwindigkeit. Beobachtungszeit Januar 1964 bis Januar 1965.

Koeffizienten der Lufttemperatur sind eine Folge der periodischen Jahresschwankung. Bei der Windgeschwindigkeit gehen die Koeffizienten innerhalb weniger Tage gegen Null. Zwischen den Werten für diese beiden Einflußgrößen liegen die Koeffizienten für den SO₂-Gehalt. Wenn man bei den beiden Größen Lufttemperatur und SO₂-Gehalt die periodische Jahresschwankung eliminiert, z. B. durch Bildung der Differenzen zum langjährigen Terminmittel, dann gehen die Koeffizienten schon nach einer Zeitdifferenz von etwa 10 Tagen gegen Null.

Die errechneten Koeffizienten der Autokorrelation haben wir nicht für die Errechnung eines Varianzspektrums benutzt, das den Anteil der vorkommenden Schwankungsfrequenzen an der Gesamtvarianz veranschaulichen kann. Wir haben sie vielmehr für eine Abschätzung der Varianz von Mittelwerten über eine Anzahl von Tagen verwendet. Wenn man mit v die Varianz der diskreten Einzelwerte, hier der Tagesmittel, bezeichnet, dann ist die Varianz v_k der Mittelwerte über k Einzelwerte

$$v_k = \frac{v}{k} \left(1 + \sum_{j=1}^{k-1} \frac{k-j}{k} \cdot r_j \right)$$

Dabei ist j der zeitliche Abstand der korrelierten Werte, hier in Einheiten von einem Tag. Die r_j sind die Koeffizienten der Autokorrelation. Das Summenglied in der Klammer gibt die Korrektur der bei unabhängigen

Einzelwerten zu erwartenden Varianz, die gleich $\frac{v}{k}$ ist. Wegen der bei den untersuchten Größen vorhandenen engen Korrelation zwischen den benachbarten Werten ist die Varianz der darüber gebildeten Mittelwerte nur wenig kleiner als die der Einzelwerte. Wenn man Mittelwerte über längere Zeitabschnitte bildet, wird ihre Varianz sich ebenfalls zunächst nur wenig ändern, wenn statt aller vorhandenen Einzelwerte nur jeder zweite, dritte oder n -te Wert benutzt wird.

Der verringerte Varianzschwund wird auch in den Häufigkeitsverteilungen der über unterschiedlich lange Zeiten gebildeten Mittelwerte sichtbar (Abb. 4). Bei der 95-%-Grenze der Häufigkeitssummen sind die

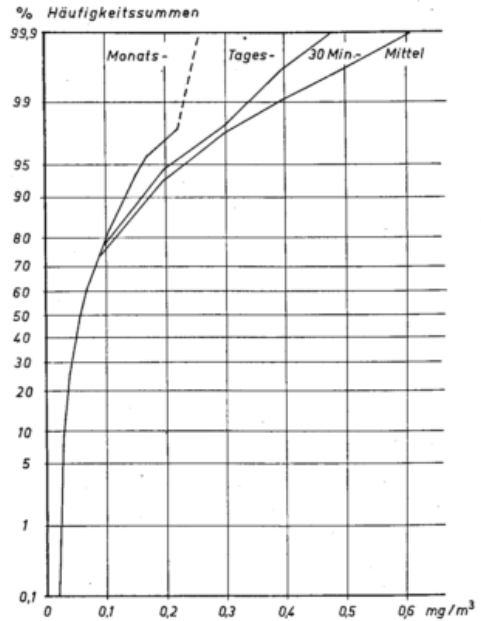


Abb. 4

Häufigkeitssummen der SO₂-Konzentration bei verschiedenen großer Mittelbildungszeit (aus Dauermessungen 1962 bis 1965, Karlsruhe, Hertzstraße 16).

Unterschiede zwischen Monats-, Tages- und Halbstundenmittel nur gering. Die Verteilung der Zehnminutenmittel ergibt erst jenseits der 99,9-%-Grenze einen sichtbaren Unterschied.

2. Räumliche Struktur

In ähnlicher Weise wie die zeitlichen Strukturen können auch die räumlichen untersucht werden. Man hat es allerdings nicht nur mit einer, sondern wie hier bei flächenhaften Messungen mit zwei oder bei räumlichen Messungen mit drei Dimensionen zu tun. Während zeitliche Messungen im Grenzfall kontinuierlich ausgeführt werden können, handelt es sich bei örtlichen in den meisten Fällen um wenige punktförmige Stichproben, die zudem nicht streng regelmäßig angeordnet sind. Ein Beispiel bietet die Verteilung der SO₂-Messstellen im Gebiet von Karlsruhe (Abb. 5). Die Mittelpunkte der Kreise geben die Lage der Meßstellen an. Für die aus zeitlichen Wiederholungen bestehenden Beobachtungsreihen können für jede einzelne Meßstelle die Varianzen und für alle Kombinationen der Meßstellen die Kovarianzen berechnet werden. Aus

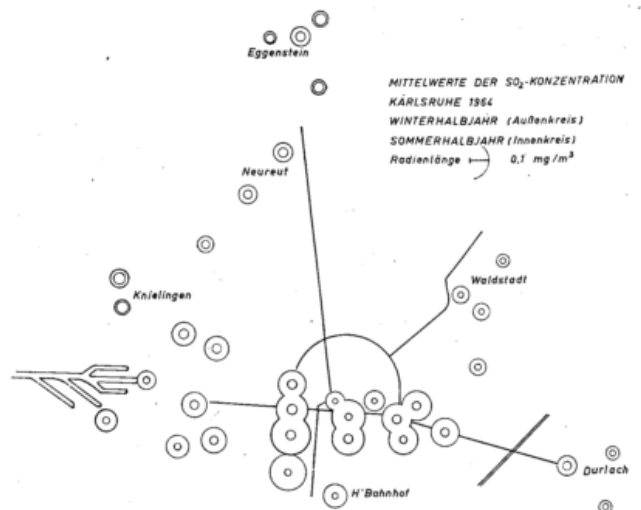


Abb. 5

ihnen lassen sich Schätzwerte für die Varianz von Flächenmitteln bilden. Wir haben zu diesem Zweck ein Rechenprogramm angefertigt, das für maximal 16 Meßstellen und praktisch beliebig viele zeitliche Wie-

derholungen die Varianzen, Kovarianzen und Korrelationskoeffizienten berechnet und in Form einer Matrix ausgibt. Das Beispiel (Tab. 1) zeigt die Ergebnisse von elf Meßstellen im Nordwesten des Stadtgebiets (Knie-

Tab. 1

Kovarianzen, Varianzen und Korrelationskoeffizienten der Einzelmessungen an 11 Meßstellen (Eggenstein/Knielingen 1963, 1 SO₂-Meßfahrt je Woche).

Mittlere Varianz 93.106.

1	145.603	.955	.882	.896	.849	.776	.706	.803	.790	.649	.636
2	130.025	127.067	.894	.919	.880	.789	.738	.839	.826	.689	.663
3	107.013	101.326	100.987	.955	.911	.892	.806	.838	.786	.703	.747
4	123.391	118.244	109.487	130.041	.931	.877	.849	.897	.846	.704	.742
5	110.541	107.001	98.765	114.485	116.274	.943	.883	.903	.919	.709	.694
6	82.332	78.201	78.831	87.930	89.407	77.246	.865	.887	.886	.692	.710
7	99.386	97.096	94.480	112.955	111.114	88.741	136.037	.914	.868	.710	.738
8	110.169	107.519	95.738	116.364	110.759	88.646	121.295	129.197	.939	.775	.764
9	98.815	96.469	81.863	100.020	102.699	80.704	104.923	110.595	107.238	.711	.708
10	102.639	101.819	92.585	105.267	100.234	79.742	108.667	115.550	96.503	171.738	.702
11	76.565	74.570	74.922	84.476	74.703	62.278	85.933	86.625	73.172	91.832	99.476
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11

lingen, Neureut und Eggenstein). Die gesondert ange-schriebene, aus den Varianzen und Kovarianzen be-rechnete „mittlere Varianz“, liefert einen Schätzwert für die Varianz eines Mittelwerts über alle Meßstellen. Sie ist in dem angeführten Beispiel, wegen der großen Kovarianzen, nur wenig kleiner als die Varianzen der einzelnen Meßstellen. Für Gruppen von Meßstellen, bei denen die Unterschiede zwischen den Mittelwerten vernachlässigt werden können, ist die aus n Varianzen und n(n-1) Kovarianzen errechnete mittlere Varianz ein Maß für die Änderung der Zuverlässigkeit eines Flä-

chenmittels bei einer Änderung der Anzahl n der Meß-stellen. Bei den in dem Beispiel vorhandenen verhält-nismäßig geringen Unterschieden zwischen den Mittel-werten der einzelnen Meßstellen würde eine weitere Verdichtung des Meßnetzes die Zuverlässigkeit des Flächenmittels nur unwesentlich verbessern.

Abschließend ist noch zu bemerken, daß die hier für eine Abschätzung der Zuverlässigkeit von Mittelwerten ausgeführten Korrelationsrechnungen auch als Grund-lage einer über dieses Ziel hinausgehenden Faktoren-analyse dienen können.

DK 551.510.534

Ein Ozonmodell für die Stratosphäre

von

REINER GEBHART

Zusammenfassung

Die Bildung und Ausbreitung des atmosphärischen Ozons zwischen 15 km und 45 km Höhe wird in einem numerischen Modell als zeitabhängiges Problem behandelt. Als Funktionen der Zeit werden angesetzt die Einflüsse der Photochemie, der Advektion und der Turbulenz unter Berücksichtigung gegenwärtig verfügbarer theoretischer und experimenteller Ergebnisse. Die Gleichungen der reinen Sauerstoff-Photochemie werden benützt. MURGATROYD und SINGLETONs Resultate über eine „mögliche meridionale Zirkulation“ und die von PRABHAKARA verwendeten Koeffizienten der großräumigen Turbulenz werden als Transportmechanismen betrachtet.

Die größten jahreszeitlichen Schwankungen der Ozon-Konzentration finden in der oberen Stratosphäre statt mit einer maximalen Konzentration in der Winterhemisphäre hoher Breiten. In der mittleren Stratosphäre erscheint die höchste Konzentration über den äquatorialen Breiten. In der unteren Stratosphäre sind die O_3 -Konzentrationen während des ganzen Jahres am stärksten über den polaren Gebieten. Die jahreszeitlichen Schwankungen des atmosphärischen Ozon-Gesamtgehalts in mittleren und hohen Breiten können allein mit Hilfe der Photochemie erklärt werden. Für die Deutung der Zunahme des Ozon-Gesamtgehalts mit zunehmender Breite sind photochemische Prozesse und Transportprozesse erforderlich.

Abstract

A time-dependent study of the formation, distribution and destruction of atmospheric ozone is made for a meridional plane between 15 km and 45 km under the assumption of zonal symmetry. Included are time-effects of photochemistry, advection and turbulence, using presently available information on theoretical and observational data. In the photochemical calculations the equations of a pure oxygen photochemistry and solar ultraviolet energy data obtained from recent rocket observations are used. MURGATROYD and SINGLETONs results of a "possible meridional circulation" and PRABHAKARAs pattern of large-scale eddy diffusion, derived from the spread of radioactive tungsten in the stratosphere, are assumed to be the basic transport mechanisms.

The relatively largest seasonal variations of the ozone concentration take place in the upper stratosphere with a maximum concentration in the high-latitude winter-hemisphere. In the midstratosphere the maximum concentration appears over the equatorial latitudes. In the lower stratosphere the highest O_3 -concentrations are over the polar latitudes throughout the year. The seasonal variation of the total ozone at middle and high latitudes can be explained by photochemical effects, the increase of total ozone with increasing latitude by the combined effects of photochemistry and transport processes only.

Obwohl eine homogene, 8 km hohe Atmosphäre nur 2 bis 4 mm Ozon enthalten würde, ist dieses dreiatomige Spurengas Gegenstand ausführlicher experimenteller und theoretischer Untersuchungen. Die starken Absorptionsbanden im kurzwelligen und langwelligen Bereich atmosphärischer Strahlung machen nämlich die Strahlungsemission und Absorption durch Ozon zu einer außergewöhnlich wichtigen Komponente des Strahlungshaushaltes der Erde. Auf Grund seiner Langlebigkeit kann Ozon ferner in der Troposphäre als Indikator für Luftmassenbewegungen dienen, es ist ein sog. Tracer. Aber auch die dynamischen Vorgänge in der hohen Atmosphäre sind eng gekoppelt mit der vertikalen Verteilung des Ozons, und es ist noch nicht gänzlich geklärt, ob z. B. die 26monatige Windoszillation über dem Äquator auf Schwankungen des Ozongehalts zurückzuführen ist.

Systematische Ozonbeobachtungen wurden schon vor 40 Jahren begonnen, die Messungen haben seither laufend zugenommen und erreichten ein sehr großes Ausmaß während des sog. Internationalen Jahres der Ruhigen Sonne (IQSY). Ozongesamtgehaltmessungen von 81 Stationen und mehr als 2 000 vertikale Profile gestatten nun eine gleichzeitige Analyse der vertikalen Verteilung und des Gesamtgehaltes an Ozon auf globaler Basis.

Neben diesen experimentellen Untersuchungen muß aber auch geprüft werden, in welchen theoretischen Rahmen die Beobachtungen gestellt werden können. Dies ist in vielen numerischen Modellen geschehen, seit SIDNEY CHAPMAN im Jahre 1930 in genial einfacher Weise eine noch heute anerkannte Ozon-Theorie präsentiert hat. Die bisherigen theoretischen Untersuchungen können folgendermaßen klassifiziert werden:

- Fall a) $\frac{\partial O_3}{\partial t} \equiv 0$ Advektion, Turbulenz $\equiv 0$
- Fall b) $\frac{\partial O_3}{\partial t} \neq 0$ Advektion, Turbulenz $\equiv 0$
- Fall c) $\frac{\partial O_3}{\partial t} \equiv 0$ Advektion, Turbulenz $\neq 0$
- Fall d) $\frac{\partial O_3}{\partial t} \neq 0$ Advektion, Turbulenz $\neq 0$

Daraus kann folgende Differentialgleichung abgeleitet werden:

$$\frac{\partial O_3}{\partial t} = b - a \cdot O_3^2$$

Die Konstanten sind wie folgt erklärt:

$$a = \frac{2 \cdot f_3}{O_2 \cdot M \cdot \frac{K_2}{K_3}}, \quad b = 2 \cdot O_2 \cdot f_2, \quad \frac{K_2}{K_3} = c \cdot \exp(d \cdot T^{-1})$$

Über eine Untersuchung zum Fall d) soll nun berichtet werden. Die Ozonverteilung wurde studiert in einer meridionalen Ebene von Pol zu Pol zwischen 15 und 45 km Höhe. Dem Modell liegt die Annahme zonaler Symmetrie zugrunde. Die Ergebnisse der von MURGATROYD und SINGLETON angegebenen meridionalen Zirkulation wurden verwandt, der turbulente Austausch mit Hilfe von horizontalen und vertikalen Austauschkoefizienten beschrieben, die von C. PRABHAKARA aus der Verbreitung des radioaktiven Elements Wolfram abgeleitet worden sind. Die Daten der solaren Strahlungsintensität und die benützten Absorptionskoefizienten stammen von E. SCHULTZ und A. HOLLAND. Die advektiven, turbulenten und photochemischen Einflüsse sind als Funktionen der Jahreszeit behandelt worden.

An photochemischen Reaktionen sind berücksichtigt worden:

- (1) $O_2 + h \cdot \nu \rightarrow O_1 + O_1$
- (2) $O_3 + h \cdot \nu \rightarrow O_1 + O_2$
- (3) $O_1 + O_2 + M \xrightarrow{K_2} O_3 + M$
- (4) $O_3 + O_1 \xrightarrow{K_3} O_2 + O_2$

K_2 ist schwach, K_3 stark temperaturabhängig. Es wurden die meridionale Temperaturverteilung ebenfalls nach Murgatroyd und Singleton und die chemischen Reaktionskoefizienten nach Campbell und Nudelman verwandt. Der Quotient K_2/K_3 nimmt mit steigender Temperatur ab; der Ozongehalt der Luft nimmt also damit auch ab, wenn die Temperatur zunimmt. Dies wird besonders offenkundig in der hohen Stratosphäre. Es soll davon abgesehen werden, auch die Terme für die Advektion und Turbulenz zu besprechen — die auf der rechten Seite der Gleichung noch zu ergänzen wären —, und lediglich erwähnt werden, daß in ihnen erste und zweite Ableitungen der Ozonkonzentration in horizontaler und vertikaler Richtung vorkommen. Die Ozonkonzentration ist durch diese Advektions- und Austauschsterme mit der Konzentration in der Umgebung gekoppelt. Diese Gleichung wurde nun unter Berücksichtigung gewisser numerischer Stabilitätskriterien integriert, der Integrationsschritt betrug 1 Tag, die Integrationszeit bis zu zwei Jahren. Von einem Computer kann man für jeden Tag eine meridionale Karte von Isolinien der Ozonkonzentration zeichnen lassen und an Hand derer den Jahresgang der Konzentration verfolgen. Die Abbildung 1 zeigt die Ozonkonzentration im Monat April in den Einheiten ($\text{cm NTP} \cdot \text{km}^{-1}$) nach einer Integrationszeit von 510 Tagen, und zwar bei alleiniger Berücksichtigung der photochemischen Effek-

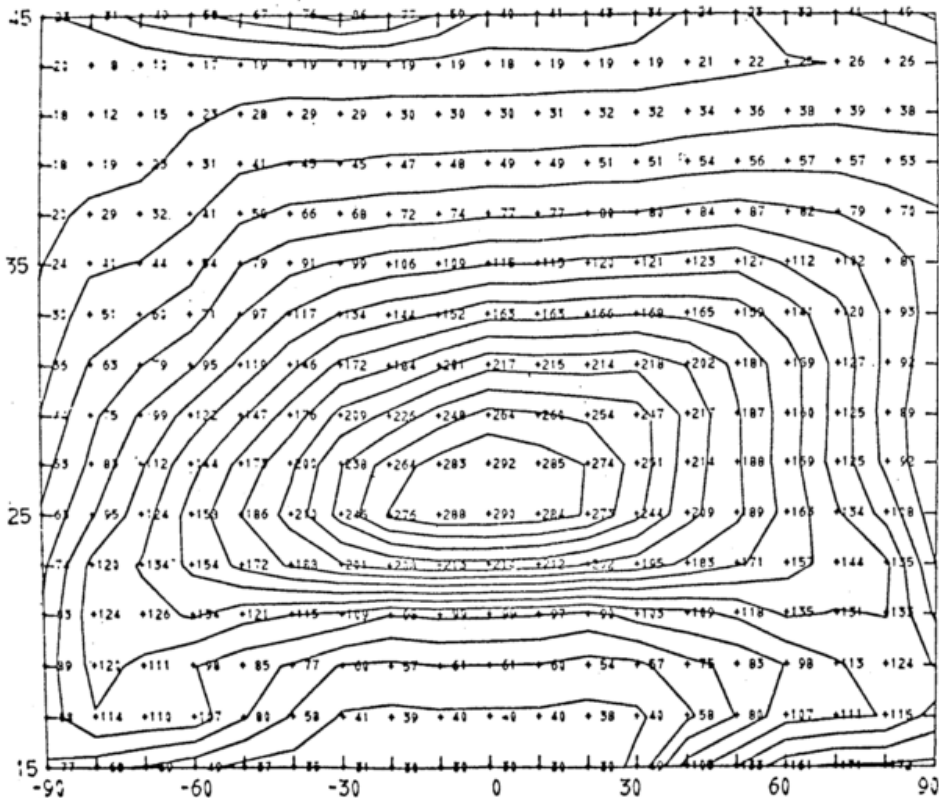


Abb. 1
 Abszisse: Geographical latitude in degrees
 Ordinate: Height in kilometers
 Ozone concentration after 510 days in ($\text{cm NTP} \cdot \text{km}^{-1}$) $\cdot 10^4$.
 Month of April, pure photochemical effects.

te. Die höchsten Werte der Konzentration sehen wir über den äquatorialen Breiten in einer Höhe von etwa 27 km; die Konzentration nimmt nach oben und unten hin ab, zwischen 21 km und 25 km ist der Gradient besonders stark. In der mittleren Stratosphäre, beginnend bei 23 km, nimmt die Konzentration zu den Polen hin ab. Über den hohen Breiten (von ± 80 bis ± 60) liegt das Ozonmaximum zwischen 17 km und 21 km, also tiefer als über dem Äquator. Über der südpolaren unteren Stratosphäre (dort geht der Sommer zu Ende) ist die Konzentration geringer als über -80° , -70° , -60° und etwa so groß wie in 36 km über den äquatorialen Breiten. Über den mittleren nördlichen Breiten der mittleren Stratosphäre verlaufen die Isolinien nahezu vertikal; dort nimmt die Konzentration um diese Jahreszeit rasch und bis zu 50% zu, wie ein Vergleich mit vorausgehenden Tagen gezeigt hat. In der hohen Stratosphäre sind die Konzentrationen über der Sommerhalbkugel kleiner als über der Winterhalbkugel. Dies ist ein Temperatur-Effekt, denn die Sommerstratopause ist wärmer als die Winterstratopause. Die Konzentration in 15 km und 45 km Höhe sind vorgegeben worden und ih-

nen braucht unsere Aufmerksamkeit nicht so sehr zu gelten. Ferner darf erwähnt werden, daß die Konzentrationsverteilung unabhängig von der Verteilung zu Beginn der Integration ist; verschiedene Anfangswert-Verteilungen ergeben nämlich nach genügend langer Integrationszeit stets dieselbe quasiperiodische Verteilung. Schließlich bleibt noch zu sagen, daß diese rein photochemisch bedingte Verteilung der Ozonkonzentration noch keine gute Übereinstimmung mit Beobachtungen zeigt, auf Grund der Vernachlässigung von Transport- und Austauschvorgängen.

In Abbildung 2 sehen wir den Ozongesamtgehalt zwischen 15 und 45 km für verschiedene Jahreszeiten und geographische Breiten. Auch hier ist nur die Photochemie berücksichtigt. Über fast allen Breiten erscheint das Maximum im April, das Minimum im Oktober. Dieses Ergebnis wurde in bisherigen Untersuchungen stationärer Fälle nicht erzielt und ist überraschend, weil es die beachteten Herbst-Frühjahr-Schwankungen des Gesamtgehaltes in hohen Breiten auf photochemische Effekte allein zurückführt. Der hohe Ozongesamtgehalt über den äquatorialen Gebieten wird nicht beobachtet und auch das beobachtete Maximum über den hohen Breiten kann nicht durch die Photochemie erklärt werden. Dazu sind Transport- und Austauschvorgänge notwendig. Zum Vergleich ist die Ausgangsverteilung zu Beginn der Integration (Monat Dezember) gezeigt. Die Integrationszeit betrug zwei Jahre.

In Abbildung 3 ist die Konzentrationsverteilung zu sehen, wie sie sich unter dem Einfluß der Photochemie, Advektion und Turbulenz ergibt. Die Integrationszeit betrug hier ein Jahr, 70% der Intensität der MURGATROYD-SINGLETON-Winde wurden gewählt, sowie vertikale Diffusionskoeffizienten (K_z) der Größenordnung 10^4 cm²/sec und horizontale Diffusionskoeffizienten (K_y) der Größenordnung 10^{10} cm²/sec. Im Gegensatz zu Abbildung 1 sehen wir nun drei Maxima der Konzentration, eines über dem Äquator und je eines über den hohen Breiten mit einem Kern bei etwa 60° . Die maximalen Konzentrationen sind etwa gleich groß,

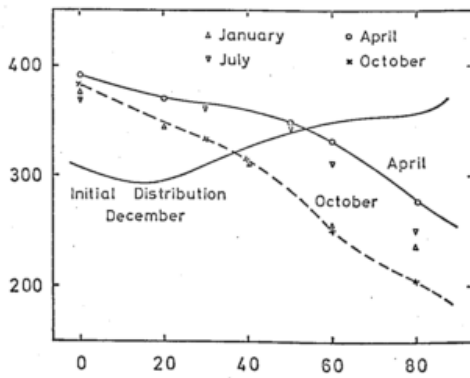


Abb. 2

Abszisse: Latitude (degree) Ordinate: Total ozone (D. U.)
Seasonal variation of total ozone derived from pure photochemistry in D. U.

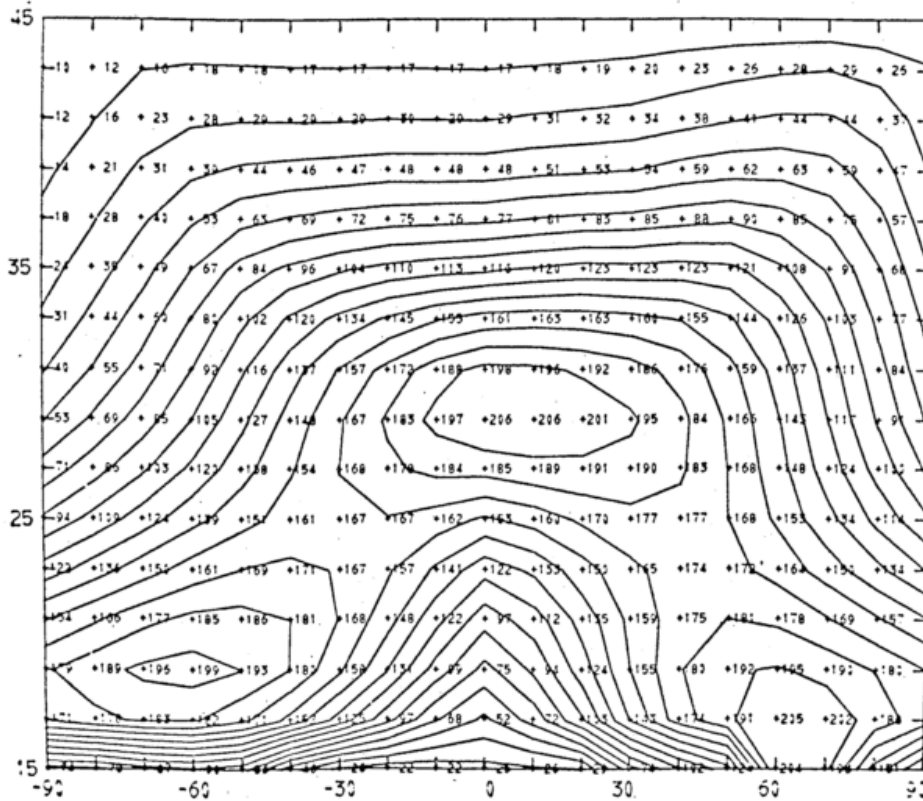


Abb. 3

Abszisse: Geographical latitude in degrees Ordinate: Height in kilometers
Ozone concentration in (cm NTP · km⁻¹) · 10⁴. Month of March, integration time 1 year. Combined photochemistry, advection, turbulence-model. 70% MURGATROYD-SINGLETON circulation.

und es ist deutlich zu sehen, daß die Transportvorgänge Ozon aus den äquatorialen Breiten polwärts verfrachten. Die Konzentration im Äquatorhoch hat sich um rund 30% erniedrigt, über den hohen Breiten hat sie sich etwa verdoppelt. Ferner stellen wir eine Anhebung des Äquatorhochs um 2 bis 3 km fest, hervorgerufen durch

aufsteigende Luftbewegung über dem Äquator. In der hohen Stratosphäre hat sich die Konzentrationsverteilung gegenüber dem Falle der reinen Photochemie nicht geändert, ein Beweis dafür, daß in diesen Höhen die Ozonverteilung vorwiegend von der Photochemie dominiert wird.

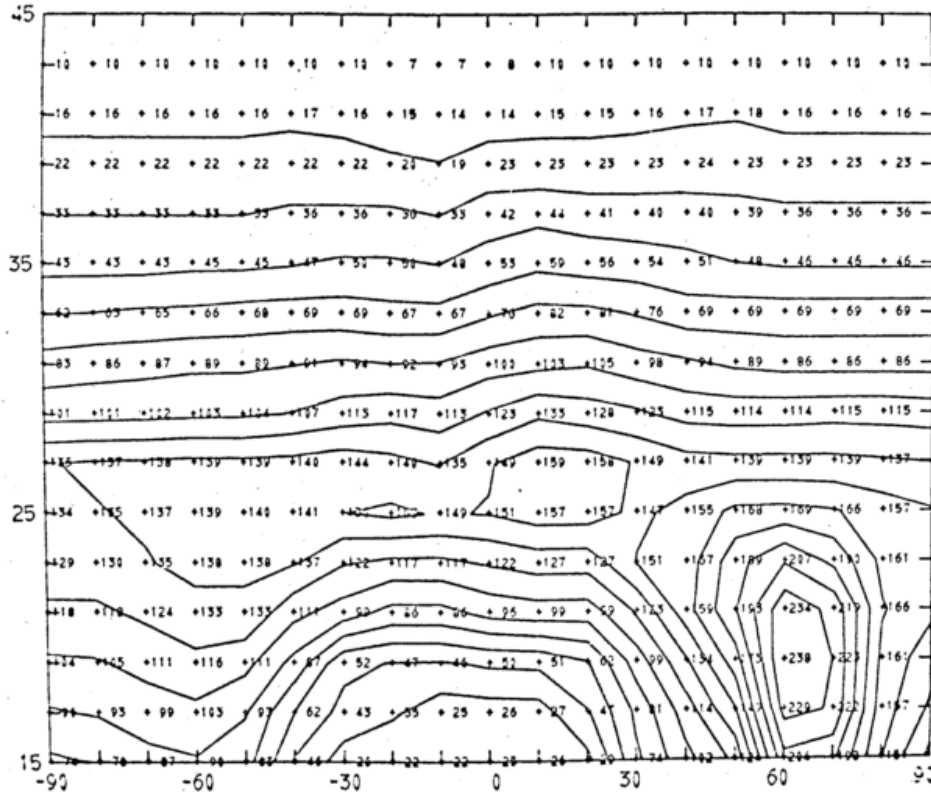


Abb. 4
Abszisse: Geographical latitude in degrees Ordinate: Height in kilometers
Ozone concentration in (cm NTP · km⁻³) · 10⁴. Month of March, Observed model after R. BOJKOV.

In Abbildung 4 ist eine meridionale Karte der Ozonverteilung gezeigt, die von RUMEN BOJKOV vom National Center for Atmospheric Research in Boulder für den Monat März aus dem besten bisher verfügbaren Beobachtungsmaterial abgeleitet worden ist. Auch hier deutlich erkennbar das äquatoriale Ozonhoch und das Hoch in 60° Breite. Das erstere ist schwächer, das letztere stärker ausgebildet als im Modell. Das beobachtete Hoch der hohen Breiten reicht weiter in die Stratosphäre hinein als das berechnete, und das beobachtete Äquatorhoch hat sein Zentrum etwa 3 km tiefer als das berechnete. Die Isolinien der Ozonkonzentration in der oberen Stratosphäre verlaufen in beiden Modellen horizontal bis zu etwa ± 70°. Daß der Abfall der Isolinien über den polaren Gebieten auf diesem Bild nicht festzustellen ist, dürfte mit den wenigen verfügbaren Messungen über

diesen Gebieten zusammenhängen; BOJKOV hat wahrscheinlich hier kühn extrapolieren müssen.

In Abbildung 5 sind nochmals zwei Gesamtozon-Verteilungen dargestellt, entsprechend den beiden zuletzt gezeigten Meridianschnitten. Bei Berücksichtigung von Advektion und Turbulenz verlagert sich das Maximum des Ozon-Gesamtgehaltes vom Äquator weg zu höheren Breiten hin. Sehr befriedigend ist die Übereinstimmung zwischen beobachtetem und berechnetem Modell nördlich von 60° Breite. In den mittleren und niederen Breiten liefert das berechnete Modell etwa 50% zu hohe Gesamtozon-Werte. Es müßte also aus dem äquatorialen Ozonhoch noch mehr Ozon wegtransportiert werden. Es konnte gezeigt werden, daß dies durch eine verstärkte Advektion nicht bewerkstelligt werden kann. Eine Unterschätzung der Größenordnung des vertikalen Austausches in der Stratosphäre ist als mögliche Ursache zu vermuten, und wir wünschen, die Untersuchungen in dieser Richtung fortsetzen zu können.

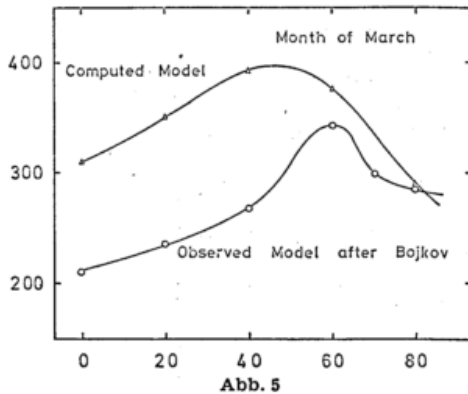


Abb. 5
Abszisse: Latitude (degree) Ordinate: Total ozone (D. U.)
Total amounts of ozone in D. U. in the month of March derived from the observed model after R. BOJKOV and the computed model, including photochemical, advective and turbulent effects. 70% of MURGATROYD-SINGLETON circulation.

Zusammenfassend darf gesagt werden, daß die im Modell betrachteten Effekte der Photochemie, der Advektion und der Turbulenz im gegenseitigen Zusammenspiel ein qualitativ sehr befriedigendes Bild von der beobachteten Ozonverteilung geben. Mittelwerte der Advektion und des turbulenten Austausches auf globaler Basis sind heute noch ein sehr schwieriges Problem. Obwohl die verfügbaren und in dieser Untersuchung verwandten Daten des meridionalen Transportes mit Unsicherheiten behaftet sind, zeigen die Ergebnisse doch, daß die von MURGATROYD und SINGLETON angegebene allgemeine Zirkulation nicht in Widerspruch mit den Ozonbeobachtungen steht. Aber noch viele Detailfragen sind zu beantworten auf diesem Forschungsgebiete, das Luftchemie, Strahlung und Zirkulation in enger Verknüpfung uns zeigt.

DK 551.510.534

Langzeitliche Schwankungen der vertikalen Ozonverteilung über Mitteleuropa

von

HANS-KARL PAETZOLD, FRITZ PISCALAR, HELMUT ZSCHÖRNER

Zusammenfassung

Von 1957 bis 1968 wurden laufend Messungen der vertikalen Ozonverteilung in Mitteleuropa mit der optischen Ozonsonde durchgeführt. Es zeigen sich beachtliche Schwankungen, die evtl. mit der solaren Aktivität zusammenhängen.

Abstract

Between the years 1957 and 1968 measurements of the vertical ozone distribution over Middle Europe were made continuously. Important variations were found, which possibly have their reason in solar activity.

Im Rahmen des AGI 1957 — 1959 konnten mit der optischen Ozonsonde nach PAETZOLD/KULCKE Messungen der vertikalen Ozonverteilung zum ersten Mal durchgeführt werden. Die Messungen wurden fortgesetzt über das IQSY hinaus. Das gesamte Beobachtungsmaterial wurde einheitlich noch einmal ausgewertet. Besonderer Wert wurde auf die Berücksichtigung des Einflusses des Himmelsstreulichtes gelegt. Dieser Einfluß ist oberhalb von 15 km Höhe zu vernachlässigen. Die Ozonverteilungen wurden über längere Zeiträume gemittelt, um die meteorologischen Verhältnisse (Jahreszeit, zyklonale Tätigkeit) herauszuwerfen.

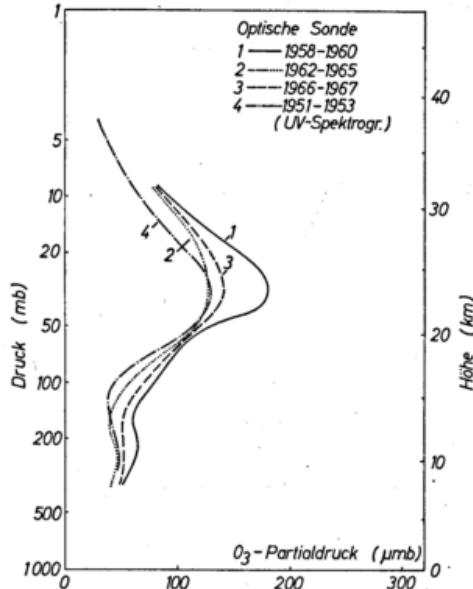


Abbildung 1 stellt ein Beispiel der elektronischen Auswertung der Aufstiegskurven dar.

Wir behaupten nicht, einen Einfluß von der solaren Tätigkeit auf die Hauptschicht des atmosphärischen Ozons definitiv nachgewiesen zu haben. Wir sind aber verpflichtet, diese von uns festgestellte Erscheinung mitzuteilen.

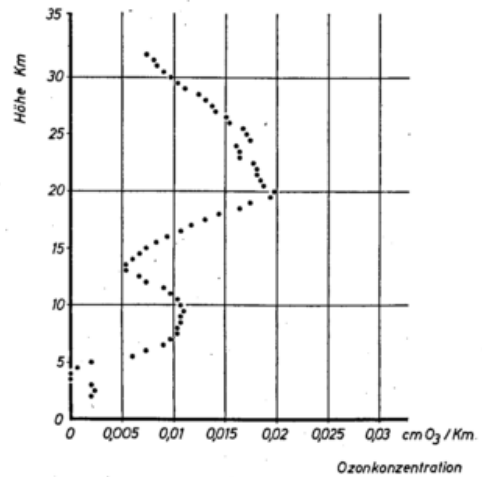


Abbildung 2 gibt die gemittelten Ozonverteilungen für den obengenannten Zeitraum.

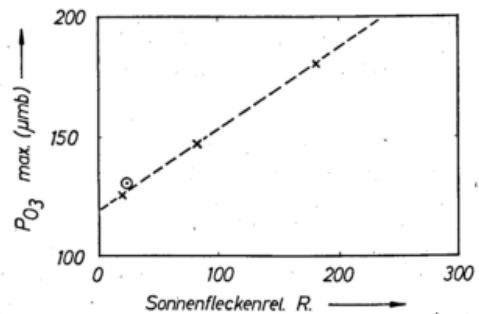


Abbildung 3 stellt den maximalen Ozonbetrag (in 23 km Höhe) in Abhängigkeit von der solaren Tätigkeit dar.

Eine genaue Analyse wird in der Reihe der Veröffentlichungen des Institutes für Geophysik und Meteorologie der Universität Köln erscheinen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft haben wir für die Bereitstellung von Personal- und Sachmitteln sehr zu danken.

DK 551.591.3 : 551.510.42 : 551.571.3

Sichtweite-Änderung durch Feuchte-Quellung des Aerosols

von

FRITZ KASTEN

Zusammenfassung

Das Wachstum einer Aerosolpartikel vom Radius r mit der relativen Feuchte f nach den Messungen von WINKLER (4) wird durch $(dr/r) / df = 1 / \mu (1 - f)$ approximiert, wobei $\mu = \text{const} (\approx 4)$. Im natürlichen Aerosol mit einer Größenverteilung nach JUNGE mit dem Exponent ν^* läßt sich die entsprechende Änderung der Normsichtweite näherungsweise durch $(dV/V) / df \approx -(\nu^* - 1) / \mu (1 - f)$ beschreiben. Mit $\nu^* = 3$ gibt dieser Ausdruck die Meßergebnisse von FRANKENBERGER (1) befriedigend wieder.

Abstract

The growth of an aerosol particle of radius r with relative humidity f according to the measurements by WINKLER (4) is approximated by $(dr/r) / df = 1 / \mu (1 - f)$ where $\mu = \text{const} (\approx 4)$. In natural aerosol having a size distribution according to JUNGE with the exponent ν^* , the corresponding variation of standard visual range V can approximately be described by $(dV/V) / df \approx -(\nu^* - 1) / \mu (1 - f)$. With $\nu^* = 3$, this expression represents the results of measurements by FRANKENBERGER (1) satisfactorily.

1. Einleitung

In der meteorologischen Praxis wird die Sichtweite als quantitatives Maß für die aktuelle Trübung der Atmosphäre, besonders auch für die aktuelle Nebeldichte, benutzt. Für eine lokale Sicht-Prognose reicht jedoch die Kenntnis der augenblicklichen Sichtweite nicht aus. Zusätzlich muß die relative Feuchte f registriert werden, um das sog. Stadium der Vorkondensation ($f \geq 80\%$) erkennen zu können.

Mit steigender relativer Feuchte nehmen die Aerosolpartikeln Wasser aus der feuchten Luft auf und quellen infolgedessen. Die Vergrößerung der Aerosolpartikeln äußert sich in einer Abnahme der Sichtweite. Es ist also ein ursächlicher Zusammenhang zwischen der Änderung der Sichtweite und der Änderung der relativen Feuchte zu erwarten.

FRANKENBERGER (1) hat mehrmonatige simultane Registrierungen der Sichtweite und der relativen Feuchte in Quickborn statistisch bearbeitet und mit theoretischen Vorstellungen über die Quellung der Aerosolpartikeln verglichen. Die Partikeln wurden dabei 1. als Kochsalz-Teilchen und 2. als einheitlich groß schematisiert. Diese beiden Einschränkungen sollen hier fallen gelassen werden, d. h. es soll die Quellung des natürlichen Aerosols unter Berücksichtigung seiner ausgeprägten Größenverteilung näher untersucht und daraus die zu erwartende Sichtänderung berechnet werden.

2. Größenwachstum der Aerosolpartikeln mit der relativen Feuchte

Ausgehend von den Wachstumskurven des natürlichen Aerosols von WINKLER (4) wurden zunächst die von WINKLER gemessenen Massen-Verhältnisse M/M_{10} von feuchtem zu trockenem Aerosol in die entsprechenden Radien-Verhältnisse r/r_{10} einer einzelnen Aerosolpartikel umgerechnet. Die Aerosolpartikeln wurden also als Kugeln mit einheitlicher Dichte schematisiert; r_{10} ist

der Radius der Partikel bei der „Ausgangs-Feuchte“ $f = 10\%$. Die in die Umrechnung eingehende Dichte ρ_{10} des trockenen Aerosols ist unbekannt; sie wurde als $\rho_{10} = 2 \text{ g cm}^{-3}$ für maritime Aerosole, als $\rho_{10} = 3 \text{ g cm}^{-3}$ für alle übrigen Proben angesetzt. Abweichungen der tatsächlichen Dichte von diesen Modellwerten rufen nur geringe Änderungen des aus der Masse M berechneten Radius r hervor.

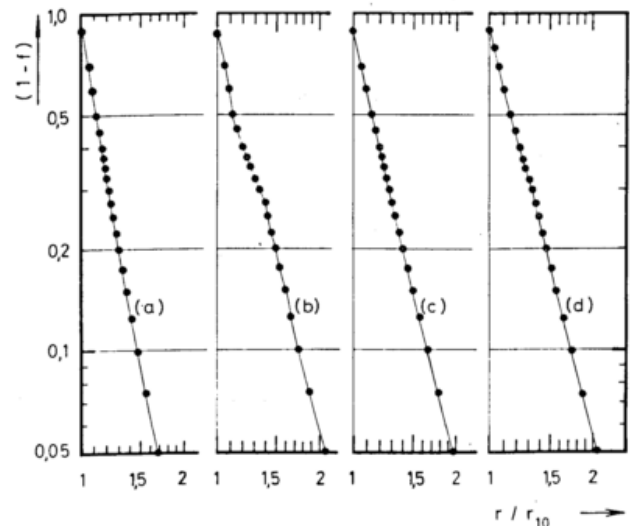


Abb. 1

Feuchte-Wachstumskurven nach den Messungen von WINKLER. r/r_{10} = Äquivalenzradius r der Aerosolpartikeln bei der relativen Feuchte f , bezogen auf den Äquivalenzradius r_{10} bei der relativen Feuchte 10% . Kurve (a): Kontinentales Aerosol ($\rho_{10} = 3 \text{ g cm}^{-3}$), Mittel aus 5 Messungen; $\mu = 5,2$. Kurve (b): Maritimes Aerosol ($\rho_{10} = 2 \text{ g cm}^{-3}$), Mittel aus 8 Messungen; $\mu = 4,1$. Kurve (c): „Normales“ Aerosol ($\rho_{10} = 3 \text{ g cm}^{-3}$), Mittel aus 15 Messungen; $\mu = 4,2$. Kurve (d): Mittleres Aerosol ($\rho_{10} = 3 \text{ g cm}^{-3}$), Mittel aus allen 28 Messungen; $\mu = 4,0$. ρ_{10} = angenommene Massendichte der Aerosolpartikeln bei der Ausgangsfeuchte 10% . μ = negative Steigung der Kurven im Bereich $f \geq 0,8$.

Werden in einem doppelt-logarithmischen Diagramm nach rechts das Radien-Verhältnis r/r_{10} und nach oben das Sättigungsdefizit $(1-f)$ aufgetragen, so nehmen WINKLERs Wachstumskurven den in Abbildung 1 gezeichneten Verlauf an. Teilbild (a) gilt für kontinentales Aerosol, (b) für maritimes Aerosol, (c) für das sog. „normale“ Aerosol, und Teilbild (d) gibt die Mittelkurve aus allen 28 ausgewerteten Messungen wieder. Die gewählte Darstellungsweise hat zwei Vorzüge: 1. wird der hier besonders interessierende Bereich hoher relativer Feuchten, $f \geq 80\%$, d. h. Sättigungsdefizit $(1-f) \leq 0,2$, das „Stadium der Vorkondensation“, gedehnt; 2. werden die Wachstumskurven näherungsweise zu Geraden, mit Ausnahme der Kurve (b) für das maritime Aerosol. Für $f \geq 80\%$ lassen sich jedoch alle Wachstumskurven durch Geraden-Gleichungen beschreiben:

$$\log(1-f) = \log(\text{const}) - \mu \log(r/r_{10}), \quad [1]$$

d. h. durch Potenzfunktionen

$$1-f = \frac{\text{const}}{(r/r_{10})^\mu}, \quad [2]$$

oder differenziert:

$$\frac{df}{1-f} = +\mu \frac{dr}{r}. \quad [3]$$

Wird Gleichung [3] umgeschrieben in

$$\frac{dr/r}{df} = \frac{1}{\mu(1-f)}, \quad [4]$$

so ergibt sich ein Ausdruck für das relative Wachstum dr/r der Aerosolpartikel bei einer Änderung der relativen Feuchte um df . Die Gleichung besagt, daß das relative Feuchte-Wachstum der Aerosolpartikel dem Sättigungsdefizit $1-f$ umgekehrt proportional ist. Der Faktor μ ergibt sich als negative Steigung der Geraden in dem doppelt-logarithmischen Diagramm zu ≈ 4 ; lediglich beim rein kontinentalen Aerosol ist $\mu \approx 5$.

3. Vergleich mit RAOULT's Gesetz

Zum Vergleich des empirisch gefundenen Ausdrucks für die Aerosol-Wachstumskurven mit der Theorie soll das RAOULT'sche Gesetz der Dampfdruckerniedrigung über verdünnten reinen Lösungen herangezogen werden; d. h. die Aerosolpartikeln werden (zunächst) als reine Lösungströpfchen aufgefaßt. Werden n_0 Mol einer Trockensubstanz in n_1 Mol Wasser gelöst, so sinkt der Dampfdruck vom Sättigungswert E des Wassers auf den Dampfdruck e der entstandenen Lösung. Quantitativ ergibt sich für die relative Dampfdruckerniedrigung nach RAOULT:

$$\frac{E-e}{E} = \frac{in_0}{in_0+n_1}. \quad [5]$$

Hierbei ist i der sog. VAN 'THOFF-Faktor, auf den hier nicht näher eingegangen werden soll. Nach Einstellung des Gleichgewichts ist der Dampfdruck e der Lösung gleich dem Wasserdampfdruck der umgebenden Luft, also ist dann e/E gleich der relativen Feuchte f . Daher läßt sich [5] umschreiben in

$$1-f = \frac{in_0}{in_0+n_1}. \quad [6]$$

Werden die Molzahlen n_0, n_1 auf Tropfenvolumina und diese wiederum auf Tropfenradien umgerechnet, so ergibt sich nach einigen Umformungen aus [6] schließlich

$$1-f = \frac{a}{(r/r_0)^3 - (1-a)} \quad [7]$$

mit der Abkürzung

$$a \equiv i(v_1/v_0). \quad [8]$$

v_1, v_0 sind die spezifischen Volumina des Wassers bzw. der gelösten Trockensubstanz. Nach den Messungen von HÄNEL (2) ist a beim natürlichen Aerosol, also bei nicht

verdünnten Lösungen, eine von der relativen Feuchte f abhängige Größe, d. h. der VAN 'THOFF-Faktor i ändert sich mit der Konzentration des Lösungstropfens. a muß sich aber im natürlichen Aerosol offenbar so verhalten, daß auch Gleichung [2] erfüllt ist, also daß

$$\frac{a}{(r/r_0)^3 - (1-a)} \approx \frac{\text{const}}{(r/r_{10})^\mu} \text{ mit } \mu \geq 3$$

gilt, wie oben aus WINKLERs Messungen abgeleitet worden war.

4. Änderung der Aerosol-Größenverteilung mit der relativen Feuchte

Nachdem für die Feuchte-Quellung einer einzelnen Aerosolpartikel ein analytischer Ausdruck gefunden worden ist, wird jetzt die Veränderung der Größenverteilung betrachtet. Nach Gleichung [3] bewirkt eine Änderung der relativen Feuchte um df eine logarithmische Radius-Änderung

$$\frac{dr}{r} = \frac{d(\log r)}{\log e} = \frac{1}{\mu} \frac{df}{1-f},$$

die unabhängig vom Radius r selbst ist. Wird also eine von r abhängige Funktion über $\log r$ aufgetragen, so erleidet die entsprechende Kurve bei Feuchteänderungen lediglich eine Parallelverschiebung entlang der r -Achse. Das gilt z. B. für die Größenverteilung der Aerosolpartikeln, die hier nach JUNGE (3) schematisch angesetzt wird:

$$\frac{dN(r)}{d(\log r)} \equiv n^*(r) = \begin{cases} n^*(r_1) (r_1/r)^{\nu^*} & \text{für } r_1 \leq r \leq r_2; \\ n^*(r_1) & \text{für } r_0 \leq r \leq r_1. \end{cases} \quad [9]$$

$n^*(r)$ ist die Anzahldichte der Aerosolpartikeln pro logarithmisches Radiusintervall. Abbildung 2 zeigt diese Verteilung im doppelt-logarithmischen Maßstab (ausgezogene Kurve). Bei Erhöhung der relativen Feuchte um Δf verschiebt sich die Kurve um $\Delta(\log r)$ nach rechts (gestrichelte Kurve). Dabei bleiben die Steigung ($-\nu^*$) der Kurve und ihr Ordinatenwert $n^*(r_1)$ am Knickpunkt jedoch erhalten.

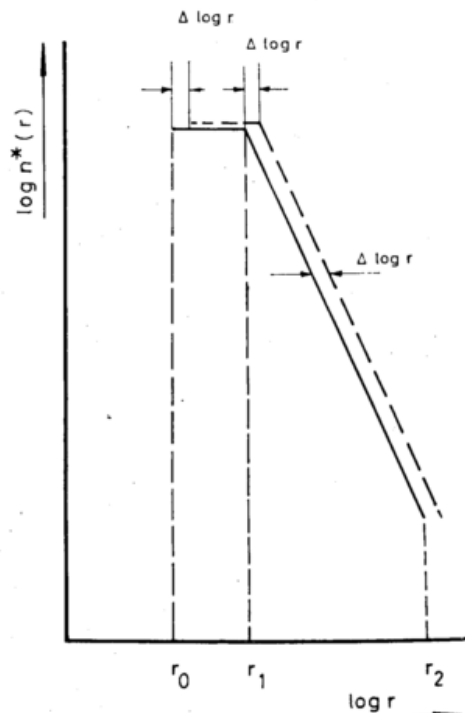


Abb. 2

Verschiebung der Aerosol-Größenverteilung $n^*(r) = n^*(r_1)$ (für $r_0 \leq r \leq r_1$) bzw. $n^*(r) = n^*(r_1) \cdot (r_1/r)^{\nu^*}$ (für $r_1 \leq r \leq r_2$) um $\Delta(\log r) = (\log e/\mu) \cdot \Delta f/(1-f)$ infolge Änderung der relativen Feuchte um Δf (Vorgang der Aerosolquellung im Stadium der Vorkondensation).

5. Sichtweite und Dunst-Streukoeffizient

Jetzt soll untersucht werden, wie die eben beschriebene Verschiebung der Aerosol-Größenverteilung durch Feuchte-Quellung sich auf die Sichtweite auswirkt. Unter Sichtweite soll hier die spektrale Normsichtweite

$$V_\lambda = \frac{3,912}{\sigma_{D\lambda} + \sigma_{R\lambda}} \quad [10]$$

für eine bestimmte Lichtwellenlänge λ verstanden werden. $\sigma_{D\lambda}$ und $\sigma_{R\lambda}$ sind die spektralen Streukoeffizienten für Dunst-Streuung (an den Aerosolpartikeln) bzw. RAYLEIGH-Streuung (an den Molekülen der Luft). Die relative Änderung der Sichtweite mit der relativen Feuchte ergibt sich aus [10] zu

$$\frac{dV_\lambda/V_\lambda}{df} = - \frac{d\sigma_{D\lambda}/\sigma_{D\lambda}}{df} [1 + (\sigma_{R\lambda}/\sigma_{D\lambda})]^{-1}. \quad [11]$$

Der Ausdruck in den eckigen Klammern ist dabei nur eine Art Korrektionsglied; für $V_\lambda = 1$ km z. B. ist $\sigma_{R\lambda}/\sigma_{D\lambda} < 0,65\%$. Zur Berechnung der Sichtweiteänderung genügt es also, die relative Änderung des Dunst-Streukoeffizienten $\sigma_{D\lambda}$ mit der relativen Feuchte f zu untersuchen.

Der Dunst-Streukoeffizient ist die Summe der Streuquerschnitte aller Aerosolpartikeln in der Volumeneinheit:

$$\sigma_{D\lambda} = \int_{r=0}^{\infty} \kappa(\alpha) \pi r^2 dN(r); \quad (\alpha \equiv 2\pi r/\lambda). \quad [12]$$

Hierbei ist $\kappa(\alpha)$ der MIE'sche relative Streuquerschnitt; er hängt außer vom Größenparameter α von dem Brechungsindex der Aerosolpartikeln ab, der hier einheitlich mit 1,5 angesetzt wird. Wird die Größenverteilung [9] in das Integral [12] eingesetzt und alle Radien auf die korrespondierenden Größenparameter umgeschrieben, so ergibt sich

$$\sigma_{D\lambda} = \pi(\log e) (\lambda/2\pi)^2 n^*(r_1) \alpha_1 \nu^*.$$

$$\cdot \left\{ \alpha_1^{-\nu^*} \int_{\alpha_0}^{\alpha_1} \kappa(\alpha) \alpha d\alpha + \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\kappa(\alpha)}{\alpha^{\nu^*-1}} d\alpha \right\}. \quad [13]$$

Das erste Integral läßt sich geschlossen integrieren; denn für diese kleinen Partikeln (AITKEN-Kerne) ist $\kappa(\alpha)$ durch den relativen RAYLEIGH-Streuquerschnitt gegeben. Das zweite Integral wird $K(\alpha_1, \alpha_2, \nu^*)$ genannt und liegt tabelliert von BULLRICH und Mitarbeitern (unveröffentlicht) vor. Damit wird

$$\sigma_{D\lambda} = \pi(\log e) (\lambda/2\pi)^2 n^*(r_1) \alpha_1 \nu^* \cdot [(1/6) \kappa_R(\alpha_1) \alpha_1^{2-\nu^*} + K(\alpha_1, \alpha_2, \nu^*)]. \quad [14]$$

6. Änderung der Sichtweite mit der relativen Feuchte

Der Ausdruck [14] für den Dunst-Streukoeffizienten $\sigma_{D\lambda}$ ist in die Sichtänderungs-Formel [11] einzusetzen; dabei ist zu beachten, daß $n^*(r_1)$, die Anzahldichte der Aerosolpartikeln am „Knickpunkt“ der Größenverteilung, bei Feuchteänderungen konstant bleibt, also beim Differenzieren wegfällt, nicht jedoch die Abszisse r_1 des Knickpunktes und damit α_1 ! Es ergibt sich:

$$\frac{dV_\lambda/V_\lambda}{df} \approx - \frac{d\sigma_{D\lambda}/\sigma_{D\lambda}}{df} = - \frac{\nu^*(d\alpha_1/\alpha_1)}{df} \frac{d[\dots]/df}{[\dots]}, \quad [15]$$

wobei [...] den in Gl. [14] auftretenden Ausdruck in den eckigen Klammern bedeuten soll. Die Differen-

tiation dieses Ausdruckes, der die beiden Integrale von [13] enthält, erfordert einige Rechnung. Dabei wird wiederholt von der vorhin aufgestellten Formel für das Feuchte-Wachstum einer einzelnen Aerosolpartikel Gebrauch gemacht, und zwar in der Form

$$\frac{df}{\mu(1-f)} = \frac{dr}{r} = \frac{d\alpha}{\alpha} = \frac{d\alpha_1}{\alpha_1} = \frac{d\alpha_2}{\alpha_2}. \quad [16]$$

Auf diese Weise ergibt sich schließlich

$$\frac{dV_\lambda/V_\lambda}{df} = - \frac{\nu^*-1}{\mu(1-f)} [1 + G(\alpha_1, \alpha_2, \nu^*)]. \quad [17]$$

Hierbei ist $G(\alpha_1, \alpha_2, \nu^*)$ eine ziemlich komplizierte Funktion; sie wurde für verschiedene Exponenten ν^* und Grenzzadien r_1, r_2 der Aerosol-Größenverteilung und für verschiedene Lichtwellenlängen λ berechnet und ergibt Werte von wenigen Prozent. Daher kann in guter Näherung statt [17]

$$\frac{dV_\lambda/V_\lambda}{df} \approx - \frac{\nu^*-1}{\mu(1-f)} \quad [18]$$

gesetzt werden. Hier ist jetzt auch die Wellenlängenabhängigkeit, die wegen $\alpha = 2\pi r/\lambda$ in $G(\alpha_1, \alpha_2, \nu^*)$ steckt, verschwunden; d. h. unter den gemachten Voraussetzungen wird die relative Änderung der spektralen Normsichtweite mit der relativen Feuchte f unabhängig von der Wellenlänge λ . Sie hängt vielmehr nur ab von

1. der relativen Feuchte f selbst bzw. dem Sättigungsdefizit $1-f$,
2. dem Exponent ν^* der Aerosol-Größenverteilung nach JUNGE,
3. dem Exponent μ der Aerosol-Wachstumskurve.

Beispiel: Sei $\nu^* = 3, \mu = 4$ und die aktuelle Feuchte $f = 80\%$; eine weitere Zunahme der relativen Feuchte um $\Delta f = + 5\%$ führt dann nach [18] auf eine Verschlechterung der augenblicklichen Sicht um $\Delta V/V = - 12,5\%$.

7. Vergleich der Theorie mit FRANKENBERGERS Messungen

Um Formel [18] zu prüfen, wurde sie mit den anfangs erwähnten Sichtweite-Auswertungen von FRANKENBERGER verglichen. Tabelle 1 gibt die Größe $(dV_\lambda/V_\lambda)/df$ für die drei relativen Feuchten 0,8, 0,9 und 0,96 wieder, und zwar einmal berechnet nach Gleichung [18] mit dem JUNGE-Exponenten $\nu^* = 3$, zum anderen nach den Auswertungen von FRANKENBERGER. Die obere Tabelle entspricht dem gesamten Kollektiv von FRANKENBERGERS Auswertungen, demzufolge wurde in Gleichung [18] der Exponent der Aerosol-Wachstumskurve $\mu = 4$ gesetzt („mittleres Aerosol“); unten sind FRANKENBERGERS Ergebnisse „bei Wind aus Richtung Großstadt“ eingetragen, die am besten mit den Wachstumskurven für kontinentales Aerosol, also $\mu = 5,2$, verglichen werden. Die Tabellen zeigen eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den nach Formel [18] berechneten Werten und den Ergebnissen von FRANKENBERGER, bes. mit dessen Sommer-Werten, aber auch mit den Mitteln aus zusammengehörigen Sommer- und Winter-Werten.

Die entwickelte Theorie scheint daher dem in der Natur ablaufenden Vorgang der Aerosolquellung ziemlich gut gerecht zu werden, zum mindesten im Feuchtebereich zwischen 80 und 96%, dem Stadium der Vorkon-

$$\frac{dV/V}{df}$$

MITTLERES AEROSOL				
f	Gl. 18 $\nu^* = 3$ $\mu = 4$	FRANKENBERGER		
		Sommer	Winter	Mittel
0,8	-25	-25	-27	-26
0,9	-5,0	-4,6	-6,3	-5,8
0,96	-12,5	-13,0	-19,3	-16,1

KONTINENTALES AEROSOL				
f	Gl. 18 $\nu^* = 3$ $\mu = 5,2$	FRANKENBERGER		
		Sommer	Winter	Mittel
0,8	-19	-1,7	-1,8	-1,8
0,9	-3,8	-3,1	-4,3	-3,7
0,96	-9,6	-8,8	-13,1	-10,9

Tabelle 1. Relative Sichtänderung $(dV/V)/df$ nach Gl. (18) und nach den Messungen von FRANKENBERGER.

densation. Demnach scheinen auch die Voraussetzungen, die der Theorie zugrundegelegt wurden, im Mittel, d. h. für größere Meßreihen, gültig zu sein, nämlich

1. die Annahme einer Aerosol-Größenverteilung nach JUNGE mit dem Exponenten $\nu^* = 3$,
2. die Schematisierung der Aerosolpartikeln als Kugeln mit dem reellen Brechungsindex 1,5.

Den Herren Dipl.-Meteorologen HÄNEL und WINKLER möchte ich für wertvolle Diskussionsbemerkungen danken.

Literatur

- (1) FRANKENBERGER, E.: Beziehungen zwischen der Normsichtweite und der relativen Feuchte nach Messungen in Quickborn. Beitr. Phys. Atmosph. 37 (1964) S. 183—196.
- (2) HÄNEL, G.: Vorbereitende Studien zur Messung des Brechungsindex atmosphärischer Aerosolteilchen mit vorläufigen Meßergebnissen des Realteils bei verschiedenen relativen Luftfechtigkeiten. Diplom-Arbeit Univ. Mainz (1966).
- (3) JUNGE, C.: Gesetzmäßigkeiten in der Größenverteilung atmosphärischer Aerosole über dem Kontinent. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 35 (1952) S. 261—277.
- (4) WINKLER, P.: Das Wachstum von Aerosolteilchen-Proben in Abhängigkeit von der relativen Feuchte. Diplom-Arbeit Univ. Mainz (1967).

DK 551.508.92:551.506.5 (261)

Messungen der Normsichtweite mit einem Streulichtschreiber während der Atlantischen Expedition 1969 „Meteor“

von

H. P. FIMPEL, H. G. MÜLLER und
G. H. RUPPERTSBERG (Vortragender)

Zusammenfassung

Während der Atlantischen Expedition 1965 „Meteor“ wurde die Normsichtweite an Bord mit einem AEG/FFM-Streulichtschreiber automatisch gemessen. Im rein maritimen Aerosol zeigte die Normsichtweite einen Tagesgang mit Amplituden von $\pm 6\%$ bis $\pm 8\%$, im Aerosol etwa 100 Seemeilen vor der afrikanischen Küste dagegen Amplituden von $\pm 40\%$ der mittleren Normsichtweite. Im rein maritimen Aerosol war der Tagesgang überwiegend auf ein Quellen und Schrumpfen der Aerosolpartikel mit den Änderungen der relativen Feuchte zurückzuführen. In Verbindung mit der an Bord gemessenen relativen Feuchte ergaben sich Aussagen über die Wellenlängenabhängigkeit der Normsichtweite in der Umgebung von $0,53 \mu$. Im rein maritimen Aerosol streuten die Wellenlängenexponenten um Null. Im Aerosol 100 Seemeilen vor der afrikanischen Küste wurde demgegenüber ein Wellenlängenexponent im Bereich kontinentaler Werte gefunden.

Abstract

During the Atlantic Expedition „Meteor“ 1965 the standard visibility was measured on board by an AEG/FFM-Scattered-Light-Recorder. A slight daily period with amplitudes of $\pm 6\%$ to $\pm 8\%$ of the mean value of standard visibility results in the pure oceanic aerosol, and a stronger one with amplitudes of $\pm 40\%$ in the aerosol 100 nautical miles leeward of the African coast. In the pure oceanic aerosol the daily period chiefly was due to the swelling and shrinking of the aerosol particles caused by the changes of humidity. Correlations between the daily periods of humidity and standard visibility led to the knowledge of the wavelength-dependence of the standard visibility in the region of 0.53μ . That wavelength-dependence was about zero in the pure oceanic aerosol, but showed continental values in the aerosol 100 nautical miles leeward of the African coast.

Veröffentlicht in: „Meteor“-Forschungsergebnisse Reihe B, Nr. 2 (1968) S. 35—56.

DK 551.510.72

Ein einfaches Modell zur Ausbreitung langlebiger Spaltprodukte in der Troposphäre

von

W. KLUG

Zusammenfassung

Für die Berechnung der Konzentration langlebiger Spaltprodukte in Bodennähe wird ein einfaches Modell der Diffusion in der Troposphäre benutzt, das die folgenden Eigenschaften hat:

- 1) Der Diffusionsprozeß gehorcht der FICKschen Diffusionsgleichung.
- 2) Der vertikale und horizontale Diffusionskoeffizient ist zeitlich und räumlich konstant.
- 3) Die Quelle befindet sich in mittlerer Tropopausenhöhe und wird — den Tropopausenbruch simulierend — als zonale Linienquelle angenommen.
- 4) Die Quellstärke variiert periodisch mit der Jahreszeit und nimmt außerdem exponentiell mit der Zeit ab, wobei die Zeitkonstante aus der mittleren Verweildauer der Spaltprodukte in der Stratosphäre gegeben ist.

Die Rechenergebnisse werden mit Sr^{90} -Messungen verglichen: die Übereinstimmung ist gut.

Abstract

A simple diffusion model of the troposphere is used to calculate surface concentration of long-live radioactive material. This model (modifying earlier work), has the following properties:

- 1) The diffusion process can be described by the FICKian diffusion equation.
- 2) The vertical and horizontal diffusion coefficient is constant in time and space.
- 3) The source is located at the mean height of the tropopause and is assumed to be a zonal line source.
- 4) The source strength varies periodically with the season and in addition decreases exponentially in time. The time constant is given by the mean residence time of radioactive material in the stratosphere.

The results are compared with Sr⁹⁰-measurements at the surface: they show a good agreement.

DK 551.510.41

Die Verteilung des Kohlendioxys über dem Atlantik auf Grund von Untersuchungen während der „Meteor“-Atlantik-Expedition

von

HEINRICH KÜHME

Zusammenfassung

Auf der „Meteor“-Atlantik-Expedition im Jahre 1965 wurde die Konzentration von Kohlendioxyd (CO₂) in der Luft gemessen. Die untersuchte Luft wurde aus einer Höhe von 14 m über der Meeresoberfläche eingesaugt. Es konnten Aufschlüsse über den langzeitigen Anstieg des atmosphärischen CO₂-Gehaltes, über die meridionale Verteilung dieses Gases sowie über das Verhalten der CO₂-Konzentration in Abhängigkeit von der Tageszeit, dem Bedeckungsgrad und dem thermischen Aufbau der Atmosphäre gewonnen werden.

Abstract

During the 1965 Atlantic Expedition of the "Meteor" the concentration of atmospheric carbon dioxide (CO₂) was measured. The air which was investigated entered the instrument from a height of 14 m above the surface of the sea. Conclusions upon the long term increase of the atmospheric CO₂ content, the meridional distribution of this gas, and the dependance of its concentration upon the day-time, the cloudiness, and the thermal structure of the atmosphere could be gained.

Ausführliche Veröffentlichung in: „Meteor“ Forschungsergebnisse, Reihe B, Nr. 2 (1968), S. 83 — 93.

DK 551.510.42

Die Fehler bei der rechnerischen Erfassung der Ausbreitung atmosphärischer Spurenstoffe

von

G. MANIER

Zusammenfassung

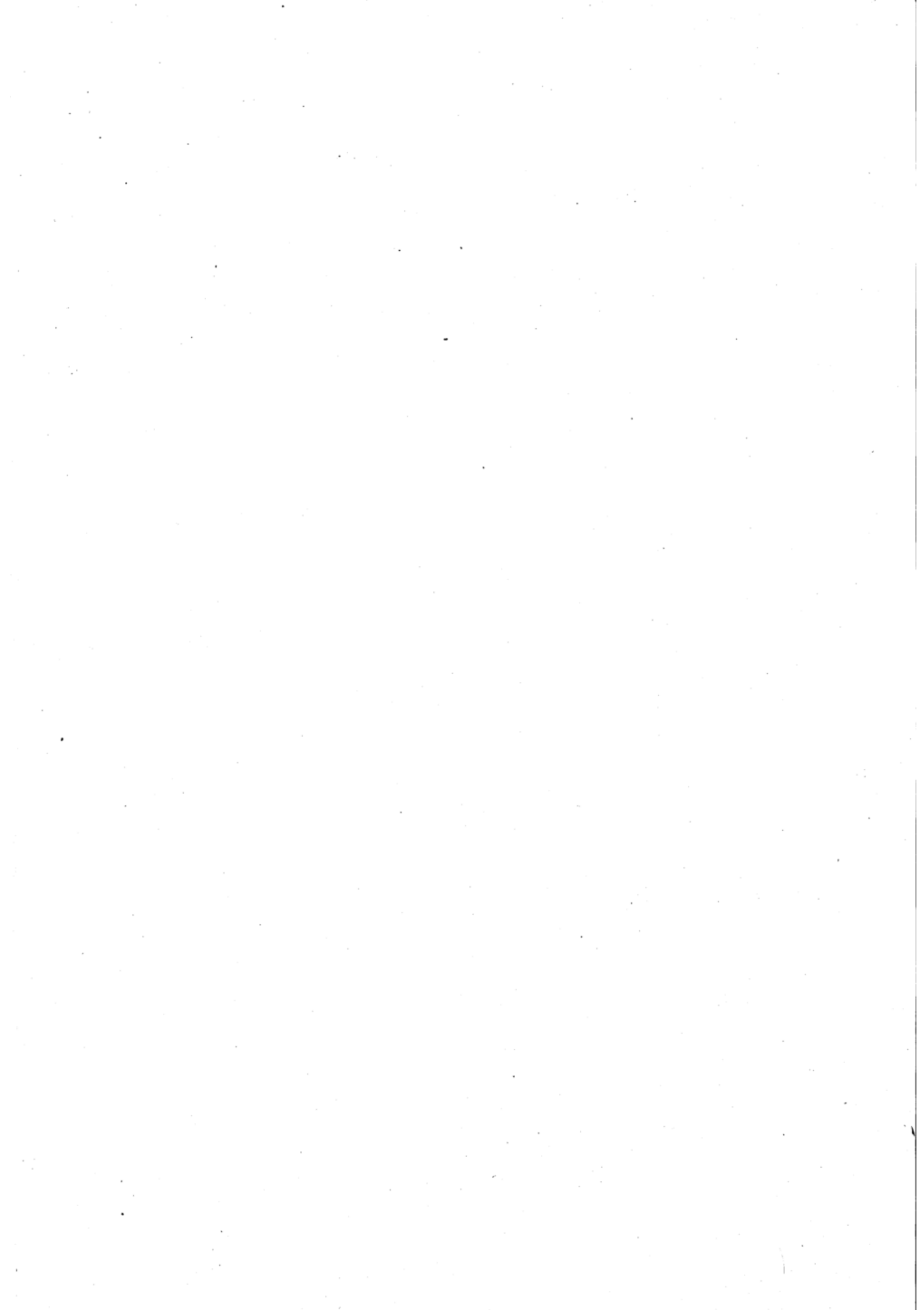
Bei Fragen der Ausbreitung von Spurenstoffen wird der Meteorologe häufig mit dem Problem konfrontiert, wie zuverlässig berechnete Konzentrationen sind. Es wurde daher ein Vergleich zwischen rund 2000 Messungen der SO_2 -Konzentration in der Umgebung einer Schwefelsäurefabrik und den entsprechenden berechneten Konzentrationen durchgeführt. Die Übereinstimmung ist nicht befriedigend. Die Ursachen für die Unterschiede werden diskutiert.

Abstract

Meteorologists are often confronted with the question how large the errors of calculated air pollution are. A comparison of 2000 measurements of SO_2 -concentration around a SO_2 -plant with calculated concentrations yields no good agreement. The reasons for the differences are discussed.

Ausführliche Veröffentlichung in der Zeitschrift „Staub“ in Vorbereitung.

4. Atmosphärische Zirkulation



DK 551.511.3 : 551.510.522 : 551.513.1

Zur Energetik der planetarischen Grenzschicht

von

HEINZ FORTAK

Zusammenfassung

Zunächst wird das bekannte vollständige System von hydrodynamischen Gleichungen für die hydrodynamischen Feldgrößen, einschließlich aller Energiegleichungen, in abgekürzter Bilanzform angeschrieben. Vertikale Integration jeder dieser Gleichungen führt zu exakten Formulierungen der Grenzflächenbedingungen an den beiden Begrenzungsflächen der planetarischen Grenzschicht. Dabei handelt es sich um die kinematischen, dynamischen und energetischen Grenzflächenbedingungen. Die Energetik der bodennahen Grenzschicht (PRANDTL-Schicht) wird auf der Basis des Systems der allgemeinen Gleichungen in konventioneller Weise behandelt: Stationarität und horizontale Homogenität. Dabei ergibt sich das Resultat, daß der nicht-konvektive Flußvektor der Gesamtenergie innerhalb der PRANDTL-Schicht divergenzfrei und somit invariant mit der Höhe ist. Als Folge der Tatsache, daß eine weniger approximierte Form des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik benutzt wird, ergibt sich die Bilanzform für die turbulente kinetische Energie gegenüber der konventionellen Form derselben leicht modifiziert. Es wird vermutet, daß die Divergenz des turbulenten Flusses von turbulenter kinetischer Energie eine wichtige Rolle spielt. Dazu wird die dimensionslose Form dieses Terms in die sogenannte KEYPS-Gleichung eingearbeitet, was die Möglichkeit eröffnet, diesen Term mit Hilfe der dimensionslosen Windprofilwerte, die aus den SWINBANKSchen Winddaten ermittelt wurden, zu berechnen. Die Diskussion der Ergebnisse legt die Vermutung nahe, daß die Divergenz des turbulenten Flusses von turbulenter kinetischer Energie im Übergangsbereich zwischen freier und windfreier Konvektion von Bedeutung sein kann. Weiter wird gezeigt, daß der Faktor γ in der KEYPS-Gleichung im instabilen Bereich nicht konstant ist.

Abstract

First the well-known complete system of hydrodynamic equations for mean field variables is written in abbreviated budget form. Vertical integration of each of these equations lead to the formulation of exact boundary conditions at the boundaries of the planetary boundary layer. These are the kinematic, dynamic, and energetic boundary conditions. On the basis of the system of general equations the energetics of the boundary layer is discussed in a conventional way: steady state and horizontal homogeneous conditions. As a result the non-convective flux vector of total energy is found to be invariant with height within the surface boundary layer. Due to the fact that a less approximated form of the first law of thermodynamics is used the budget equation for turbulent kinetic energy appears to be modified compared with the conventional form. It is believed that the so-called flux divergence term plays an important role. Incorporating a non-dimensional representation of the flux divergence into the KEYPS-equation leads to the possibility to compute this term with the help of the non-dimensional wind profile values derived from SWINBANKS wind data. From this discussion it is concluded that the flux divergence term may be important in the transition region between free convection and windless convection. Further it is shown that the factor γ in the KEYPS-equation is not a constant in the unstable regime.

Einleitung

In den letzten Jahren ist die Physik der planetarischen Grenzschicht im Zusammenhang mit der Entwicklung von Modellen für die großräumige Zirkulation der Atmosphäre besonders in den Vordergrund des Interesses gerückt.

Die von der Sonne eingestrahlte Energie wird fast ausschließlich auf dem Umweg über die Erdoberfläche der freien Atmosphäre zur Verfügung gestellt. Dabei bildet die planetarische Grenzschicht das dynamische

und energetische Bindeglied. Sie vermittelt die Wechselwirkungen zwischen den meist kleinräumigen physikalischen Prozessen an der Erdoberfläche bzw. in deren unmittelbarer Nähe und der großräumigen Zirkulation der freien Atmosphäre. Diese Wechselwirkungen bestehen im Austausch von Impuls, fühlbarer und latenter Wärme, Wasserdampf usw. Innerhalb der planetarischen Grenzschicht wird dieser durch das Zustandekommen von kleinräumig-turbulenten Strömen der genannten Eigenschaften bewerkstelligt. Es besteht dabei ein komplizierter Rückkopplungsmechanismus zwischen den

Eigenschaften der großräumigen Zirkulation der freien Atmosphäre und denen der kleinräumigen turbulenten Flüsse, welcher sich für Zwecke der Entwicklung von mathematisch-physikalischen Modellen der Allgemeinen Atmosphärischen Zirkulation nur in parametrisierter Form beschreiben läßt.

In einer befriedigenden Theorie der Allgemeinen Atmosphärischen Zirkulation wäre eine umfassende Theorie der Energetik und der kleinräumigen turbulenten Flüsse der planetarischen Grenzschicht von fundamentaler Bedeutung. Wir sind heute von diesem Ziel noch weit entfernt. Man ist gegenwärtig immer noch bemüht, die Verhältnisse wenigstens der untersten Schicht der planetarischen Grenzschicht, der bodennahen bzw. PRANDTL-Schicht, zu verstehen und stützt sich dabei bezüglich der Energetik ausschließlich auf die Bilanzgleichung für die turbulente kinetische Energie. Diese wird einer Fülle von vereinfachenden Annahmen unterworfen, von denen diejenigen stationärer Verhältnisse und horizontaler Homogenität der gemittelten Variablen am gravierendsten sind. Ansätze, die Energetik der gesamten planetarischen Grenzschicht betreffend (PRANDTL- und EKMAN-Schicht zusammengenommen), sind kaum zu finden. Dies ist wegen der außerordentlichen Komplexität des Problems, besonders aber wegen der notwendigerweise fallenzulassenden Annahmen der Stationarität und horizontalen Homogenität, nicht verwunderlich.

Wegen der großen Bedeutung der energetischen Wechselwirkung zwischen der kleinräumig-turbulenten planetarischen Grenzschicht und der freien Atmosphäre einerseits und der Erdoberfläche andererseits soll hier versucht werden, den Rahmen für eine allgemeine Energetik der planetarischen Grenzschicht abzustecken. In diesen sollen dann konventionelle Behandlungen der Energetik der PRANDTL-Schicht in etwas verallgemeinerter Form eingefügt werden.

A	B	C
1	0	0
\hat{v}	$\bar{p} \mathbf{E} - (\bar{\mathbf{F}} - \overline{\rho \mathbf{v}' \mathbf{v}'})$	$-2 \boldsymbol{\omega} \times \bar{\rho} \hat{v} - \bar{\rho} \nabla \Phi$
$\hat{e} + \Phi$	$\bar{\mathbf{W}} + \overline{\rho e' \mathbf{v}'}$	$\bar{\rho} \hat{v} \cdot \nabla \Phi - \bar{p} \nabla \cdot \hat{v} - \bar{p} \nabla \cdot \mathbf{v}' + \nabla \hat{v} \cdot \bar{\mathbf{F}} + \nabla \mathbf{v}' \cdot \bar{\mathbf{F}}$
$\hat{v}^2/2$	$[\bar{p} \mathbf{E} - (\bar{\mathbf{F}} - \overline{\rho \mathbf{v}' \mathbf{v}'})] \cdot \hat{v}$	$-\bar{\rho} \hat{v} \cdot \nabla \Phi + \bar{p} \nabla \cdot \hat{v} \quad -\nabla \hat{v} \cdot \bar{\mathbf{F}} \quad -\nabla \hat{v} \cdot (-\overline{\rho \mathbf{v}' \mathbf{v}'})$
$\hat{v}^{\prime 2}/2$	$[(\bar{p} + \overline{\rho \frac{v'^2}{2}}) \mathbf{E} - \bar{\mathbf{F}}] \cdot \mathbf{v}'$	$\bar{p} \nabla \cdot \mathbf{v}' \quad -\nabla \mathbf{v}' \cdot \bar{\mathbf{F}} + \nabla \hat{v} \cdot (-\overline{\rho \mathbf{v}' \mathbf{v}'})$

Zur Erklärung der Symbole das folgende: p: Luftdruck, F: Tensor der molekularen Reibung (NAVIER-STOKES), $-\overline{\rho \mathbf{v}' \mathbf{v}'}$: Tensor der turbulenten Reibung (REYNOLDS), $\boldsymbol{\omega}$: Drehvektor der Erdrotation, $\bar{\mathbf{W}}$: nichtkonvektiver Wärmestromvektor (Strahlung, molekulare Wärmeleitung), $\overline{\rho e' \mathbf{v}'}$: turbulenter Stromvektor von innerer Energie, E: Einheitstensor. Bezüglich der Verwendung des doppeltskalaren Produktes zweier Tensoren zweiter Stufe vergl. LAGALLY (4).

Man entnimmt der Bilanzgleichung [1], daß die Vektoren $\bar{\mathbf{B}}$ (im Falle der EULERSchen Bewegungsgleichung ist dies ein Tensor, wie man obiger Tabelle entnimmt) den nichtkonvektiven Kontakt mit der Umgebung eines materiellen oder raumfesten Flüssigkeitsvolumens herstellen. Sie bilden physikalisch neben den räumlichen Quellenfunktionen $\bar{\mathbf{C}}$ den wichtigsten, nicht-trivialen Term in [1]. Man erkennt dies deutlich, wenn man durch Addition der drei Energiegleichungen die Gleichung für die Gesamtenergie

$$\bar{\rho} \mathbf{E} = \bar{\rho} \left\{ \frac{\hat{v}^2}{2} + \frac{\hat{v}'^2}{2} + \hat{e} + \Phi \right\} \quad [2]$$

bildet. In dieser wichtigen Gleichung ist unter Einführung der Enthalpie $\rho h = p + \rho e$

1. Das System von gemittelten hydrodynamischen Bilanzgleichungen

Es ist selbstverständlich, daß man nicht von vornherein von vereinfachten Formen der hydrodynamischen Gleichungen ausgehen kann, wenn man beabsichtigt, die Gesamtheit der physikalisch möglichen Prozesse innerhalb der planetarischen Grenzschicht, z. B. auch die thermische Konvektion, zu beschreiben. Wir legen deshalb das bekannte vollständige System von gemittelten Gleichungen zugrunde, in welchem nach HESSELBERG (1) von dem Konzept mit der Luftdichte gewogener Mittel hydrodynamischer Feldgrößen Gebrauch gemacht wird. In dieser Interpretation der Mittelbildung lassen sich alle hydrodynamischen Gleichungen in folgender Standard-Bilanzform schreiben, wenn A eine beliebige hydrodynamische Feldgröße bedeutet:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{A}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \hat{v} \bar{A} + \bar{\mathbf{B}}) = \bar{\mathbf{C}} \quad [1]$$

Das von VAN MIEGHEM (2), ELIASSEN und KLEIN-SCHMIDT (3) angegebene System erhält man, indem man \bar{A} folgendermaßen spezifiziert:

Die Kontinuitätsgleichung entsteht für $\bar{A} = 1$, die EULERSche Bewegungsgleichung für $\bar{A} = \hat{v}$ (\hat{v} : spezifischer Impuls), die thermische Energiegleichung unter Einschluß der potentiellen Energie für $\bar{A} = \hat{e} + \Phi$ (\hat{e} : spezifische innere Energie, Φ : potentielle Energie), die dynamische Energiegleichung der gemittelten Bewegung für $\bar{A} = \hat{v}^2/2$ und schließlich die dynamische Energiegleichung für die kinetische Energie der turbulenten Zusatzbewegungen für $\bar{A} = \hat{v}'^2/2$, wenn der folgenden Tabelle die dazugehörigen Ausdrücke für $\bar{\mathbf{B}}$ und $\bar{\mathbf{C}}$ entnommen werden:

$$\bar{\mathbf{B}} = \bar{\mathbf{W}} + \overline{\rho h' \mathbf{v}'} + \overline{\rho \frac{v'^2}{2} \mathbf{v}'} - (-\overline{\rho \mathbf{v}' \mathbf{v}'} \cdot \hat{v} - \bar{\mathbf{F}} \cdot \hat{v} - \bar{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{v}') \quad [3]$$

derjenige Vektor, der den nichtkonvektiven gesamtenergetischen Kontakt, z. B. der planetarischen Grenzschicht mit der Erdoberfläche einerseits und mit der freien Atmosphäre andererseits, herstellt. Die Vertikalkomponente von [3], genommen für eine ebene Erdoberfläche, ist eine verallgemeinerte Fassung der bekannten Energiebilanzgleichung an der Erdoberfläche, welche sich durch Aufspaltung von $\bar{\mathbf{W}}_z$ in Strahlungsströme und molekulare Wärmeleitung und von $\overline{\rho h' \mathbf{v}'_z}$ in einen turbulenten Strom von fühlbarer und einen solchen von latenter Wärme leicht ergibt. Die Vorgaben von $\bar{\mathbf{B}}$ an den Begrenzungen werden sich in Abschnitt 2 tatsächlich als allgemeine energetische Randbedingungen der planetarischen Grenzschicht herausstellen.

Es kann in bezug auf die Gesamtenergie noch festgestellt werden, daß sich diese nach Addition der Einzelenergiegleichungen, wie zu fordern ist, als quellenfrei herausstellt, d. h. es gilt für sie: $\bar{\mathbf{C}} = 0$.

Zur Klärung des Problems der erforderlichen kinematischen, dynamischen und aller energetischen Rand-

bedingungen an der Erdoberfläche und an der Obergrenze der planetarischen Grenzschicht (bzw. an irgendeiner innerhalb der Atmosphäre liegenden Fläche) eignet sich die Bilanzform [1] für die in der Tabelle angeführten Variablen ganz besonders. Eine einfache vertikale Integration, erstreckt über die Höhe der planetarischen Grenzschicht, liefert nicht nur die erforderlichen Randbedingungen, sondern darüber hinaus allgemeine Bilanzen für vertikal integrierte Variable der planetarischen Grenzschicht.

2. Das System der vertikal integrierten Bilanzgleichungen

Die Erdoberfläche ist die untere Berandung der planetarischen Grenzschicht und kann, abgesehen von komplizierten Verhältnissen, die manchmal über den Ozeanen vorkommen, als eine partikelinvariante Fläche angesehen werden. Bezeichnet $\mathfrak{F}_0(x, y, z) = 0$ die Gleichung der Erdoberfläche, dann folgt mit $H_0(x, y)$ als Höhe derselben über NN aus

$$\mathfrak{F}_0 = H_0(x, y) - z$$

der Gradient

$$\nabla \mathfrak{F}_0 = -(\mathbf{k} - \nabla_h H_0) = \mathbf{N}_0,$$

wobei \mathbf{N}_0 der (nichtnormierte) nach außen (in die Erdoberfläche hinein) gerichtete Flächennormalvektor ist. Die Partikelinvarianz liefert

$$\frac{d\mathfrak{F}_0}{dt} = (\hat{\mathbf{v}}_h)_{H_0} \cdot \nabla_h H_0 - (\hat{\mathbf{v}}_z)_{H_0} = \mathbf{N}_0 \cdot (\hat{\mathbf{v}})_{H_0} = 0$$

und somit die kinematische Grenzflächenbedingung an der Erdoberfläche

$$(\hat{\mathbf{v}}_z)_{H_0} = (\hat{\mathbf{v}}_h)_{H_0} \cdot \nabla_h H_0. \quad [4]$$

Die Obergrenze der planetarischen Grenzschicht (oder etwa nur der PRANDTL-Schicht) ist nicht durch Partikelinvarianz gekennzeichnet, sondern durch Eigenschaften des Schubspannungsvektors, der vertikalen Temperaturverteilung oder durch andere physikalische Eigenschaften. Bezeichnet $\mathfrak{F}(x, y, z; t) = 0$ diese obere Begrenzungsfläche, dann folgt mit $H(x, y; t)$ als Höhe derselben über NN aus

$$\mathfrak{F} = z - H(x, y; t)$$

der Gradient

$$\nabla \mathfrak{F} = \mathbf{k} - \nabla_h H = \mathbf{N},$$

wobei \mathbf{N} der (nichtnormierte) nach außen (z. B. in die freie Atmosphäre) gerichtete Flächennormalvektor ist. Wegen der nicht mehr voraussetzbaren Partikelinvarianz der Fläche \mathfrak{F} gilt nun

$$\begin{aligned} \frac{d\mathfrak{F}}{dt} &= (\hat{\mathbf{v}}_z)_H - \left\{ \frac{\partial H}{\partial t} + (\hat{\mathbf{v}}_h)_H \cdot \nabla_h H \right\} \\ &= -\frac{\partial H}{\partial t} + \mathbf{N} \cdot (\hat{\mathbf{v}})_H \neq 0. \end{aligned} \quad [5]$$

Integriert man [1] über das Höhenintervall $[H_0, H]$ unter Beachtung der kinematischen Grenzflächenbedingung [4], dann erhält man

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_{H_0}^H \bar{\rho} \bar{A} dz \right] + \nabla_h \cdot \left[\int_{H_0}^H (\bar{\rho} \hat{\mathbf{v}}_h \bar{A} + {}_h \bar{\mathbf{B}}) dz \right] &= \int_{H_0}^H \bar{C} dz + \\ + \left\{ \frac{\partial H}{\partial t} - \mathbf{N} \cdot (\hat{\mathbf{v}})_H \right\} (\bar{\rho} \bar{A})_H - \mathbf{N} \cdot (\bar{\mathbf{B}})_H - \mathbf{N}_0 \cdot (\bar{\mathbf{B}})_{H_0} \end{aligned} \quad [6]$$

Hier ist mit ${}_h \bar{\mathbf{B}}$ angedeutet worden, daß im Falle, daß $\bar{\mathbf{B}}$ ein Tensor ist, die horizontale Komponente des Linksfaktors zu nehmen ist.

Gleichung [6] läßt unmittelbar erkennen, daß die an den Grenzflächen genommenen Normalkomponenten des nichtkonvektiven Flußvektors (-tensors) $\bar{\mathbf{B}}$ als

Grenzflächenbedingungen vorzugeben sind. Im Falle einer materiedurchlässigen oberen Grenzfläche tritt dazu jedoch noch eine erforderliche Kenntnis des Eigenschaftstransports durch die Grenzfläche, welcher dadurch zustande kommt, daß die Grenzfläche durch das Massenfild hindurchwandert. Die hiermit zusammenhängenden Probleme sind schwer zu durchschauen. Zum Beispiel erhält man mit $\bar{A} = 1$ die Kontinuitätsgleichung für die Masse der Einheitssäule

$$M = \int_{H_0}^H \bar{\rho} dz$$

in der Form

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \nabla_h \cdot \left[\int_{H_0}^H \bar{\rho} \hat{\mathbf{v}}_h dz \right] = \left\{ \frac{\partial H}{\partial t} - \mathbf{N} \cdot (\hat{\mathbf{v}})_H \right\} (\bar{\rho})_H \quad [7]$$

welche die Massenbilanz der planetarischen Grenzschicht unter Berücksichtigung der Tatsache ausdrückt, daß — wie erwähnt — die obere Grenzfläche durch das Massenfild wandert. Schreibt man [7] in der Form

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial t} + (\hat{\mathbf{v}}_h)_H \cdot \nabla_h H &= (\hat{\mathbf{v}}_z)_H + \frac{\partial M}{\partial t} + \nabla_h \cdot \left[\int_{H_0}^H \bar{\rho} \hat{\mathbf{v}}_h dz \right] = \\ &= (\hat{\mathbf{v}}_z)_H + E, \end{aligned}$$

dann kann man allgemein nicht zu der Folgerung kommen, daß $E \geq 0$ sein soll, wie dies bei CHARNOCK und ELLISON (5) zu finden ist.

Im Fall hochreichender thermischer Konvektion werden die Begriffe „planetarische Grenzschicht“ und „Obergrenze“ derselben anders zu definieren sein.

Wir wenden uns nun den eigentlichen Grenzflächenbedingungen zu, welche durch die Vektoren $\bar{\mathbf{B}}$ gegeben sind.

Im Falle der EULERSchen Bewegungsgleichung ist mit $\bar{A} = \hat{\mathbf{v}} \cdot \bar{\mathbf{N}} \cdot (\bar{\mathbf{B}})_H = \bar{p}_H \mathbf{N} - \mathbf{N} \cdot (\bar{\mathbf{F}} - \bar{\rho} \hat{\mathbf{v}} \hat{\mathbf{v}})_{H_0}$ die bekannte dynamische Grenzflächenbedingung, hier für $z = H$ formuliert. Entsprechend lassen sich diejenigen für die einzelnen Energieanteile formulieren. Im Fall der Gesamtenergie erhält man mit [3] das Ergebnis, daß man die Kenntnis der Normalströme von $\bar{\mathbf{W}}, \bar{\rho} \hat{\mathbf{v}} \hat{\mathbf{v}}, \dots$ an beiden Grenzflächen benötigt, will man z. B. zeitliche Änderungen des Gesamtenergieinhalts der planetarischen Grenzschicht berechnen. Derartige energetische Bilanzuntersuchungen liegen nicht nur im Interesse der Modellentwicklungen oder der Parametrisierung der planetarischen Grenzschicht, sondern verdienen allgemeines Interesse. Probleme der Akkumulation von Energie innerhalb der planetarischen Grenzschicht und deren plötzliche Freimachung durch intensive konvektive Prozesse gehören z. B. hierzu.

Wäre es möglich, die erwähnten Randbedingungen in Abhängigkeit von den Parametern der großräumigen Zirkulation der freien Atmosphäre zu parametrisieren, dann ergäbe sich mit Hilfe der Gleichungen [6] die Möglichkeit, zeitabhängige zweidimensionale Modelle der planetarischen Grenzschicht als unterste Schicht in die Modelle für die großräumige atmosphärische Zirkulation einzubauen. Diese Form der Einarbeitung der planetarischen Grenzschicht hätte den Vorteil, daß alle erforderlichen Grenzflächenbedingungen, exakt formuliert, berücksichtigt wären.

Bisher wurde Wert darauf gelegt, von vereinfachenden Annahmen innerhalb des Gleichungssystems abzuweichen. Unbedenklich ist es jedoch, den gemittelten molekularen Reibungstensor $\bar{\mathbf{F}}$ gegenüber dem turbulenten Reibungstensor $-\bar{\rho} \hat{\mathbf{v}} \hat{\mathbf{v}}$ zu vernachlässigen. Auch die Dissipation von kinetischer Energie der mittleren Bewegung durch molekulare Reibung, d. h. der Term $\nabla \hat{\mathbf{v}} \cdot \bar{\mathbf{F}}$, ist vernachlässigbar. Eine Vernachlässigung der

Dissipation der kinetischen Energie der turbulenten Zusatzbewegung durch molekulare Reibung in nur einer der Energiegleichungen (meist in der thermischen Energiegleichung) ist jedoch nicht statthaft. Dadurch wird nicht nur die Gesamtenergiebilanz gestört, sondern man vernachlässigt in einer Gleichung einen Term im Vergleich zu Termen, die in der anderen Gleichung in gleicher Weise auftreten. In der Literatur wird jedoch auf diese Weise die thermische Energiegleichung praktisch von der Gleichung für die kinetische Energie der turbulenten Zusatzbewegung abgekoppelt und nur letztere in den Kreis der Betrachtungen gezogen.

Am Beispiel der konventionellen Behandlung der Energetik der PRANDTL-Schicht soll im folgenden gezeigt werden, wie sich die hier vertretenen Auffassungen im einzelnen auswirken.

3. Energetik der PRANDTL-Schicht bei Annahme von stationären und horizontal-homogenen Verhältnissen

In der konventionellen Behandlung der Energetik der PRANDTL-Schicht wird von den Annahmen ausgegan-

$$\frac{\partial}{\partial z} \left\{ \overline{p v_z''} + \overline{\rho \frac{v''^2}{2} v_z''} - \overline{v'' \cdot \mathbf{F} \cdot \mathbf{k}} \right\} = \overline{p \nabla \cdot \mathbf{v}''} - \overline{\rho \varepsilon} + \overline{\tau_h} \cdot \frac{\partial \hat{v}_h}{\partial z}, \quad [10]$$

wobei für die Dissipation von kinetischer Energie der turbulenten Zusatzbewegung durch molekulare Reibung abgekürzt geschrieben wurde:

$$\overline{\rho \varepsilon} = \overline{\nabla \mathbf{v}'' \cdot \mathbf{F}} \geq 0.$$

In [10] erkennt man unschwer die Bilanzgleichung für

$$\frac{\partial}{\partial z} \left\{ \overline{W_z} + \overline{\rho h'' v_z''} + \overline{\rho \frac{v''^2}{2} v_z''} - \overline{v'' \cdot \mathbf{F} \cdot \mathbf{k}} - \overline{\hat{v}_h \cdot \tau_h} \right\} = 0 \quad [11]$$

Diese Gleichung bringt zum Ausdruck, daß die Vertikalkomponente des nichtkonvektiven Flußvektors der Gesamtenergie, d. h. $\mathbf{k} \cdot \overline{\mathbf{B}}$ (vergl. [3]), bezüglich der Höhe über Grund eine Invariante ist. Kennt man diesen Wert in einer Höhe, etwa in Nähe des Erdbodens, dann ist er in der gesamten PRANDTL-Schicht bekannt.

Man erkennt in der vertikal integrierten Form von [11] unmittelbar Gleichung [6], angewandt auf die Gesamtenergie, wieder, welche sich mit $\nabla_h H_0 = 0$, $\nabla_h H = 0$ und unter Einführung aller hier verwendeten Annahmen auf

$$0 = -\mathbf{k} \cdot (\overline{\mathbf{B}})_H + \mathbf{k} \cdot (\overline{\mathbf{B}})_{H_0}$$

reduziert.

In Hinblick auf die weitere Diskussion der Gleichungen [9] bis [11] beschränken wir uns auf den Fall trockener Luft und verwenden die thermodynamischen Rela-

$$\overline{\rho \varepsilon} = \overline{\tau_h} \cdot \frac{\partial \hat{v}_h}{\partial z} + \frac{g \overline{H_z}}{c_p \overline{\Theta}} - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{R}{c_p} \overline{H_z} + \overline{\rho \frac{v''^2}{2} v_z''} - \overline{v'' \cdot \mathbf{F} \cdot \mathbf{k}} \right\}. \quad [14]$$

Neben einer Eliminierung von $\overline{\rho \varepsilon}$ und $\overline{p \nabla \cdot \mathbf{v}''}$, was auf [11] führt, bietet sich die Eliminierung der Divergenz des turbulenten Enthalpiestromes an. Mit Rücksicht auf [13] scheint eine Vernachlässigung des entspre-

$$\frac{\partial \overline{H_z}}{\partial z} = \kappa \left\{ \overline{\rho \varepsilon} - \frac{g \overline{H_z}}{c_p \overline{\Theta}} - \frac{\partial \overline{W_z}}{\partial z} \right\} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \overline{\hat{v}_h \cdot \tau_h} - \overline{\rho \frac{v''^2}{2} v_z''} + \overline{v'' \cdot \mathbf{F} \cdot \mathbf{k}} - \overline{W_z} \right\} \quad [15]$$

Infolge der Mitberücksichtigung des Terms $\overline{p v_z''}$ in [10] und der damit verbundenen Einarbeitung der thermischen Energiegleichung in der Form [9] bzw. [13] ergibt sich als Bilanzgleichung für die kinetische Ener-

$$\varepsilon = \frac{1}{\kappa} \frac{\tau_h}{\rho} \cdot \frac{\partial \hat{v}_h}{\partial z} + \frac{g \overline{H_z}}{c_p \overline{\rho \Theta}} - \frac{1}{\kappa \overline{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \overline{\rho \frac{v''^2}{2} v_z''} - \overline{v'' \cdot \mathbf{F} \cdot \mathbf{k}} - (\kappa - 1) \overline{W_z} \right\} \quad [16]$$

gen, daß für alle gemittelten Variablen die Bedingungen der Stationarität und der horizontalen Homogenität erfüllt sind. Zusätzlich wird gefordert, daß der Fall einer völlig ebenen Erdoberfläche vorliegt.

Unter diesen Bedingungen folgt im vorliegenden Scale unter Vernachlässigung der CORIOLIS-Beschleunigung aus Kontinuitätsgleichung und EULERSchen Bewegungsgleichungen

$$\hat{v}_z \equiv 0; \quad \frac{\partial \overline{\tau_u}}{\partial z} \approx 0; \quad \frac{\partial \overline{p}}{\partial z} \approx -g \overline{\rho}. \quad [8]$$

Dabei wurde gesetzt: $\nabla \Phi = g \mathbf{k}$, $\overline{\tau_h} = -\overline{\rho v_z'' v_h''}$ (horizontaler Schubspannungsvektor).

Wegen des Verschwindens von \hat{v}_z sind keine organisierten Vertikalzirkulationen, etwa konvektiver Art, möglich. Diese Tatsache hat einschneidende Konsequenzen auf die Form der thermischen Energiegleichung und der Gleichung für die kinetische Energie der turbulenten Zusatzbewegung. Diese bleiben neben [8] allein übrig und schreiben sich

$$\frac{\partial}{\partial z} \left\{ \overline{W_z} + \overline{\rho e'' v_z''} \right\} = -\overline{p \nabla \cdot \mathbf{v}''} + \overline{\rho \varepsilon} \quad [9]$$

die turbulente kinetische Energie wieder (siehe z. B. LUMLEY und PANOFSKY (6)). Die hier damit gekoppelte Gleichung [9] erscheint allgemein nicht in der entsprechenden Literatur. Sie ist jedoch wesentlich zur Erzeugung der räumlichen Quellenfreiheit der Gesamtenergie. Addiert man [9] und [10] dann erhält man

tionen $p = R \rho T$, $e = c_v T + \text{const}$, $h = c_p T + \text{const}$ und $\kappa = c_p / c_v$.

Damit wird in [9] $\overline{\rho e'' v_z''} = \frac{1}{\kappa} \overline{\rho h'' v_z''} = \frac{1}{\kappa} \overline{H_z}$, wenn von nun an $\overline{H_z}$ den vertikalen turbulenten Enthalpiefluß bezeichnet, und in [10] wird $\overline{p v_z''} = \frac{R}{c_p} \overline{H_z}$.

Zusätzlich soll die aus (3) (Seite 45) entnommene Darstellung für die turbulente Expansionsleistung $\overline{p \nabla \cdot \mathbf{v}''}$ benutzt werden:

$$\overline{p \nabla \cdot \mathbf{v}''} \approx \frac{g}{c_p \overline{\Theta}} \overline{\rho h'' v_z''} = \frac{g}{c_p \overline{\Theta}} \overline{H_z}. \quad [12]$$

An Stelle von [9] und [10] erhält man so

$$\frac{1}{\kappa} \frac{\partial \overline{H_z}}{\partial z} + \frac{g}{c_p \overline{\Theta}} \overline{H_z} = \overline{\rho \varepsilon} - \frac{\partial \overline{W_z}}{\partial z} \quad [13]$$

chenden Terms in [14] (welcher durch den Term $\overline{p v_z''}$ zustande kommt) nicht angebracht. Man erhält so aus [13] und [14]

gie der turbulenten Zusatzbewegung, geschrieben als Gleichung für die Energiedissipation pro Masseneinheit, aus [15]

Hier kann unter der Voraussetzung $\bar{v}_h \uparrow \uparrow \hat{v}_h$ und unter Einführung der Schubspannungsgeschwindigkeit $u_*^2 = \bar{v}_h / \bar{\rho}$ im ersten Term der rechten Seite geschrieben werden:

$$\frac{\bar{v}_h}{\rho} \cdot \frac{\partial \hat{v}_h}{\partial z} = u_*^2 \frac{\partial \hat{v}_h}{\partial z}$$

Gegenüber der konventionellen Form dieser Gleichung [6] liegt der Unterschied von [16] vor allem darin, daß der erste Term der rechten Seite (Produktion von turbulenter kinetischer Energie) mit dem Faktor $1/\kappa \approx 0,7$ behaftet ist, denn der Divergenzterm wird so wieso fast stets vernachlässigt. Dies ist jedoch eine Abweichung von konventionellen Behandlungen des Problems, welches einigermaßen gravierend ist. Sie führt den Autor zur Vermutung, daß der Divergenz des turbulenten Vertikalflusses von turbulenter kinetischer Energie noch mehr Beachtung geschenkt werden sollte. Dies legt auch die Form [11] der Gleichung für die Gesamtenergiebilanz nahe. Danach wäre für verschwindende Vertikalströme von nichtkonvektiver Wärme (\bar{W}_z) und von Enthalpie (\bar{H}_z) bei Vernachlässigung des Terms $\overline{v'' \cdot \mathbf{F} \cdot \mathbf{k}}$ die vertikale Windverteilung ganz wesentlich

$$\frac{u_*}{fz} S_\varepsilon = \frac{u_*^2}{fz} S_M - \frac{u_*^2}{fz} \frac{z}{L} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \rho \frac{v''^2}{2} v_z'' \right\}$$

Dies legt die Einführung einer dimensionslosen Funktion $S_F \left(\frac{z}{L} \right)$ für die sogenannte "flux divergence" gemäß

$$S_F \left(\frac{z}{L} \right) = \frac{fz}{u_*^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \rho \frac{v''^2}{2} v_z'' \right\} \quad [19]$$

mit $S_F(0) = 0$ nahe, da im Falle von adiabatischen Verhältnissen die Beziehung $S_\varepsilon = S_M$ (Dissipation gleich Produktion) gesichert erscheint.

Die dimensionslose Form der Bilanzgleichung der turbulenten kinetischen Energie [17] schreibt sich somit in der einfachen Form

$$S_\varepsilon = S_M - \frac{z}{L} - S_F \quad [20]$$

Gute Messungen von S_M liegen, zumindest für den instabilen Fall, vor (7). Die Meßwerte von S_ε dagegen streuen stark und über S_F liegen für die PRANDTL-Schicht praktisch keine verlässlichen Werte vor. Wir gehen deshalb in konventioneller Weise indirekt vor, indem durch Vorgabe des "Scale" der Turbulenz nach TAKEUCHI und YOKOYAMA (9)

$$1 = fz \psi \left(\frac{z}{L} \right) \quad [21]$$

ein Diffusionskoeffizient K_M gemäß

$$K_M = \hat{z}^{1/3} l^{-4/3} \quad [22]$$

definiert wird und von der Beziehung

$$u_*^2 = K_M \frac{\partial \hat{v}_h}{\partial z} \quad [23]$$

Gebrauch gemacht wird. Gleichungen [18], [21], [22] und [23] liefern dann

$$S_\varepsilon = \frac{1}{S_M^3 \psi^4} \quad [24]$$

was mit [20] zu einer erweiterten KEYPS-Gleichung führt:

$$S_M^4 - \left(1 + \frac{S_F}{Z/L} \right) \frac{z}{L} S_M^3 = \frac{1}{\psi^4} \quad [25]$$

Allen bisher angegebenen Formen der KEYPS-Gleichung liegt der Ansatz $1 + S_F \frac{z}{L} = \text{const} = \gamma'$ und meist

von diesem Vertikalfluß von turbulenter kinetischer Energie abhängig.

Als Beispiel einer möglichen Bedeutung dieses Terms soll dieser in der konventionellen Bilanzgleichung für die turbulente kinetische Energie mitberücksichtigt und aus den Windprofilmessungen SWINBANKS (7) berechnet werden.

Geht man aus von (6),

$$\hat{\varepsilon} = u_*^2 \frac{\partial \hat{v}_h}{\partial z} + \frac{g \bar{H}_z}{c_p \bar{\rho} \bar{\Theta}} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \rho \frac{v''^2}{2} v_z'' \right\}, \quad [17]$$

führt die MONIN-OBUCHOW-Länge L (8), gemäß

$$L = - \frac{c_p \bar{\rho} \bar{\Theta}}{g \bar{H}_z} \frac{u_*^2}{f} \quad (f: \text{KÁRMÁN-Konstante})$$

und dazu dimensionslose Funktionen S_M, S_ε der dimensionslosen Variablen z/L für das Windprofil und für das Profil der Energiedissipation gemäß

$$S_M \left(\frac{z}{L} \right) = \frac{fz}{u_*} \frac{\partial \hat{v}_h}{\partial z} \quad (S_M(0) = 1) \quad [18]$$

$$S_\varepsilon \left(\frac{z}{L} \right) = \frac{fz}{u_*^2} \hat{\varepsilon} \quad (S_\varepsilon(0) = 1)$$

in [17] ein, dann erhält man

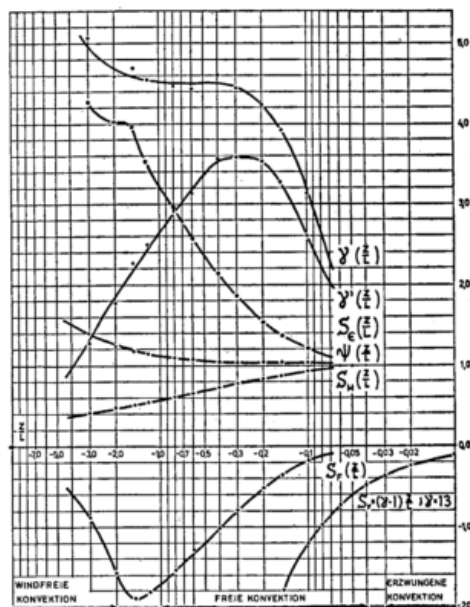
$\psi = 1$ zugrunde. Dies hat zur Folge, daß angenommen wird

$$S_F = (\gamma' - 1) \frac{z}{L}, \quad [26]$$

und daß somit eine Proportionalität zwischen "flux divergence" und H_z bestehen soll:

$$- \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \rho \frac{v''^2}{2} v_z'' \right\} = (\gamma' - 1) \frac{g \bar{H}_z}{c_p \bar{\rho} \bar{\Theta}} \quad [27]$$

Der Abbildung entnimmt man, daß z. B. im instabilen Bereich die Annahme [26] höchstens in der Nähe adiabatischer Verhältnisse vertretbar sein kann, womit der Ansatz [27] für nichtadiabatische Verhältnisse gegenstandslos wird.



Verlauf der dimensionslosen Ähnlichkeitsfunktionen.

Hier soll mit Hilfe von [25] unter Verwendung der aus den SWINBANKSchen Daten ermittelten Werte für S_M und der TAKEUCHI-YOKOYAMAschen Darstellung für ψ die dimensionslose "flux divergence" direkt berechnet werden.

Die Abbildung zeigt die Resultate. Aus [25] ergibt sich $S_F < 0$ im gesamten instabilen Bereich. Innerhalb der PRANDTL-Schicht nimmt somit $\frac{v''^2}{2} v_z''$ mit der Höhe ab. Die Abnahme mit der Höhe ist im Übergangsbereich zwischen freier und windfreier Konvektion, d. h. zwischen $-2,0 < \frac{z}{L} < -1,0$ am größten. Das in diesem Bereich gefundene Minimum hängt natürlich von den S_M -Werten ab, die aus den SWINBANKschen Daten in konventioneller Weise gewonnen wurden und dazu von der hier verwendeten Form der KEYPS-Gleichung.

Würde man in [26] mit einem Wert $\gamma' \approx 13$ (KLUG (10)) rechnen, dann ergäbe sich für S_F die sehr unrealistische Kurve, die in der Abbildung unten rechts erscheint.

$$\text{Hier wird } \gamma' = 1 + \frac{S_F}{z/L}$$

als Funktion von z/L betrachtet. Für den Fall der erweiterten KEYPS-Gleichung [25] ergibt sich $\gamma' \approx 3,6$ für den Zentralbereich der freien Konvektion. Nach der Seite erzwungener als auch nach der Seite windfreier Konvektion nimmt γ' rasch auf kleine Werte ab.

Für den Fall daß ein z/L derart existiert, daß $S_M = \frac{1}{\psi}$ wird, (was nach [18], [21] und [23] auf die bekannte Beziehung $K_M = l u_*$ mit l als Mischungsweg führt), wird γ' sogar Null, da hier $S_F = -z/L$ zu fordern ist (siehe [25]). Nach [20] wird dann auch $S_e = S_M$ und somit ist der klassische Fall „Dissipation gleich Produktion“ bereits erreicht, und es herrschen quasiadiabatische Verhältnisse.

Gleichung [20] entnimmt man, daß die Beziehung $S_e \approx S_M$ im konvektiven Bereich durch das Auftreten des linearen Konvektionsterms z/L stark gestört wird (abgesehen vom Auftreten des Terms S_F). In der Abbildung ist die dimensionslose Energiedissipation S_e , wie sie sich aus Gleichung [20] ergibt, ebenfalls eingezeichnet. Bis $z/L \approx -0,05$ liegen quasiadiabatische Verhältnisse vor. Von da an steigt die Energiedissipation rasch an. Der Anstieg bis $z/L \approx -0,4$ auf einen Wert von $S_e \approx 2,0$ ließe sich der Punktwolke in Abbildung 3 aus BUSCH und PANOFSKY (11) vielleicht ebenso entnehmen wie der dort angegebene konstante Wert $S_e \approx 1,0$. Inwieweit der weitere steile Anstieg im Bereich der windfreien Konvektion realistisch ist, kann hier nicht entschieden werden.

Interessant ist noch, die konventionelle KEYPS-Gleichung, (6))

$$S_M^4 - \gamma \frac{z}{L} S_M^3 = 1$$

unter Verwendung der SWINBANKschen S_M zur Bestimmung des dort auftretenden γ zu verwenden. Derartige Auswertungen hat bereits PASQUILL (12) vorgenommen. Dort wie hier ergibt sich $\gamma = \gamma\left(\frac{z}{L}\right)$, wobei im Unterschied zu dem aus [25] ermittelten γ' dieses im Übergangsgebiet zwischen freier und windfreier Konvektion den konstanten Wert $\gamma \approx 4,5$ annimmt. γ nimmt

nach der Seite der windfreien Konvektion zu und nach der Seite der erzwungenen Konvektion ab (siehe (12)).

Abschließend sei die der Bilanzgleichung [16] entsprechende weiterhin modifizierte KEYPS-Gleichung angegeben, die sich unter den gleichen Voraussetzungen, die zu [25] führten, in der Form ergibt:

$$S_M^4 - \left(\kappa + \frac{S_F}{z/L}\right) \frac{z}{L} S_M^3 = \frac{\kappa}{\psi^4} \left(\kappa = \frac{c_p}{c_v} \approx 1,4\right) \quad [28]$$

Eine Auswertung mit Hilfe der SWINBANKschen S_M -Werte im gleichen Umfang, wie dies mit [25] geschah, befindet sich in Arbeit. Man stellt jedoch sofort fest, daß zwecks Erhaltung von $S_M(0) = 1$ zu fordern ist: $S_F(0) = 1 - \kappa \approx -0,4$. Somit würde auch im adiabatischen Fall $\frac{v''^2}{2} v_z''$ mit der Höhe abnehmen. Ähnliche Überlegungen, insbesondere im Zusammenhang mit der Bilanzgleichung [11] der Gesamtenergie hat auch WIPPERMANN (13) angestellt.

Literatur

- (1) HESSELBERG, TH.: Die Gesetze der ausgeglichenen atmosphärischen Bewegungen. Beitr. Phys. fr. Atmosph. 12 (1926), S. 141.
- (2) VAN MIEGHEM, J.: Energy conversions in the atmosphere on the scale of the general circulation. Tellus 4 (1952), S. 334.
- (3) ELIASSEN, A.; KLEINSCHMIDT, E.: Dynamic Meteorology. In S. FLÜGGE (Herausgeber), Handbuch der Physik, Bd. XLVIII (Geophysik II), Berlin-Göttingen-Heidelberg (1957).
- (4) LAGALLY, M.: Vorlesungen über Vektorrechnung. 7. Aufl., bearb. v. W. FRANZ. Leipzig 1964.
- (5) CHARNOCK, H.; ELLISON, T. H.: The boundary layer in relation to large-scale motions of the atmosphere and ocean. In: GARP-Report der WMO (1967).
- (6) LUMLEY, J. L.; PANOFSKY, H. A.: The structure of atmospheric turbulence. New York / London / Sydney (1964).
- (7) SWINBANK, W. C.: The exponential wind profile. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 90 (1964) S. 119—135.
- (8) MONIN, A. S.; OBUCHOW, A. M.: Fundamentale Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Vermischung in der bodennahen Schicht der Atmosphäre. In: Statistische Theorie der Turbulenz. Berlin (1958) S. 199—226.
- (9) TAKEUCHI, K.; YOKOYAMA, O.: The scale of turbulence and the wind profile in the surface boundary layer. J. Meteor. Soc. Japan, Ser. II, 41 (1963) S. 108—117.
- (10) KLUG, W.: Zum vertikalen Windprofil, Beitr. Phys. Atmosph. 36 (1963) S. 226—253.
- (11) BUSCH, N. E.; PANOFSKY, H. A.: Recent spectra of atmospheric turbulence. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 94 (1968) S. 132—148.
- (12) PASQUILL, F.: Discussion of paper 7. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 92 (1966) S. 417—418.
- (13) WIPPERMANN, F.: Persönliche Mitteilungen.

DK 551.513.1

Zusammenhang zwischen dem Temperaturgefälle Äquator-Pol und den planetarischen Luftdruckgürteln

von

HANS CLAUSEN KORFF und HERMANN FLOHN

Zusammenfassung

Ausgehend von Monatsmittelwerten wird der statistische Zusammenhang zwischen dem meridionalen Temperaturgefälle Äquator-Pol und der Lage der planetarischen Luftdruckgürtel dargestellt und mit den Werten eines theoretisch abgeleiteten Zirkulationskriteriums (nach PHILLIPS-SMAGORINSKY) verglichen.

Abstract

A relationship between the monthly mean meridional temperature gradient equator - pole and the positions of the planetary pressure belts is established and compared with a theoretical circulation criterium (after PHILLIPS-SMAGORINSKY).

Um die Rolle planetarischer Temperaturänderungen für die atmosphärische Zirkulation abschätzen zu können, wurde die Beziehung zwischen dem Temperaturgefälle Äquator - Pol und der Lage der subtropischen Hochdruckgebiete untersucht. Die dabei gewonnenen empirischen Ergebnisse wurden mit den Werten verglichen, die von einem Modell der allgemeinen Zirkulation abgeleitet worden waren.

Die Ausgangsdaten der Temperatur wurden einer Veröffentlichung von FLOHN (2) entnommen. Es sind mehrjährige Monatsmittel der Schicht 700 — 300 mb, die aus aerologischen Aufstiegen von der Eisinsel T3 (Nordpol) sowie von 7 arktischen Stationen, 7 äquatorialen und der Südpolstation Amundsen — Scott berechnet wurden. Eine Übersicht über die Temperaturverhältnisse gibt Abbildung 1.

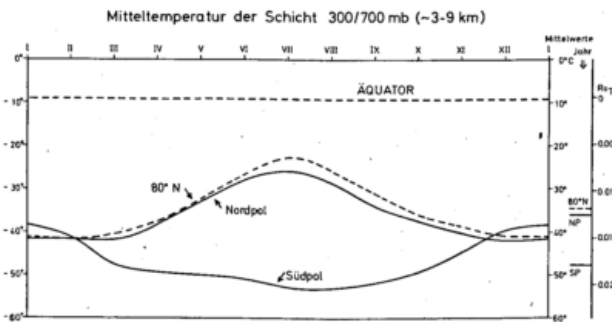


Abb. 1
Mittlere Temperatur der Schicht 700 — 300 mb (3 — 9 km).

Die Unterlagen über die Luftdruckverteilung wurden aus einer Arbeit von PFLUGBEIL (5) interpoliert. Dabei wurde die Position des Maximums der Breitenkreismitte des Bodendrucks einer Halbkugel als Lage des subtropischen Hochdruckgürtels definiert. Wie ein Blick

auf Mittelkarten des Luftdrucks (3) zeigt, trifft diese Gleichsetzung die beobachteten Verhältnisse in den meisten Fällen sehr gut. Lediglich im Winter auf der Nordhalbkugel kommt es durch die starke Antizyklone über dem asiatischen Kontinent zu einer merklichen Abweichung der beiden Größen voneinander.

Um die Abhängigkeit zwischen dem meridionalen Temperaturgefälle und der Lage der Hochdruckgürtel zu ermitteln, wurde der Korrelationskoeffizient zwischen dem Cotangens ihrer Breitenlage φ_z und der Differenz $\Delta T = T_{\text{Äquator}} - T_{\text{Pol}}$ bestimmt. Diese Rechnung wurde für die Nordhalbkugel (N), die Südhalbkugel (S) sowie für beide Hemisphären (E) zusammen ausgeführt, und zwar

	N	S	E
1) für Daten des gleichen Monats	0,76	0,75	0,85
2) mit ΔT des Vormonats	0,94	0,79	0,93
3) mit ΔT zwei Monate vorher	0,86	0,67	0,86

Wie man diesen Ergebnissen entnehmen kann, benötigt die atmosphärische Zirkulation im Mittel etwa einen Monat, um sich auf eine Änderung der Temperaturgradienten einzustellen — auf der Nordhalbkugel etwas länger, auf der Südhalbkugel etwas kürzer. Durch die etwas ungleichmäßige Jahresschwankung der Temperatur über dem antarktischen Kontinent bedingt, ist der Zusammenhang der beiden Größen auf der südlichen Hemisphäre etwas schwächer. Dennoch bleibt der Korrelationskoeffizient auch hier, selbst bei einer Toleranz von weniger als 1%, signifikant. Die Werte für E sind auch bei Verwendung des 3σ -Kriteriums überzufällig.

Die Berechnung einer Regressionsgleichung kann demnach als sinnvoll angesehen werden. Sie lautet für beide Halbkugeln zusammen

$$\text{ctg } \varphi_z = 0,0245 \Delta T + 0,7245 \quad [1]$$

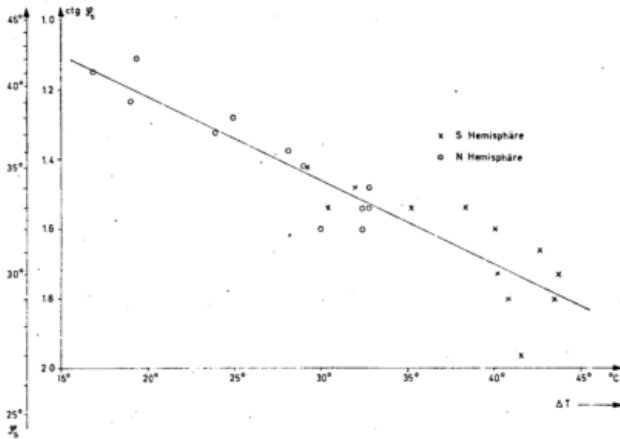


Abb. 2

Beziehung zwischen der Lage der subtropischen Hochdruckgürtel (φ_z) und der Temperaturdifferenz Äquator — Pol (ΔT) des vorhergehenden Monats.

Eine ähnliche Gleichung läßt sich als Spezialfall eines baroklinen Instabilitätskriteriums nach PHILLIPS-SMAGORINSKY (6) ableiten, das FLOHN (1) für klimatologische Betrachtungen anwandte. Sie lautet

$$\operatorname{ctg} \varphi_z = -\frac{r}{h} \frac{\frac{\partial \Theta}{\partial y}}{\frac{\partial \Theta}{\partial z}} \quad [2]$$

wobei r der Erdradius mit 6387 km, h eine Skalengröße (etwa die mittlere Distanz zwischen dem 750 mb- und dem 250 mb-Niveau) mit 7,9 km ist, ferner $\frac{\partial \Theta}{\partial y}$ der meridionale und $\frac{\partial \Theta}{\partial z}$ der vertikale Gradient der potentiellen Temperatur.

Zum Vergleich beider Formeln müssen Θ und T in Beziehung gesetzt werden. Aus

$$\Theta = T \cdot \left(\frac{1000}{p} \right)^{0,288}$$

ergibt sich für 700 mb ein Faktor von 1,11 und für 300 mb von 1,41. Wählt man als Mittelwert für die Schicht 700 — 300 mb den Faktor 1,22 (Wert für 500 mb), so lassen sich Gleichungen [1] und [2] gleichsetzen und nach $\frac{\partial \Theta}{\partial z}$ auflösen. Als Ergebnis erhält man dann eine vertikale Zunahme von Θ um $4^\circ/\text{km}$. Das entspricht dem mittleren $\frac{\partial \Theta}{\partial z}$ für die unteren 9 km einer Atmosphäre, deren Temperatur mit der Höhe konstant mit

$-6,5^\circ/\text{km}$ abnimmt. Den gleichen Wert erhält man, wenn man die Regressionsgerade in das theoretisch gewonnene Diagramm von HENNING (4) legt (siehe Abb. 3).

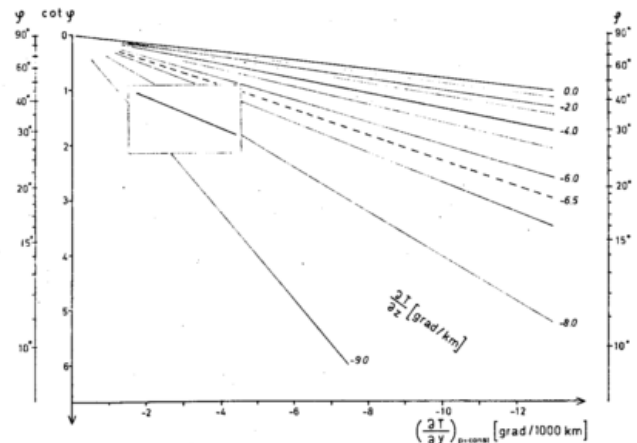


Abb. 3

Lage der planetarischen Hochdruckgürtel in Beziehung zum meridionalen und vertikalen Temperaturgradienten. (Der Ausschnitt gibt die Lage der Regressionsgeraden von Abb. 2 in diesem Diagramm wieder.)

Löst man nun die zusammengesetzte Gleichung nach $\frac{\partial \Theta}{\partial y}$ auf und setzt für ΔT den Mittelwert von $32,5^\circ$ ein, so erhält man einen meridionalen Gradienten der potentiellen Temperatur von $7,5^\circ/1000 \text{ km}$. Dieser ist 1,9 mal größer als der nach der Beziehung $\frac{\partial \Theta}{\partial y} = 1,22 \frac{\partial T}{\partial y}$ berechnete Wert.

Abschließend läßt sich sagen, daß die Ergebnisse der beiden Beziehungen gut übereinstimmen, wenn man berücksichtigt, daß in Gleichung [1] das mittlere lineare Temperaturgefälle Äquator—Pol eingeht, in [2] dagegen der maximale Gradient im Bereich der planetarischen Frontalzone. Letzterer ist nach den aus beiden Hemisphären vorliegenden Daten (7) je nach Jahreszeit 1,4 bis 2,2 mal so groß als der lineare Gradient. Die inner-tropische Tiefdruckzone auf den Ozeanen verlagert sich jahreszeitlich etwa parallel zu den beiden subtropischen Hochdruckgürteln, so daß die obige Beziehung jedenfalls die tropisch-subtropische Zirkulation der Atmosphäre mit guter Näherung beschreibt.

Unter den heutigen Gegebenheiten besteht zwischen beiden Größen ein mehr oder weniger direkter Zusammenhang. Inwieweit dieser auch für andere Klimabedingungen extrapoliert werden kann, die über den Rahmen unserer Daten hinausgehen, bleibt natürlich unsicher.

Literatur

- (1) FLOHN, H.: Grundfragen der Paläoklimatologie im Lichte einer theoretischen Klimatologie. Geol. Rdsch. 54 (1964) S. 504 — 515.
- (2) FLOHN, H.: Bemerkungen zur Asymmetrie der atmosphärischen Zirkulation. Ann. Meteor. N. F. 3 (1967) S. 76 — 80.
- (3) GEIGER, R.: Die Atmosphäre der Erde. Kt. 3,4: Luftdruck und Winde. Darmstadt 1964.
- (4) HENNING, D.: Zur Interpretation eines Zirkulationskriteriums. Arch. Meteor. Geoph. Biokl. A 16 (1967) S. 126 — 136.
- (5) PFLUGBEIL, C.: Hemisphärische und globale Luftdruckbilanzen. Ber. Dt. Wetterd. Nr. 104 (1967).
- (6) SMAGORINSKY, J.: General circulation experiments with the primitive equations. App. B: A Non-dimensional form of the baroclinic instability criterion. Monthly Weather Rev. 91 (1963) S. 159 — 162.
- (7) GOLDIE, N.; MOORE, J. G.; AUSTIN, E. E.: Upper air temperature over the world. Geophys. Mem., London, 13 (1958) Nr. 101.

DK 551.511.32

On the transition from axisymmetric to non-axisymmetric flow in a rotating annulus

by

P. E. MERILEES

Abstract

The problem of the transition from axisymmetric to non-axisymmetric flow in a rotating annulus is treated using a simplified version of a two-layer quasi-geostrophic model which is appropriate to an annular region.

The results of the study compare favourably with experimental results of FOWLIS and HIDE (2) especially with regard to the variation of the transition with viscosity, annular size and depth. They also support an hypothesis made earlier by the author (6) which is that the upper transition is controlled by the boundary layers, while the lower transition is controlled by internal dissipation.

1. Introduction

In 1962, LORENZ applied a set of quasi-geostrophic equations to the problem of the motion of a baroclinic fluid in rotating basin. In this study, (hereafter cited as L) he used a truncated form of the spectral equations for a cylindrical region and obtained criteria for the transition between the HADLEY and ROSSBY regimes which were strikingly similar to those obtained experimentally by FULTZ et al. (3). He was also able to provide a qualitative explanation for the existence of the upper symmetric regime and the hysteresis associated with the transition.

There are, however, a number of features of these results which bear further investigation. Firstly, as LORENZ notes, the results he obtained approximated the observations taken from annulus experiments rather than the open cylinder experiments. The geometry of the annulus is such that for a narrow annulus, the wave number around the annulus does not affect the scale of possible disturbances until higher wave numbers are reached, as compared to a wide annulus. Presuming that the same relative scales of motion are unstable, this implies that in an annular region the wave numbers appearing at various positions on the regime diagram will become much larger. This variation of wave number has been observed by FOWLIS and HIDE (2). Secondly, in LORENZ' formulation of the diabatic terms, heat goes into and out of the lower layer of fluid, modelling a heat exchange with the lower boundary. This approximates the experimental conditions for the open cylinder, but in the annulus experiments the lower boundary is an insulator, and heat exchange takes place throughout the side walls. Finally, the transition curve that LORENZ obtained has the feature that the lower transition is composed of parts of the individual transition curves of higher and higher wave numbers whereas the observations show that the lower transition is composed of one or two wave numbers.

In order to investigate the above features as well as to try and account for the observed variations of the transition curves with viscosity of the fluid and the geometry of the annulus (FOWLIS and HIDE, (2); hereafter cited as FH) the author reformulated the two layer model in terms of annular spectral functions. (MERILEES (6); hereafter cited as M). The main results of this study were that indeed the wave numbers at various positions on the regime diagram increased as the annulus narrowed, but they increased much too rapidly. As well, the lower transition still had the feature of higher and higher wave numbers as the thermal Rossby number was decreased. This study led the author to suggest that in order to correct these deficiencies, internal viscosity and heat conduction should be included.

2. The model

The model used is the simplest, energetically consistent model which describes baroclinic flow and considers a variable static stability. The two layers of fluid are described by a stream function, a potential function and a temperature field. The difference between the temperature of the two layers is permitted to be only a function of time.

Frictional effects are modelled as follows. We suppose that friction with the side boundaries tends to destroy motion relative to the rotating annulus in both the upper and lower layers of the fluid. In addition, the motion in the lower layer is supposed to be retarded by friction with the underlying surface. We also permit an exchange of momentum between the two layers of fluid which depends on their relative velocities.

Diabatic heating and cooling effects produced by thermal boundary layers are considered to be Newtonian in form. We imagine a specified temperature distribution toward which the boundary heating effects are continually driving the fluid.

The above boundary layer effects plus the effect of internal viscosity and heat conduction constitute the sources and sinks of energy and momentum in the model.

The model equations are then transformed into spectral form using a set of Bessel functions which are appropriate for an annular region. These spectral equations are then truncated to the simplest non-trivial set. The resulting equations are then solved for a steady Hadley flow, and this Hadley flow is tested for stability. The curve of transition between Hadley and Rossby flow is then just the neutral point of the stability analysis. The reader interested in more detail is referred to a paper by MERILEES (7).

3. The results

The three main observations we are attempting to reproduce are the effects of variation of depth, annular size, and Prandtl number on the curve of transition between the HADLEY and ROSSBY regime. The observations as reported in FH are given schematically in figures 1, 2 and 3. In these diagrams, the ordinate is the

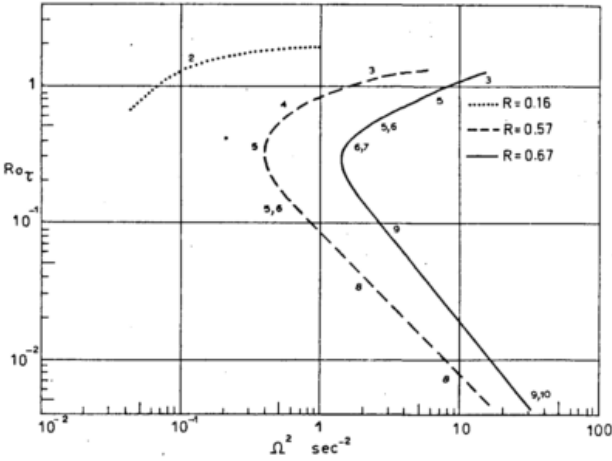


Fig. 1

Schematic representation of the experimental results on the transition between the HADLEY and ROSSBY regimes for three different annular sizes; after Fowllis and Hide. Other parameters: $D = 10$ cm, $\nu = 1.01 \times 10^{-2}$ cm² sec⁻¹, $b = 6.02$ cm.

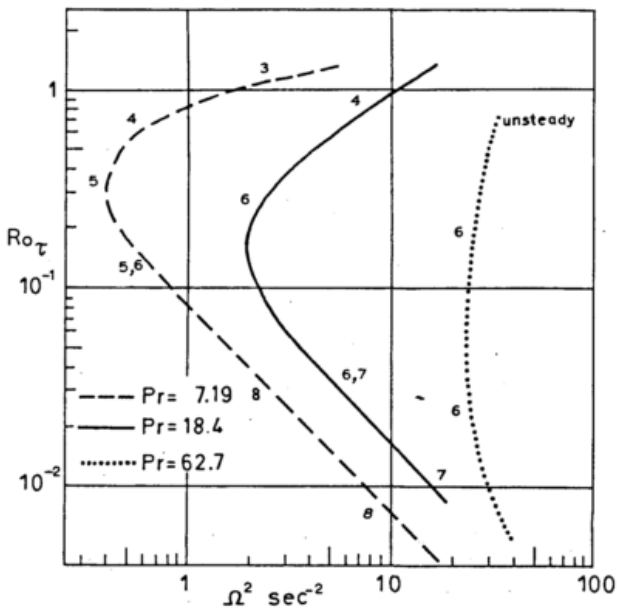


Fig. 2

Schematic representation of the experimental results on the transition between the HADLEY and ROSSBY regimes for three different PRANDTL numbers; after FOWLLIS and HIDE. Other parameters: $R = 0.57$, $D = 10$ cm, $b = 6.02$ cm.

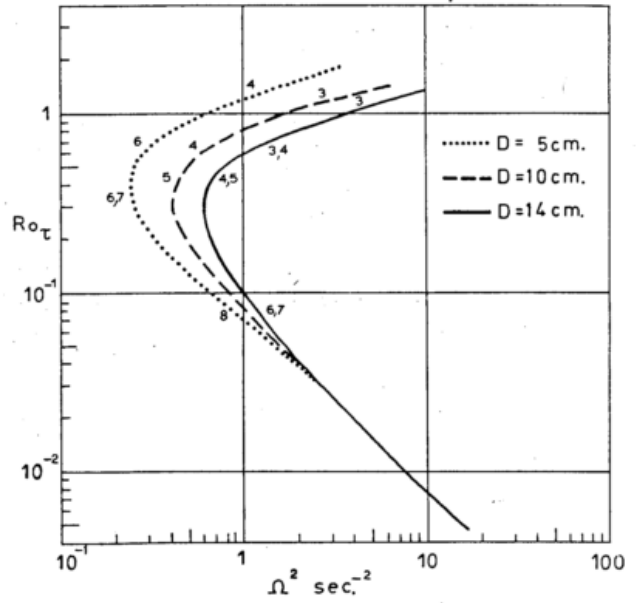


Fig. 3

Schematic representation of the experimental results on the transition between the HADLEY and ROSSBY regimes for three different values of the depth; after FOWLLIS and HIDE. Other parameters: $R = 0.57$, $\nu = 1.01 \times 10^{-2}$ cm² sec⁻¹, $b = 6.02$ cm.

thermal ROSSBY number (corresponding to the difference in bath temperatures), the abscissae is the square of the rotation rate (measured in sec⁻¹).

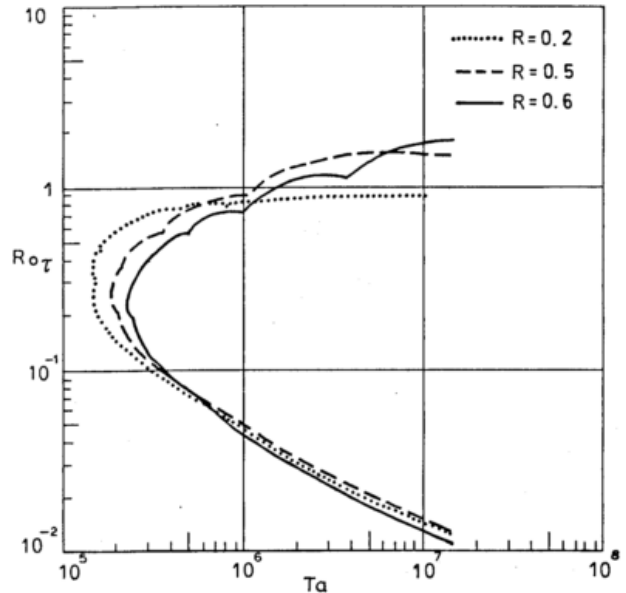


Fig. 4

The curves of transition between the HADLEY and ROSSBY regimes for three different annular sizes presented as a function of thermal ROSSBY number and TAYLOR number. Other parameters: $Pr = 7$, $D = 10$ cm, $b = 6$ cm.

In figure 4 we present the calculated curves of transition for three annular sizes; $R = 0.2, 0.5, 0.6$, where $R = a/b$; $a =$ inner radius, $b =$ outer radius. In these cases, the depth is 10 cm and the PRANDTL number is 7. The ordinate is the thermal ROSSBY number and the abscissae is a TAYLOR number. We notice that the TAYLOR number serves to define the lower transition ($Ro_\tau \sim 10^{-1}$) quite well. The upper transition is less well defined, by the TAYLOR number, but, as we shall see, the upper transition is effected by the depth to width ratio which of course changes as we change the size of the annulus. This diagram also serves to point out a basic deficiency of the model. We notice that the mini-

imum value of the TAYLOR number is about 2×10^5 , whereas the minimum value observed by FH was 9×10^5 .

The variation in annular size has a pronounced influence on the distribution of wave numbers on the transition curve. To illustrate this effect and also to compare the results to the observed variation of transition curve with annular size, we present figure 5

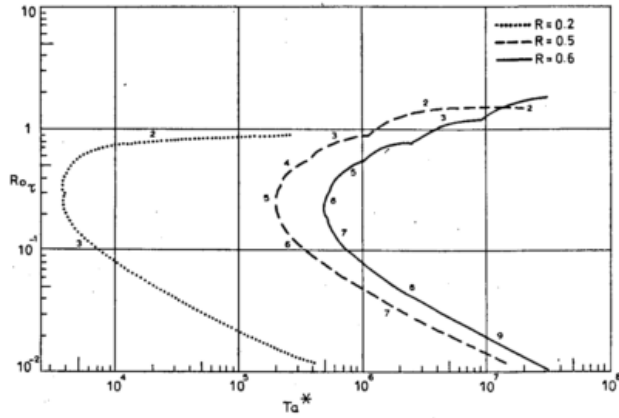


Fig. 5

The curves of transition between the HADLEY and ROSSBY regimes for three different annular sizes. The ordinate is the thermal ROSSBY number; the abscissae is $Ta^* = Ta (1-0.5)^4 (1-R)^{-4}$ and is thus proportional to Ω^2 . Other parameters: $Pr = 7$, $D = 10$ cm, $b = 6$ cm.

where the ordinate is the same, but the abscissae is now proportional to Ω^2 . The curves have been normalized to the curve for $R = 0.5$. Note that the experiments of FH where performed with annular sizes of approximately 0.16, 0.57, 0.67, so that the corresponding curves should lie between and beyond those presented.

From a qualitative point of view, the results presented in figure 5 agree very well with the observations presented in figure 1. The model predicts the correct variation of wave numbers with annular size and lends support to the notion that the important horizontal scale parameter is the two-dimensional wavelength. There are, of course, some glaring deficiencies, especially in the case of the wide annulus. The model indicates a roughly horizontal transition at $Ro_\tau \sim 9 \times 10^{-1}$ whereas the observations indicate the corresponding transition is at $Ro_\tau \sim 2$. Figure 5 also serves to illustrate another basic deficiency of the model, which is in the slope of the lower transition. All the observations of FH as well as those of FULTZ (3) indicate that the slope of the lower transition (in the Ro_τ versus Ω^2 diagram) is very closely -1 ; whereas this model gives a slope of -0.5 in this region.

In figure 6, we present the curves of transition for an annular size of $R = 0.5$, a depth of 10 cm and three different PRANDTL numbers $Pr = 7, 18$ and 63 . The ordinate is the thermal ROSSBY number and the abscissae in the TAYLOR number. In this case, we note that the TAYLOR number and thermal ROSSBY number define the upper transition very well, but fail in the lower transition. In fact, one may show that for small Ro_τ then the TAYLOR number is proportional to $Ro_\tau Pr^{1/2}$. This is illustrated in figure 7 where we have transformed the ordinate accordingly. For the same conditions, FH found that $Ro_\tau Pr$ best described the lower transition.

In order to compare these results with figure 2, we again redefine the abscissae of figure 6 to make it proportional to Ω^2 . The curves are normalized to the curve

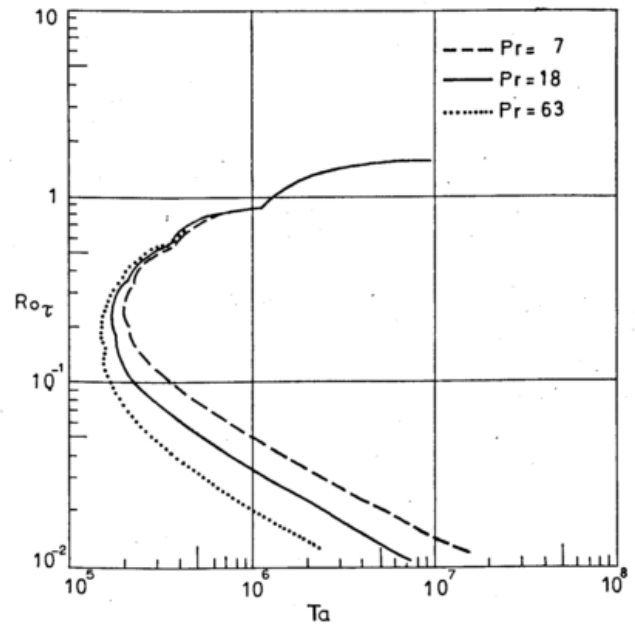


Fig. 6

The curves of transition between the HADLEY and ROSSBY regimes or three different PRANDTL numbers presented as a function of the thermal ROSSBY number and TAYLOR number. Other parameters: $R = 0.5$, $D = 10$ cm, $b = 6$ cm.

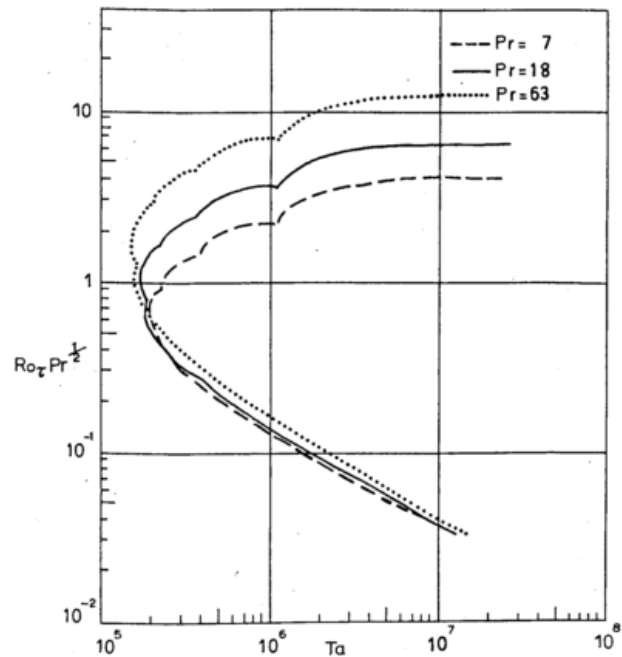


Fig. 7

The curves of transition between the HADLEY and ROSSBY regimes for three different PRANDTL numbers presented as a function of the thermal ROSSBY number times the square root of the PRANDTL number and TAYLOR number. Other parameters: $R = 0.5$, $D = 10$ cm, $b = 6$ cm.

for a PRANDTL number of 7 and are presented in figure 8. Again the qualitative comparison is very good, but a detailed comparison indicates serious differences. The transition curve for a PRANDTL number of 63 does not correspond very well to the observed curve, especially in the upper part. However, it may be argued that in this region the temperature differences necessary to obtain the required thermal ROSSBY numbers are so large that the assumption of a constant kinematic viscosity breaks down and thus we should not expect to obtain close agreement.

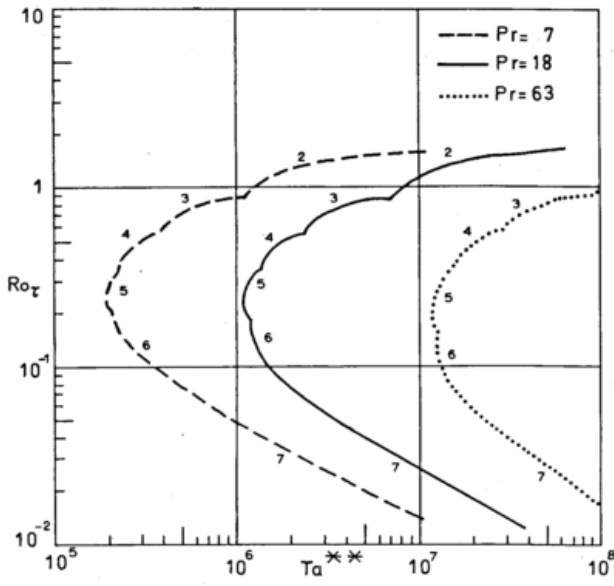


Fig. 8

The curves of transition between the HADLEY and ROSSBY regimes for three different PRANDTL numbers. The ordinate is the thermal ROSSBY number; the abscissae is $Ta^{***} = Ta (7/Pr)^2$ and is thus proportional to Ω^2 . Other parameters: $R = 0.5$, $D = 10$ cm, $b = 6$ cm.

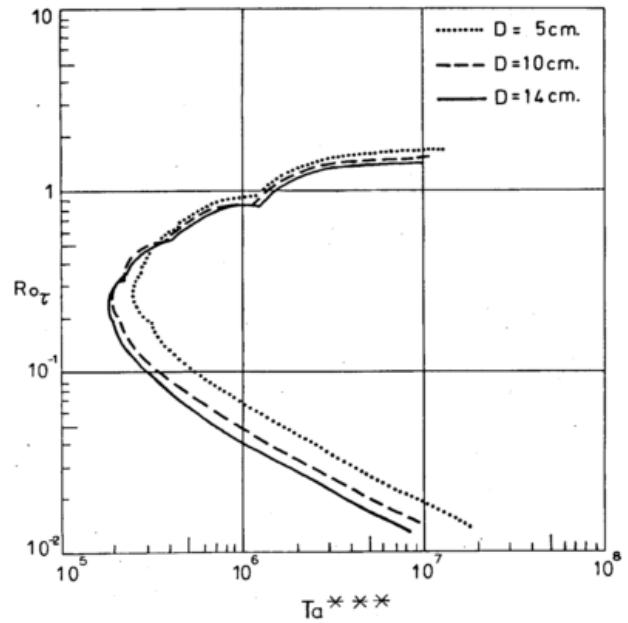


Fig. 10

The curves of transition between the HADLEY and ROSSBY regimes for three different values of depth. The ordinate is the thermal ROSSBY number; the abscissae is $Ta^{***} = Ta (b - a)/D$. Other parameters: $R = 0.5$, $\nu = 1.01 \times 10^{-2}$ cm² sec⁻¹, $b = 6$ cm.

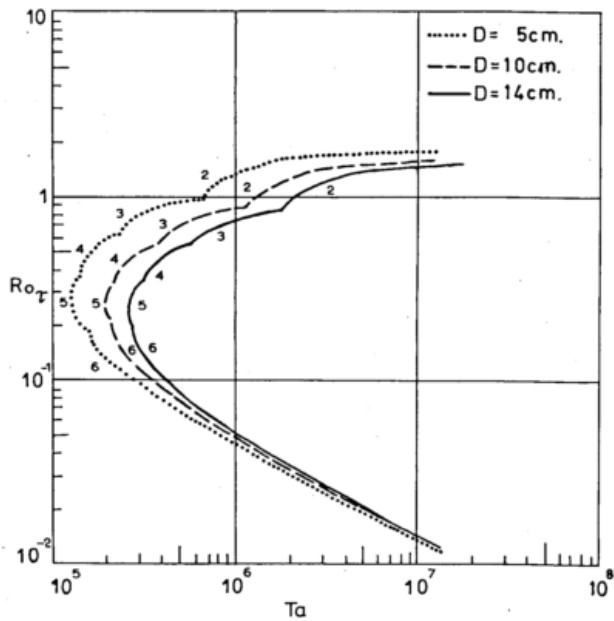


Fig. 9

The curves of transition between the HADLEY and ROSSBY regimes for three different values of depth presented as a function of the thermal ROSSBY number and TAYLOR number. Other parameters: $R = 0.5$, $\nu = 1.01 \times 10^{-2}$ cm² sec⁻¹, $b = 6$ cm.

The final effect considered is that of depth variation. In figure 9 we present the curves of transition for $R = 0.5$, $Pr = 7$ and depth of 5, 10 and 14 cm. In this case, figure 9 and figure 3 are directly comparable since the TAYLOR number as defined does not involve the depth. We notice that for a given Ro_τ the TAYLOR number at transition increases as the depth increases. The observations of FH also indicate that the wave number decreases as the depth increases. This feature is absent from the results of this model. Another feature of note is that the depth has little effect on the lower transition which is in agreement with experiment.

FH found that the effect of depth variation on the upper transition could be accounted for by multiplying the TAYLOR number by the ratio of width of depth.

With this modification of the abscissae, we obtain figure 10, in which it is apparent that the upper transition is well described by this parameter in this model as well.

4. Conclusion and remarks

Apart from the two general deficiencies mentioned in the previous section, the author considers that the agreement between the model and the observations is remarkably good, especially in view of the simplicity of the model in its spatial representation of the variables and the representation of boundary layer effects. This study supports the physical explanation of the existence of the two regimes of flow given in L, but suggests that there are at least two additional dissipative effects that are important. These are the internal viscous dissipation and the effect of side wall boundary layers. The theory of side-wall boundary layers in a stratified fluid is in its infant stage (HOLTON (4)) and we presume that more knowledge about this phenomenon would lead to better quantitative agreement between theory and experiment.

Finally it is suggested that more detailed measurements of the flow patterns in the axisymmetric regime be made. Notwithstanding the studies of BOWDEN and EDEN (1) we know little about the axisymmetric regime especially in relation to changes in geometry and viscosity. Since there is little doubt that the transition to the ROSSBY regime is due to instability of the axisymmetric regime, then a detailed knowledge of the axisymmetric regime is practically indispensable if one is to successfully describe the transition. WILLIAMS (8) recognised this and has treated the problem using the techniques of numerical integration. His results are encouraging since they indicate that perhaps the flow is not too complicated to be successfully measured.

Acknowledgement

The autor has benefited from many discussions with his colleagues, D. R. L. PFEFFER and W. W. FOWLIS.

References

- (1) BOWDEN, M.; EDEN, H. F.: Thermal convection in a rotating fluid annulus: temperature, heat flow and flow field observations in the upper symmetric regime. *J. atmosph. Sci.* 22 (1965) S. 185—195.
- (2) FOWLIS, W. W.; HIDE, R.: Thermal convection in a rotating annulus of fluid: effect of viscosity on the transition between axisymmetric and non-axisymmetric flow regimes. *J. atmosph. Sci.* 22 (1965) S. 541—558.
- (3) FULTZ, D.; LONG, R.; OWENS, G.; BOHAN W.; KAYLOR R.; WEIL, J.: Studies of thermal convection in a rotating cylinder with some implications for large-scale atmospheric motions. *Meteor. Monogr.* 4 (1959) S. 1—104.
- (4) HOLTON, J. R.: The influence of viscous boundary layers on transient motions in a stratified rotating fluid: Part I, *J. atmosph. Sci.* 22 (1965) S. 402—411.
- (5) LORENZ, E. N.: Simplified dynamic equations applied to the rotating basin experiments. *J. atmosph. Sci.* 19 (1962) S. 39—51.
- (6) MERILEES, P. E.: On the transition from the Hadley to the Rossby regime in a rotating annulus. Florida State University, Dept. Meteor. Techni. Rep. 67—8 (1967).
- (7) MERILEES, P. E.: On the transition from axisymmetric to non-axisymmetric flow in a rotating annulus, *J. atmosph. Sci.* 25 (1968), S. 1003—1014.
- (8) WILLIAMS, G. P.: Thermal convection in a rotating fluid annulus. Part I. The basic axisymmetric flow. *J. atmosph. Sci.* 24 (1967) S. 144—161.

DK 551.511.3 : 551.513.1

Einige Betrachtungen über die Bedeutung der absoluten kinetischen Energie der Atmosphäre mit Angabe von Zahlenwerten für die Nordhalbkugel

von

KURT KOHLSCHKE

Zusammenfassung

Es werden die Gleichungen für die kinetische Energie in einem absoluten (Inertial-)System mit denen in einem mit der Erde rotierenden Relativsystem verglichen. Die absolute kinetische Energie läßt sich in drei Anteile verschiedener Größenordnung zerlegen. Die Energiegleichung für das Relativsystem muß durch eine weitere ergänzt werden. Diese zweite Energiegleichung zeigt, daß meridionale Bewegungen durch die Änderung des NEWTONschen Potentials und der kinetischen Energie der Erdrotation mit der Breite behindert werden. Welche Rolle die drei Anteile der absoluten kinetischen Energie für die dynamischen Vorgänge in der Atmosphäre spielen, wird am Beispiel des geostrophischen Windes und der mittleren meridionalen Zirkulation in der HADLEY-Zelle und im subtropischen Jet stream gezeigt. Zonale Mittelwerte der verschiedenen Anteile der absoluten kinetischen Energie wurden aus geostrophischen Windwerten für die zonale Zirkulation der nördlichen Hemisphäre berechnet und der jährliche Gang graphisch dargestellt.

Abstract

The equations of kinetic energy deduced from EULER's equations of motion for a relative system rotating with the earth are compared with those deduced from the equations of motion for an inertial (absolute) system. In the inertial system the absolute kinetic energy can be split into three parts of different magnitude and the energy equation for the relative system has to be supplemented by a further one. This second energy equation shows that meridional movements are hindered by the changing of the NEWTONian potential and of the kinetic energy of rotation of the earth with latitude. The role of the three parts of the absolute kinetic energy for dynamic processes in the atmosphere is demonstrated by means of the geostrophic wind and the mean meridional circulation in the HADLEY-cell and the subtropical jet stream. Zonal mean values of the different parts of the kinetic energy were computed from geostrophic winds for the zonal circulation of the northern hemisphere and the yearly variations are demonstrated by diagrams.

$v_a = \frac{Dr}{Dt}$	Absolutgeschwindigkeit	$E_1 = \int \frac{\rho}{2} (\Omega \times r)^2 dr$	
v	Relativgeschwindigkeit	$E_2 = \int \rho \varrho (\Omega \times r) \cdot v dr$	
Ω	Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung	$E_3 = \int \frac{\rho}{2} v^2 dr$	
$v_f = \Omega \times r$	Führungsgeschwindigkeit		
v_g	Geschwindigkeit des geostrophischen Windes		
u_g	zonale Komponente des geostrophischen Windes		
v_g	meridionale Komponente des geostrophischen Windes		
v'	Abweichung vom geostrophischen Wind		
r	Radiusvektor vom Erdmittelpunkt		
Φ^*	Newtonsches Potential der Massenanziehung		
Φ	Schwerepotential		
\mathcal{I}_a	absoluter Drehimpuls		
\mathcal{R}	Reibungskraft		
f	Coriolisparameter		
$E_{1s} = \frac{1}{2} (\Omega \times r)^2$	kinetische Energie der Führungsbewegung		
$E_{2s} = (\Omega \times r) \cdot v$	gemischter Anteil der absoluten kinetischen Energie		
$E_{3s} = \frac{1}{2} v^2$	kinetische Energie der Relativbewegung		

Die Energieverhältnisse der Atmosphäre spielen für die Erforschung der Zusammenhänge der allgemeinen Zirkulation eine ausschlaggebende Rolle. Die Vorrangstellung, die die Energie in der gesamten Physik und damit auch in der Meteorologie einnimmt, beruht darauf, daß für die Energie ein universelles Erhaltungsgesetz gilt. Dieses Erhaltungsgesetz verlangt, daß man bei den Energieformen, zu deren Bestimmung ein Koordinatensystem erforderlich ist, von einem Inertialsystem ausgeht. Als Inertialsystem wählen wir ein Koordinatensystem, dessen Ursprung im Erdmittelpunkt liegt und dessen Achsen sich relativ zum Fixsternhimmel nicht drehen, und als Relativsystem ein mit der Erde starr verbundenes. Im Inertialsystem besteht die Geschwindigkeit, die wir als absolute bezeichnen wollen, aus der Führungs- und der Relativgeschwindigkeit

$$v_a = v_f + v$$

[1]

Die kinetische Energie der absoluten Bewegung, bezogen auf die Masseneinheit, läßt sich dann in drei Anteile zerlegen

$$\begin{aligned} E_{as} &= \frac{1}{2} v_a^2 = \frac{1}{2} (\Omega \times r + v)^2 \\ &= \frac{1}{2} (\Omega \times r)^2 + (\Omega \times r) \cdot v + \frac{1}{2} v^2 \\ &= E_{1s} + E_{2s} + E_{3s}. \end{aligned} \quad [2]$$

E_{1s} ist die kinetische Energie der Führungsbewegung und E_{3s} die kinetische Energie der Relativbewegung. E_{2s} wollen wir als gemischten Anteil der kinetischen Energie bezeichnen. Wie wir noch sehen werden, ist E_{2s} eng mit dem Drehimpuls verknüpft.

Für die Beschleunigung im absoluten System erhält man, wenn man den Operator

$$\frac{D}{Dt} = \frac{d}{dt} + \Omega \times, \quad [3]$$

der sich aus der individuellen Änderung $\frac{d}{dt}$ im Rela-

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \left(\frac{v_a^2}{2} \right) &= (\Omega \times v_a) \cdot v_a + [v_a \cdot \nabla (\Omega \times r)] \cdot (\Omega \times r) + \frac{dv}{dt} \cdot (\Omega \times r) + \frac{d}{dt} \left(\frac{v^2}{2} \right) \\ &= 0 + \frac{d}{dt} \left[\frac{(\Omega \times r)^2}{2} \right] + \frac{d}{dt} [v \cdot (\Omega \times r)] + \frac{d}{dt} \left(\frac{v^2}{2} \right) \\ &= \frac{d}{dt} E_{1s} + \frac{d}{dt} E_{2s} + \frac{d}{dt} E_{3s}. \end{aligned} \quad [5]$$

Die Drehung durch Ω wirkt sich also nicht aus. Die Änderung der kinetischen Energie der absoluten Bewegung ist nach [5] gleich der relativen individuellen zeitlichen Änderung der drei Anteile E_{1s} , E_{2s} und E_{3s} . Multi-

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{v_a^2}{2} \right) = -\frac{1}{\rho} \nabla p \cdot v - \frac{1}{\rho} \nabla p \cdot (\Omega \times r) - \nabla \Phi^* \cdot v + \mathfrak{R} \cdot v + \mathfrak{R} \cdot (\Omega \times r). \quad [6]$$

Die Energiegleichung für die relative Bewegung lautet

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{v^2}{2} \right) = -\frac{1}{\rho} \nabla p \cdot v - \nabla \Phi \cdot v + \mathfrak{R} \cdot v. \quad [7]$$

$$\frac{d}{dt} [(\Omega \times r) \cdot v] + \frac{d}{dt} \frac{(\Omega \times r)^2}{2} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \cdot (\Omega \times r) - \nabla \Phi^* \cdot v + \nabla \Phi \cdot v + \mathfrak{R} \cdot (\Omega \times r) \quad [8]$$

und für den rein horizontalen Bewegungsanteil, d. h. für eine Bewegung auf einer Fläche $\Phi = \text{const}$, schließlich [9] bzw. [10]

$$\frac{d}{dt} [(\Omega \times r) \cdot v] + \frac{d}{dt} \frac{(\Omega \times r)^2}{2} + \frac{d}{dt} \Phi^* = -\frac{1}{\rho} \nabla p \cdot (\Omega \times r) + \mathfrak{R} \cdot (\Omega \times r), \quad [9]$$

$$\frac{d}{dt} E_{2s} + \frac{d}{dt} E_{1s} + \frac{d}{dt} \Phi^* = -\frac{1}{\rho} \nabla p \cdot (\Omega \times r) + \mathfrak{R} \cdot (\Omega \times r). \quad [10]$$

Zu der Energiegleichung für die relative Bewegung [7] tritt also noch eine weitere Energiegleichung [10], die erfüllt werden muß. Sie stellt eine Beziehung zwischen den Energieanteilen E_{1s} , E_{2s} , Φ^* und einem Teil der Arbeitsleistung der Reibungs- und Druckkräfte dar. Für die beiden Energieanteile Φ^* und E_{1s} gilt bei horizontalen Bewegungen

$$\frac{d}{dt} E_{1s} = \frac{d}{dt} \Phi^* = (\Omega \times v) \cdot (\Omega \times r) \quad \text{Lit. (1) Gl. 14} - [11]$$

Φ^* nimmt nach dem Äquator hin zu, das Maximum des Gradienten von Φ^* liegt bei 45° Breite. Alle meridionalen Bewegungen sind mit relativ großen Änderungen von Φ^* und E_{1s} verknüpft und nur möglich, wenn die entsprechenden Energiemengen durch Arbeitsleistungen des Druckfeldes bzw. der Reibung oder aus E_{2s} zu- bzw. abgeführt werden. Dabei gibt es zwei Möglichkeiten, E_{2s} zu ändern: entweder durch Drehung von v oder durch Änderung des Betrages von v . Ohne horizontale Druck- und Reibungskräfte z. B. bewegt sich ein Massenteilchen angenähert auf einem Kreis, dem sog. Trägheitskreis. Alle Änderungen von E_{1s} und Φ^* müssen dann allein durch E_{2s} kompensiert werden, was nur durch Drehung von v möglich ist. Meridionalbewegungen einer

tivsystem und einer Drehung $\Omega \times$ zusammensetzt, verwendet,

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} v_a &= \Omega \times v_a + \frac{d}{dt} v_a \\ &= \Omega \times (\Omega \times r) + \Omega \times v + \frac{d}{dt} (\Omega \times r) + \frac{dv}{dt} \\ &= \Omega \times (\Omega \times r) + \Omega \times v + v \cdot \nabla (\Omega \times r) + \frac{dv}{dt} \\ &= \underbrace{\Omega \times (\Omega \times r) + \Omega \times v}_{\text{Drehung von } v_f \text{ und } v \text{ durch } v_f} + \underbrace{v \cdot \nabla (\Omega \times r) + \frac{dv}{dt}}_{\text{advective Änderung von } v_f \text{ durch } v} \end{aligned} \quad [4]$$

Wie man erkennt, haben die beiden Teile $\Omega \times v$ der Coriolisbeschleunigung in [4] verschiedenen Ursprung. Durch sklarere Multiplikation von [4] mit v_a erhält man für die Änderung der kinetischen Energie der absoluten Bewegung

pliziert man nun andererseits die Summe der eingepprägten Kräfte mit v_a , so ergibt sich die Energiegleichung für die absolute Bewegung

Subtrahiert man [7] von [6], so erhält man unter Verwendung von [5]

Richtung halten bei mangelndem Energieaustausch über das Druckfeld und die Reibung nur so lange an, bis v durch Drehung breitenkreisparallel liegt; dann kehren sie um. Diese Behinderung der Meridionalbewegungen spiegelt sich sonst in den dynamischen Stabilitätsbeziehungen wider. Der absolute Drehimpuls

$$\vartheta_a = r \times (\Omega \times r) + r \times v \quad [12]$$

hängt eng mit der Energiegleichung [10] zusammen. Für die mit $|\Omega|$ multiplizierte Komponente von ϑ_a in Richtung Ω gilt nämlich bei konstantem Ω

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} (\Omega \cdot \vartheta_a) &= \frac{D}{Dt} [(\Omega \times r)^2 + \Omega \cdot (r \times v)] = \frac{d}{dt} (\Omega \cdot \vartheta_a) \\ &= \frac{d}{dt} (\Phi^* + E_{1s} + E_{2s}). \end{aligned} \quad [13]$$

Die Beziehung [13] zeigt, daß die Erhaltung des Drehimpulses eine Folge der Energieerhaltung ist.

Mit Hilfe der Energiegleichungen [9] und [7] sollen nun zwei atmosphärische Vorgänge interpretiert werden. Das erste Beispiel ist der geradlinige geostrophische Wind. Bei ihm verschwindet das erste Glied in [9]. Da keine Reibung vorhanden ist, wird bei Meridionalbewegungen die Energie zur Veränderung von E_{1s} und Φ^* vollkommen durch die Arbeitsleistung des Druck-

feldes aufgebracht. Bei einem Südwind ist z. B. ein starker Stau der Führungsbewegung vorhanden, und die überschüssige kinetische Energie wird zusammen mit der entsprechenden des Potentials zur Arbeitsleistung gegen das Druckfeld verwandt und abgeführt. Es erhebt sich sofort die Frage, was mit dieser Energie geschieht. Ein Stau führt meist zu Kompressionen, wobei durch Druckerhöhung das hydrostatische Gleichgewicht gestört wird und Vertikalbewegungen entstehen. Das Nahe- liegendste ist eine Überführung durch Vertikalbewegungen in potentielle Energie. Einem meridionalen geostrophischen Wind von 10 m/sec entspräche in 45° Breite eine Vertikalbewegung von etwa 3 cm/sec. Das ist ein Wert, der in der Größenordnung den großräumigen Vertikalbewegungen entspricht. Ein Südwind ginge einher mit einer Aufgleitbewegung und ein Nordwind mit einer Abgleitbewegung. Bei Meridionalbewegungen finden also beim geostrophischen Wind im einzelnen starke Energietransformationen statt. Die Gesamtsumme der transformierten Energie über einen Breitenkreis verschwindet aber. Der geostrophische Wind zeichnet sich energetisch dadurch aus, daß die relative kinetische Energie keinerlei Änderung erfährt und daß bei den zwei Größen Φ^* und E_{1s} zwar im einzelnen über das Druckfeld starke Transformationen stattfinden, daß aber insgesamt der Energievorrat, der in diesen Größen steckt, nicht verändert wird. Es wird also für diese Vorgänge keine Energie aus der vertikalen Massenverteilung bzw. der inneren Energie benötigt. Diese Tatsachen dürften u. a. ein Grund für die Bevorzugung geostrophischer Bewegungen sein.

Kommen wir nun zum zweiten Beispiel, der Zirkulation in der HADLEY-Zelle. Im mittleren ageostrophischen Massenstrom im Passat in Richtung zum Äquator reicht die durch die ageostrophische Bewegung vom Druckfeld gelieferte Energie bei weitem nicht aus, um die für Φ^* und E_{1s} erforderliche Energie zu liefern. E_{2s} verringert sich durch Drehung von v , bis ein Ostwind entsteht. Am Boden erzeugt aber der Ostwind eine Reibungskraft \mathfrak{R} , die laufend kinetische Energie $\mathfrak{R} \cdot (\Omega \times r)$ von der Erde an die Atmosphäre überträgt. Der Ostwind wird so lange zunehmen, bis die Erde über die Reibung gerade so viel Energie überträgt, wie zur Vergrößerung von E_{1s} und Φ^* erforderlich ist. Es wird also von der Erde kinetische Energie entnommen und von der Luft zu gleichen Teilen als kinetische und potentielle Energie gespeichert. Durch die Reibung am Boden wird die dynamische Stabilität überwunden. Da über die Bodenreibung aber nur eine beschränkte Menge an Energie übertragen werden kann, ist es erklärlich, daß die Passatschicht relativ flach ist. — Der mittlere ageostrophische Rückstrom im Oberteil der HADLEY-Zelle hat nicht die Möglichkeit, die dynamische Stabilität mit Hilfe der Bodenreibung zu überwinden. Hier sind die Verhältnisse umgekehrt wie am Boden: E_{1s} und Φ^* nehmen ab, was bei einer rein ageostrophischen Meridionalbewegung zu einer dauernden Zunahme von E_{2s} führt. Da die Verhältnisse im Mittel dynamisch stabil sind, verlief v schließlich breitenkreisparallel, und die Bewegung nach Norden wäre beendet. Ageostrophische Bewegungen allein können die HADLEY-Zelle in ihrem oberen Teil und den subtropischen Jet stream nicht in Gang halten. Man kann aber eine ageostrophische Meridionalgeschwindigkeit v' mit einer geostrophischen v_g koppeln. Einem zonalen geostrophischen Grundstrom u_g , dessen Betrag mit der Breite zunimmt, sei eine stationäre Meridionalgeschwindigkeit $v' + v_g$ überlagert.

Dann gilt bei individueller Erhaltung von v'

$$\frac{du_g}{dt} - f v' = (v_g + v') \frac{\partial u_g}{\partial y} - f v' = 0, \quad [14]$$

$$\text{woraus folgt } v' = v_g \frac{\frac{\partial u_g}{\partial y}}{f - \frac{\partial u_g}{\partial y}}. \quad [15]$$

Besteht zwischen v' und v_g die Beziehung [15], so nimmt ein Massenteilchen, das sich mit der Meridionalgeschwindigkeit $v' + v_g$ bewegt, immer gerade die Zonalgeschwindigkeit des Grundstromes an. Die Arbeitsleistung zur Erhöhung der kinetischen Energie der geostrophischen Zonalbewegung wird vom meridionalen Druckgefälle erbracht und beträgt $-\frac{1}{\rho} v' \frac{\partial p}{\partial y}$. Auf

diese Weise kann ein Massenteilchen energetisch auf das Niveau des subtropischen Jet stream angehoben werden. Bei rein ageostrophischer Bewegung ist das nicht möglich, weil über größere Entfernungen E_{2s} allein nicht die überschüssige Energie von E_{1s} und Φ^* aufnehmen vermag. Dazu ist noch zusätzlich ein zonales Druckgefälle, also ein meridionaler geostrophischer Wind erforderlich. Bei diesem Vorgang wird einem Südwind ein allmählich wachsender Westwind zugeordnet, d. h. es wird eine Korrelation zwischen u und v erzeugt. In Wirklichkeit wird natürlich v' nicht den in [15] angegebenen Idealwert annehmen, so daß auch in zonaler Richtung noch ageostrophische Geschwindigkeiten vorhanden sind. — Grundsätzlich erfolgt aber im oberen Teil der HADLEY-Zelle durch den mittleren ageostrophischen Massenfluß nach Norden eine mittlere Arbeitsleistung des meridionalen Druckgefälles, wodurch dem mittleren zonalen Windfeld laufend kinetische Energie aus dem Vorrat an potentieller Energie zugeführt wird.

Da über einen Breitenkreis bei Geostrophie insgesamt keine Masse fließt, wechseln sich Nord- und Südwinde ab. Wir haben es also mit turbulenzartigen geostrophischen Geschwindigkeiten, in die schwächere ageostrophische eingebettet sind, zu tun. Äußerlich hat es den Anschein, als werde infolge von Turbulenz der mittleren Strömung Energie zugeführt, im Gegensatz zur üblichen Tendenz turbulenter Strömungen, Unterschiede in den mittleren Bewegungen auszugleichen. Wie wir sahen, sind es aber gar nicht die geostrophischen, sondern die ageostrophischen Geschwindigkeiten, die, wegen des Überwiegens von Südwinden (Massenfluß nach Norden), das subtropische Westwindband mit Energie versorgen.

Unter Verwendung der Normal Weather Maps wurden aus geostrophischen Windwerten zunächst zonale Mittelwerte der drei Energieteile E_{1s} , E_{2s} und E_{3s} berechnet und dann die Integrale

$$E_1 = \int \frac{\rho}{2} (\Omega \times r)^2 dr, \quad E_2 = \int \rho (\Omega \times r) \cdot v dr \text{ und}$$

$$E_3 = \int \frac{\rho}{2} v^2 dr$$

für das Gebiet von 30° — 70° nördlicher Breite und von 3 — 19 km Höhe für alle Monate des Jahres gebildet. Das Ergebnis dieser Berechnungen ist in Tabelle 1 und den Abbildungen 1 bis 5 enthalten.

Die Schwankungen von E_1 im Laufe des Jahres sind allein durch die Veränderung der Massenverteilung bedingt. Durch die Erwärmung im Sommer liegt eine größere Masse in niederen Breiten, so daß das Maximum von E_1 im August auftritt und das Minimum im Februar, wenn durch die winterliche Abkühlung eine grö-

Tabelle 1

Monat	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
E_1	47695	47592	47721	47849	47948	47943	48058	48259	48015	48000	47907	47746
E_2	5365	5395	4615	4268	3612	2692	1939	1949	2780	3902	4485	5029
E_3	166	168	123	104	77	45	28	32	53	92	116	144

E_1, E_2, E_3 für alle Monate des Jahres berechnet aus geostrophischen Windwerten für das Gebiet von 30° — 70° nördlicher Breite und von 3 — 19 km Höhe (alle Zahlen sind mit 10^{25} [erg] zu multiplizieren)

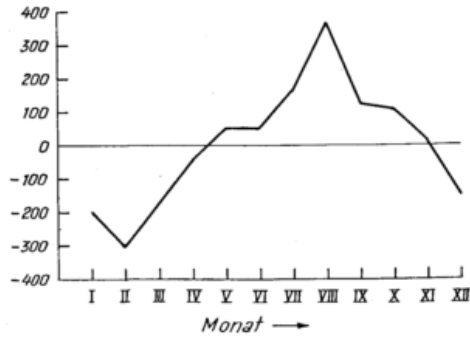


Abb. 1

Jährlicher Gang der Integrale $E_1 = \int \frac{\rho}{2} (\Omega \times r)^2 dr$ für die Schicht von $30^\circ - 70^\circ N$ und 3—19 km Höhe (Abweichungen von $\bar{E}_1 = 574733 \cdot 10^{25}$ erg)

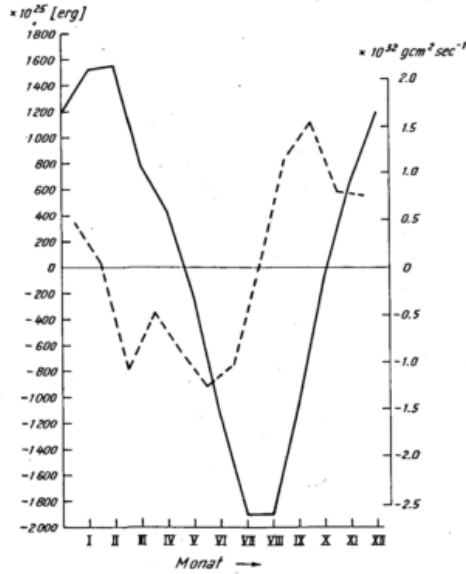


Abb. 2

— — — — — = Jährlicher Gang der Integrale $E_2 = \int \frac{\rho}{2} (\Omega \times r) \cdot v_g dr$ für die Schicht von $30^\circ - 70^\circ N$ und 3—19 km Höhe (Abweichungen von $\bar{E}_2 = 3836 \cdot 10^{25}$ erg)
 - - - - - = Änderungen von Monat zu Monat

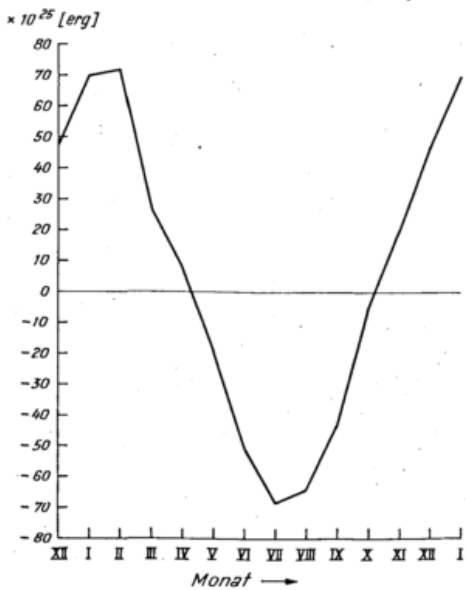


Abb. 3

Jährlicher Gang der Integrale $E_3 = \int \frac{\rho}{2} (\Omega \times r) \cdot v_g^2 dr$ für die Schicht von $30^\circ - 70^\circ N$ und 3—19 km Höhe (Abweichungen von $\bar{E}_3 = 95.6 \cdot 10^{25}$ erg)

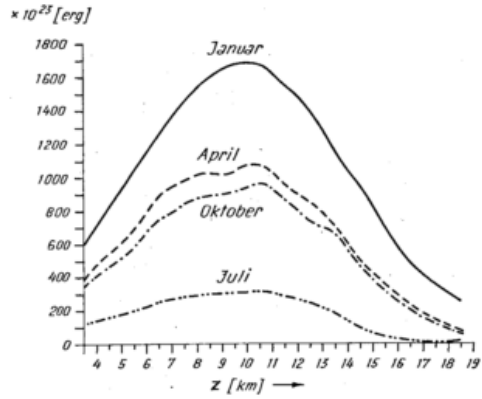


Abb. 4

$E_3 = \int \frac{\rho}{2} v_g^2 dr$ in Abhängigkeit von der Höhe (1 km dicke Schichten von $30^\circ - 70^\circ N$)

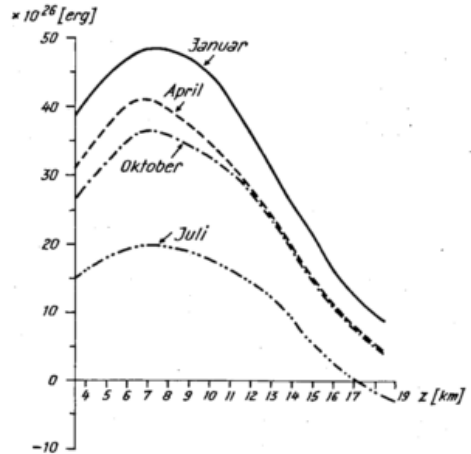


Abb. 5

$E_2 = \int \rho (\Omega \times r) \cdot v_g dr$ in Abhängigkeit von der Höhe (1 km dicke Schichten von $30^\circ - 70^\circ N$)

berere Massenkonzentration in höheren Breiten eingetreten ist.

Bei E_2 ist die jährliche Amplitude etwa fünfmal so groß wie bei E_1 . Das Maximum liegt in den Monaten Januar — Februar und das Minimum in den Monaten Juli — August. Da zwischen E_1 und E_2 im jährlichen Gang eine Phasenverschiebung von etwa 180° besteht, kann ein Teil der Schwankungen von E_2 durch E_1 kompensiert werden und der größere Teil von etwa vier Fünfteln durch Energieaustausch mit der Hydro- und Lithosphäre. Die großen jährlichen Amplituden von E_2 und E_3 sind vor allem durch das Verhältnis vom Passat zum asiatischen Monsun bedingt. Im Winter arbeiten Passat und Monsun im gleichen Sinne, im Sommer jedoch kompensieren sie sich zum Teil. Änderungen von E_1 und E_2 erfolgen nur durch Energieaustausch zwischen Atmosphäre, Hydrosphäre und Lithosphäre, wohingegen E_3 allein aus den Wärmequellen und über die potentielle Energie den Verlust durch die Reibung ersetzen kann.

Die Wärmequellen wirken also auf die drei Energieanteile E_1 , E_2 und E_3 auf verschiedene Weise. Während die relative Energie E_3 durch sie vergrößert und verkleinert werden kann, steuern sie bei E_1 und E_2 lediglich den Austausch von mechanischer Energie zwischen Atmosphäre, Ozean und fester Erde.

Literatur

- (1) KOHLSCHKE, K.: Beitrag zur atmosphärischen Energetik. Z. Meteor. 7 (1953) S. 330.
- (2) US-Weather Bureau: Normal Weather Maps, Northern Hemisphere, Upper Level. Washington 1944.

DK 551.515.21

Über Experimente in einem Flüssigkeitsmodell zum „Hurrikan“-Problem

von

MARTIN DUNST

Zusammenfassung

In Anlehnung an die theoretischen Überlegungen von E. KLEINSCHMIDT jun. sind Experimente zur Dynamik der tropischen Konvektionszyklone im rotierenden Flüssigkeitsmodell durchgeführt worden. Die wesentlichen Ergebnisse werden in knapper Form diskutiert.

Abstract

There have been made several experiments in a rotating fluid model about the dynamical structure of tropical cyclones (hurricanes) following theoretical ideas put forward by E. KLEINSCHMIDT jun. The most interesting results are discussed in some detail.

An dieser Stelle möchte ich über Experimente (ausgeführt im Harburger Rotationslaboratorium) zur Dynamik tropischer Konvektionszyklonen berichten. Zuvor einige theoretische Bemerkungen.

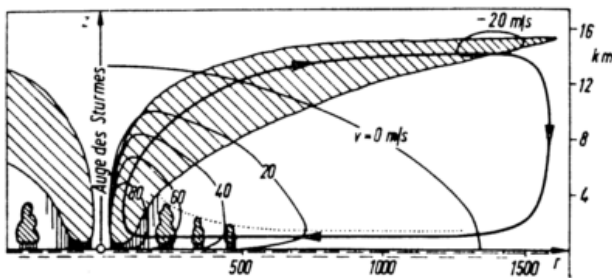


Abb. 1
Vertikalschnitt durch tropische Zyklone.
Schrägschraffur Wolken, senkrechte Schraffur Regen.

Die Abbildung 1 zeigt im Vertikalschnitt das bekannte Schema einer ausgebildeten stationären tropischen Zyklone (Hurrikan, Taifun) nach der Gleichgewichtstheorie von E. KLEINSCHMIDT jun. Die charakteristischen Merkmale sind:

1. Die geschlossene Vertikalzirkulation, die überwiegend stets von den gleichen Luftmassen durchlaufen wird (also kein erheblicher Stoffwechsel im Gegensatz zu den Zyklonen mittlerer Breiten). Diese Luftmassen nehmen im unteren Ast der Zirkulation Wasserdampf an der Meeresoberfläche auf und scheiden im aufsteigenden Ast den Niederschlag aus. Hier, im aufsteigenden Ast, sitzt der Antrieb der Zirkulation. Die Erfüllung der Kontinuität hat wegen der Randbedingungen (untere Grenzfläche: die Wasseroberfläche; in der oberen Troposphäre: Auseinanderfließen der Massen und Druckausgleich) die seitliche Konvergenz zur Folge.

2. Das warme, wolkenarme und windschwache „Auge“ im Zentrum des Hurrikans, das ein Effekt der Bodenreibung ist.

Die tropischen Konvektionszyklonen entstehen, den Beobachtungen nach, fast ausschließlich im zyklonalen Scherungsstromfeld der Intertropikfront, d. h. im Grenzgebiet zwischen den tropischen Westwinden und den Passat-Ostwinden. Driften mit den Passaten Luftmassen mit hoher potentieller Vorticity nach Westen, während in die darüber liegende schwache Westströmung Luftmassen mit geringer potentieller Vorticity eingebettet sind, so kommt es manchmal zu speziellen Verteilungen der potentiellen Vorticity, bei denen eine dynamische Feuchtlabilität vorhanden ist, welche genügend Energie entwickelt, die Zirkulation in Gang zu setzen. Der dynamisch feuchtlabile Bereich muß dabei ringförmig geschlossen sein.

Sobald dann das eigentliche Energiereservoir — die vom Wasser an die Luft abgegebene Wärme — geöffnet ist, entwickelt sich der Hurrikan schnell zu einem stabilen Gebilde. So gesehen stellt die Entstehung eines Hurrikans den Übergang von einem instabilen in einen stabilen Zustand dar. Hier knüpfen unsere Experimente im Flüssigkeitsmodell an.

Die Modellanordnung zeigt Abbildung 2. Auf den Boden der Modellwanne B sind zwei voneinander unabhängige Metallringe M konzentrisch aufgesetzt. Auf der Innenseite des inneren Ringes — Durchmesser 70 cm, Höhe 10 cm, Breite 5 cm — sind in etwa 5 cm Höhe gleichmäßig über den ganzen Umfang Bohrungen verteilt (angedeutet in der Abb. durch Bo). Der Ring ist mit der Druckleitung einer Umwälzpumpe (auf der Abb. 2 nicht eingezeichnet) über die vier Stützen S₁ verbunden. Der äußere Ring — Durchmesser 90 cm, gleiche Höhe und Breite wie der innere Ring — besitzt auf seiner Außenseite ebenfalls gleichmäßig über den Umfang verteilte Bohrungen und ist über die vier Stützen

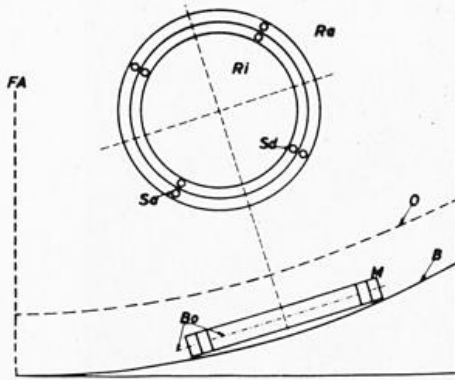


Abb. 2

Modellanordnung: B Modellwanne; M Metallringe; Bo Bohrungen; S_d Druckstützen; S_a Saugstützen; R_i Innenraum des Innenringes; R_a Außenraum außerhalb des Außenringes; FA Figuren und Drehachse der Modellwanne; O Wasseroberfläche.

S_a mit der Saugleitung der Umwälzpumpe verbunden. Bei eingeschalteter Pumpe wird demnach Wasser — unsere Modellflüssigkeit — durch die Bohrungen des inneren Ringes kreissymmetrisch in den Innenraum R_i gedrückt, während durch die Bohrungen des äußeren Ringes die gleiche Menge Wasser aus dem Außenraum R_a abgesaugt wird. Unser Modell ist also ein Einschichtenmodell (Modellflüssigkeit Wasser, Dichte konstant), in welchem die Arbeitsleistung der thermodynamischen Kreisprozesse in der Atmosphäre durch die mechanische Arbeitsleistung der Umwälzpumpe simuliert wird.

Für unsere Experimente ist der Anfangszustand die quasistarre Rotation der Wassermasse, die sich etwa 20 Minuten nach Beginn der Wannenrotation (um die Achse FA; $\omega = 1,6 \text{ sec}^{-1}$) einstellt. Die Wasseroberfläche O (s. Abb. 2) liegt dann 15 cm über den Ringen, die zusammen mit der Pumpe, die auf dem Sockel der Wanne montiert ist, die gleiche Rotation wie Wanne und Wasser haben. Nach Einschalten der Umwälzpumpe strömt Wasser durch die Bohrungen des Innenringes in den Innenraum (s. Abb. 2 „R_i“) hinein, wir haben hier also eine Massenkonzentration, die Massen besitzen einen radialen Impuls; gleichzeitig fließt durch die Bohrungen des äußeren Ringes Wasser ab. Wir beobachten das Entstehen eines gut ausgeprägten zyklonalen Wirbels mit dem zugehörigen Druckfeld in der Mitte des Innenringes (Abb. 3, 4), während sich außen um den äußeren Ring eine antizyklonale „Ringströmung“ ausbildet. Turbulenz verdeckt die Wirbelbildung etwas; der durch die Massenkonzentration innen entstandene zyklonale Wirbel wird aber klar sichtbar, wenn sofort nach dem Abschalten der Pumpe auch die Turbulenz verschwindet, der Kernwirbel dagegen noch bis zu 3 Minuten erhalten bleibt (Abb. 5, 6). Die Aufnahmen 3, 4, 5, 6 sind Momentaufnahmen und zeigen nur das zum zyklonalen Wirbel gehörige Druckfeld, das Stromfeld wird schematisch in Abb. 7 dargestellt.

Ändern wir das Experiment so ab, daß wir den Zufluß nach innen zwar aufrecht erhalten, nun aber nicht am Außenring absaugen, sondern an einem Saugsieb in der Wanne etwa 2 m von den Ringen entfernt, so bildet sich innen kein Wirbel aus, sondern nur eine kräftige Turbulenz.

Bei allen Experimenten können die dynamischen Ähnlichkeitsbedingungen — charakterisiert durch die ROSSBY-Zahl, FROUDE-Zahl und REYNOLDS-Zahl — in etwa erfüllt werden.

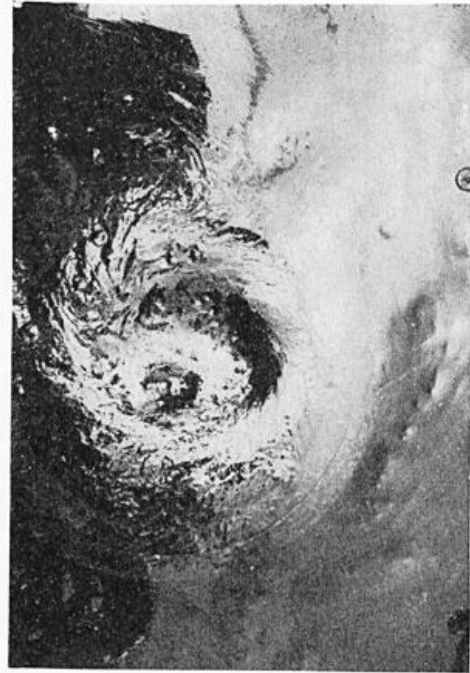


Abb. 3 und 4

Momentaufnahme eines zyklonalen Wirbels bei eingeschalteter Pumpe.

Die Ergebnisse der Experimente kann man so deuten (s. auch Abb. 7): Die Massenkonzentration im Innenraum des Innenringes führt gemäß der Vorticitygleichung

$$\frac{d}{dt}(\zeta + f) = -(\zeta + f) \text{div}_{\text{H}} \mathbf{v} \quad [1]$$

($\frac{d}{dt}$ individueller Differentialoperator; ζ relative Vorticity; f Coriolisparameter; \mathbf{v} Geschwindigkeitsvektor; $\text{div}_{\text{H}} \mathbf{v}$ Horizontaldivergenz der Geschwindigkeit \mathbf{v}) zur Bildung eines zyklonalen Wirbels. Gleichzeitig erzwingt der radiale Massenzufluß eine vertikale Aufwärtsbewegung, da wegen der Randbedingungen (oben: freie Wasseroberfläche; unten: Wannenboden) die Erfüllung der Kontinuität diese Aufwärtsbewegung fordert. Es entsteht eine „Vertikalzirkulation“ vom Innenring (Zu-

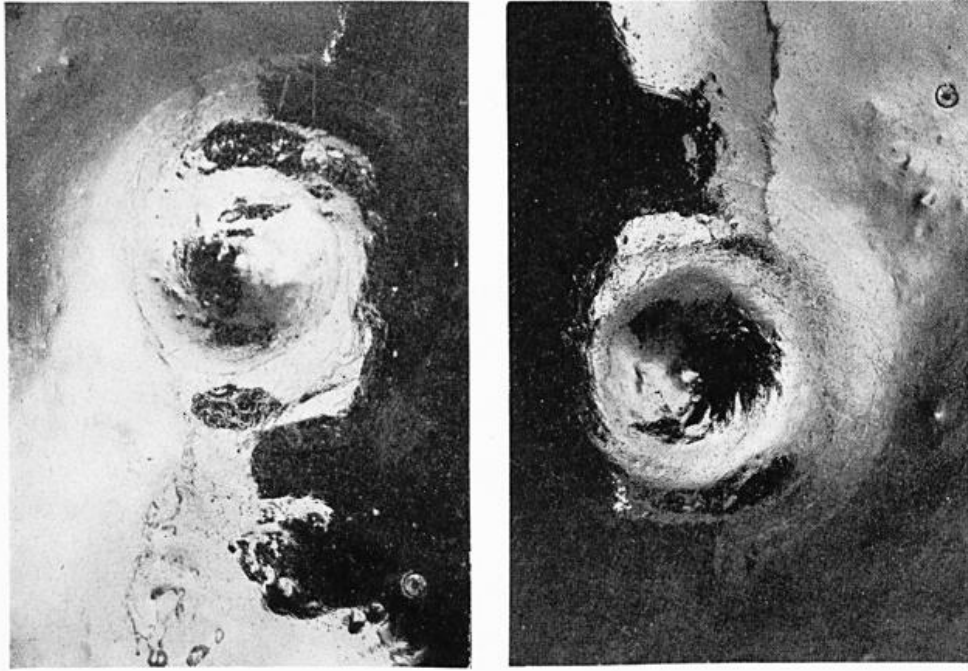


Abb. 5 und 6
Momentaufnahmen eines zyklonalen Wirbels
nach Abschalten der Pumpe.

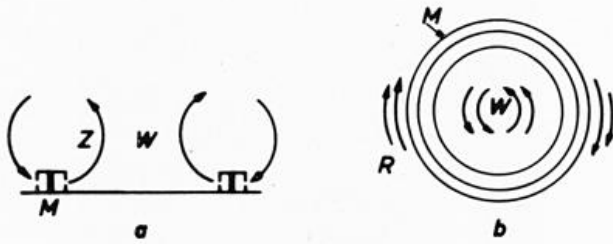


Abb. 7

Stromfeld (schematisch der „Vertikalzirkulation“ (a) und des Wirbels (b). M Innen- und Außenring; Z Zirkulation; W Wirbelgebiet; R „Ringstrom“.

fluß) zum Außenring (Abfluß) (s. Abb. 7) ähnlich wie beim wirklichen Hurrikan. Daß im Experiment die seitliche Konvergenz das Primäre und die Aufwärtsbewegung das Sekundäre ist, bedeutet zwar eine kausale Umkehrung der Vorgänge im wirklichen Hurrikan (s. oben: Im Hurrikan primär die Aufwärtsbewegung, sekundär die seitliche Konvergenz), aber eine „energetische Ähnlichkeit“ bleibt bestehen.

Der zyklonale Wirbel bleibt auf das Kerngebiet des Innenringes beschränkt. Für das zum Wirbel gehörende Druckfeld muß gelten

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} < 0 \quad [2]$$

wobei p_0 den Bodendruck und $\frac{\partial p_0}{\partial t}$ seine lokale Änderung bedeuten. Die Ungleichung [2] ist aber gemäß der Tendenzgleichung in der hier gültigen Form

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} = -\rho \cdot g \cdot \int_0^h \text{div}_{\text{III}} v \, dz \quad [3]$$

(ρ Dichte; g Erdbeschleunigung; z Höhencoordinate; h Wasserhöhe) nur erfüllt, wenn aus dem Kerngebiet des Innenraumes oben mehr Masse abfließt als unten (im Zuflußniveau) zuströmt. Das nun bewirkt die Zirkulation vom Innen- zum Außenring. Ist sie nicht vorhanden, so läßt sich die Ungleichung [2] nicht erfüllen, da dann die rechte Seite der Gleichung [3] verschwindet. Wir beobachten auch keinen zyklonalen Wirbel.

Literatur

KLEINSCHMIDT E., jun.: Grundlagen einer Theorie der tropischen Zyklonen. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. Serie A (1951) S. 53—72.

DK 551.513.1

Zur mittleren Meridionalzirkulation in äquatorialen Breiten

von

STEFAN HASTENRATH

Zusammenfassung

Verschiedene Modelle der mittleren Meridionalzirkulation werden im Hinblick auf die Wirbelgleichung untersucht. Im herkömmlichen Modell kommen die beiden Hadley-Zellen in einem Gebiet mit aufwärts gerichteter Luftbewegung in der Nähe des Äquators zusammen. In einem neueren Modell sind zwischen den herkömmlichen Hadley-Zellen zwei „Äquatoriale Zellen“ eingeschaltet, derart, daß über dem Äquator Absinken vorherrscht. Beide Modelle werden als mit der Wirbelgleichung verträglich angesehen. Das Vorkommen von „Äquatorialen Zellen“ erfordert, daß die ostwärts gerichtete Reibungskraft in den unteren Schichten vom kinematischen Äquator polwärts abnimmt, und zwar innerhalb des abwärts gerichteten Teils der beiden „Äquatorialen Zirkulationszellen“. Es wird vorgeschlagen, daß dies mit dem Vorkommen von (ostwärts gerichteten) äquatorialen Unterströmungen im Pazifischen, Atlantischen und Indischen Ozean in Beziehung stehen mag. Die Voraussetzungen für „Äquatoriale Zirkulationszellen“ scheinen im Innern der tropischen Kontinente nicht gegeben zu sein.

Abstract

Various models of the mean meridional circulation are examined in terms of the vorticity equation. These include a) the traditional model of two HADLEY cells joining in a region of ascending motion near the equator; and b) a model with two "equatorial cells" enclosed between the traditional HADLEY cells, implying subsidence over the equator. Both models are considered compatible with the vorticity equation. The existence of twin equatorial cells requires the eastward directed frictional force in the lower layers to decrease from the kinematical equator poleward, within the subsiding portion of either of the two equatorial cells. It is suggested that this may be related to the existence of (eastward directed) equatorial undercurrents in the Pacific, Atlantic, and Indian Oceans. The requirements for twin equatorial cells do not seem to be met the interior of the tropical continents.

1. Modelle der Meridionalzirkulation und Beobachtungsgrundlagen

Seit langer Zeit sind wir vertraut mit einem Modell der Meridionalzirkulation, in dem zwei HADLEY-Zellen in einem Gebiet aufsteigender Luftbewegung in der Nähe des Äquators zusammentreffen (siehe Abb. 1; fortan Modell I genannt). Meteorologische Erfahrung

im tropischen Pazifik während des zweiten Weltkrieges führte zu einer Revision dieser Vorstellung. FLETCHER (5), BRYSON (2) und ROSSBY (17) schlugen ein Modell vor, in welchem zwischen den beiden herkömmlichen HADLEY-Zellen noch zwei Zirkulationsräder mit umgekehrtem Drehsinn eingeschaltet sind, derart, daß über dem Äquator absinkende Bewegung vorherrscht (siehe Abb. 2; fortan Modell II genannt). ASNANI (1) hat kürz-

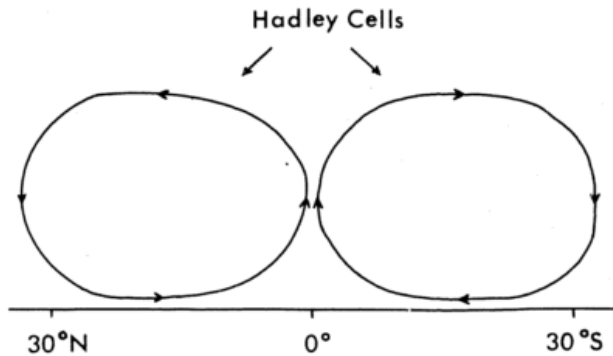


Abb. 1

Modell I der mittleren Meridionalzirkulation, mit zwei Hadley-Zellen, die in einem Gebiet aufsteigender Luftbewegung in der Nähe des Äquators zusammentreffen.

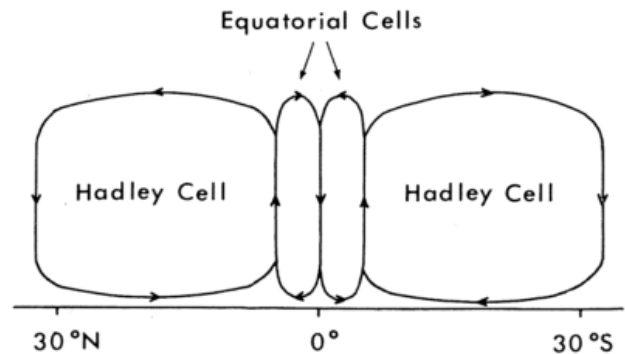


Abb. 2

Modell II der mittleren Meridionalzirkulation, mit zwei zwischen den herkömmlichen HADLEY-Zellen eingeschlossenen „Äquatorialen Zellen“ und Absinkbewegung über dem Äquator; nach FLETCHER (5), BRYSON (2) und ROSSBY (17).

lich ein weiteres Modell empfohlen; dabei schließen die HADLEY-Zellen der beiden Hemisphären ein einziges Zirkulationsrad in äquatorialen Breiten ein, mit Aufsteigen auf der einen und Absinken auf der anderen Seite des Äquators (siehe Abb. 3; fortan Modell III genannt).

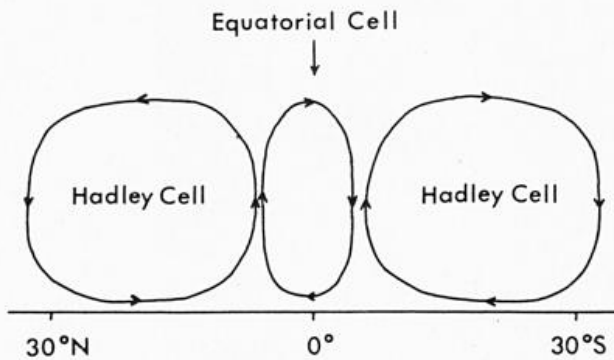


Abb. 3

Modell III der mittleren Meridionalzirkulation, mit einer einzigen „Äquatorialen Zelle“ zwischen den herkömmlichen HADLEY-Zellen; nach ASNANI (1).

Modell II steht im Einklang mit der seit langem bekannten Existenz einer äquatorialen Trockenzone, die sich quer durch den größten Teil des Pazifiks erstreckt. Satellitenaufnahmen im Laufe der letzten Jahre ließen wiederholt einen Streifen relativer Wolkenarmut längs des Äquators im Pazifik erkennen. Die Längenausdehnung dieses Gebietes zeigte sich besonders eindrucksvoll auf den ersten Aufnahmen des Satelliten ATS I im Dezember 1966, der erstmals den gesamten Pazifischen Ozean gleichzeitig überblickte (siehe Abb. 4). Wenig später, im März und April 1967, hatte Verfasser Gelegenheit, an einem großräumigen meteorologischen Feldprogramm im Raum der Line Islands im äquatorialen Pazifik teilzunehmen. Forschungsflüge erstreckten sich vor allem zwischen 6° N und 1° S. Flugbeobachtungen konnten jeweils mit Radiosondenaufstiegen und Bodenbeobachtungen auf den Inseln Palmyra (05°53'N, 162°05'W), Fanning (03°55'N, 159°23'W) und Christmas (01°59'N, 157°22'W) verglichen werden. Besonders wertvoll waren dabei auch die Aufnahmen der Satelliten Nimbus II, ESSA IV und ATS I, die regelmäßig auf Palmyra empfangen wurden. Aus der Zusammenschau dieser Ergebnisse ergab sich eine Modell II entsprechende Vorstellung von der mittleren Meridionalzirkulation.

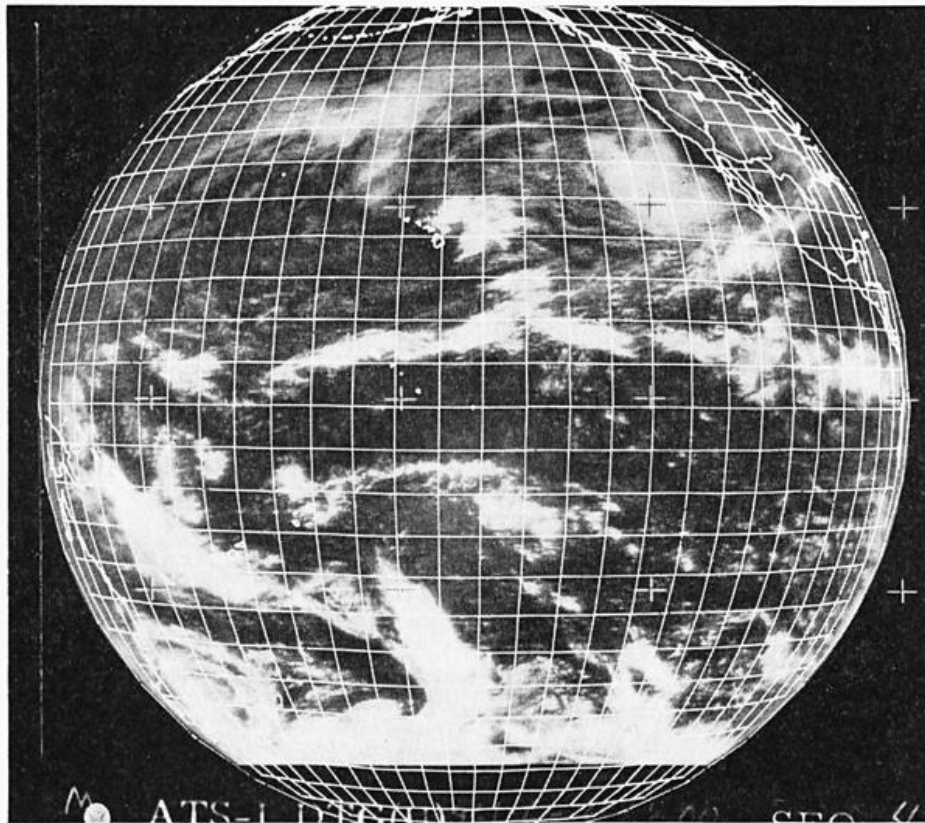


Abb. 4

Aufnahme des Satelliten ATS I vom 27. Dezember 1966.

2. Breitenverteilung der absoluten Vorticity

Im Hinblick auf die spätere Diskussion scheint eine Vorstellung von der charakteristischen Breitenverteilung der absoluten Vorticity wünschenswert. Für eine Behandlung in einer mittleren meridionalen Vertikalebene vereinfacht sich die relative Vorticity zu

$$\zeta = -\frac{\partial u}{\partial y}$$

Repräsentative Werte für das 900- und das 200mb-Niveau während der Winter- und der Sommerjahreszeit wurden für verschiedene Breiten zwischen Äquator und 30° N auf Grund der mittleren Meridionalschnitte von

MINTZ (14) abgeschätzt. Die solcherart erhaltenen Werte der absoluten Vorticity η sind in Tabelle 1 aufgeführt. Im allgemeinen zeigt Tabelle 1 eine monotone Zunahme absoluter zyklonaler Vorticity vom Äquator polwärts.

Die mittleren Meridionalschnitte von MINTZ (14) geben möglicherweise nicht genügend Detail für den meridionalen Wandel von ζ in äquatorialen Breiten. Eine Abnahme positiver absoluter Vorticity von den höheren Breiten der Nordhemisphäre äquatorwärts, mit einem Vorzeichenwechsel in der Nähe des geographischen Äquators und einer Zunahme negativer absoluter Vorticity nach den höheren Breiten der Südhemisphäre

hin, ist wohl als die einfachste Meridionalverteilung von η zu betrachten. Die Breite, in der die absolute Vorticity das Vorzeichen ändert, wird nach einem Vorschlag von KRUGER (9) „kinematischer Äquator“ genannt. Etwas schwerwiegender erscheint die Annahme eines einfachen Maximums von $|\eta|$ in äquatorialen Breiten, oder gar zweier Maxima beiderseits des kinematischen Äquators, wie es ASNANI (1) angenommen hat. Diese Maxima würden äquatorwärts von 5° Werte der relativen Vorticity um 0.5 bis $1 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ erfordern. Monatsmittelkarten, die SANDOVAL (18) für den westlichen Pazifik vorgelegt hat, lassen dies auch im klimatologischen Mittel für möglich erscheinen.

3. Diskussion in bezug auf die vereinfachte Vorticity-Gleichung

ASNANI (1) hat die verschiedenen Zirkulationsmodelle diskutiert in Hinblick auf die Vorticity-Gleichung in der vereinfachten Form

$$\frac{d\eta}{dt} = -\eta \nabla \cdot \vec{V} \quad [1]$$

In dieser Formulierung sind Vertikalschwenkungsglied, solenoidales und Reibungsglied vernachlässigt.

Gemäß herkömmlicher Schreibweise bedeutet \vec{V} den horizontalen Windvektor,

$$= \zeta \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

die Vertikalkomponente der relativen Vorticity (hier kurz relative Vorticity genannt), f den Coriolis-Parameter und $\eta = (f + \zeta)$ die Vertikalkomponente der absoluten Vorticity (hier kurz absolute Vorticity genannt).

Modell I steht für den Fall eines einfachen Minimums von $|\eta|$ am kinematischen Äquator in Widerspruch mit Gleichung [1], wie auch ASNANI betont hat. Auf der äquatorwärtigen Seite der HADLEY-Zelle ist nämlich für die unteren Schichten die linke Seite von Gleichung [1] negativ, da die Strömung in Richtung abnehmender positiver absoluter Vorticity gerichtet ist. Andererseits wird aber die rechte Seite von Gleichung [1] bei Konvergenz und positiver absoluter Vorticity positiv. Ein ähnlicher Widerspruch läßt sich für den polwärts gerichteten divergenten Teil der HADLEY-Zelle in den höheren Schichten konstruieren.

Unter Annahme eines einfachen Maximums von $|\eta|$ in der Nähe des kinematischen Äquators ist Modell I auch mit Gleichung [1] verträglich. Eine der beiden HADLEY-Zellen greift dann über den Äquator über, bis zum Maximum von $|\eta|$. Analog zu den Verhältnissen innerhalb der „äquatorialen Zelle“ in ASNANIs Modell III herrscht dann in dieser Zelle Aufwärtsbewegung auf der einen und Absinken auf der anderen Seite des Äquators. Hierbei bleibt es grundsätzlich ohne Belang, auf welcher Hemisphere das Maximum von $|\eta|$ gelegen ist.

Modell II bietet Schwierigkeiten in Hinblick auf Gleichung [1] für alle drei der hier betrachteten Beispiele der Meridionalverteilung der absoluten Vorticity, nämlich den Fall eines Minimums von $|\eta|$ am kinematischen Äquator, sowie die Fälle von zwei Maxima und eines einzigen Maximums von $|\eta|$ in äquatorialen Breiten.

4. Anwendung der vollständigen Vorticity-Gleichung

a) Allgemeine Grundlagen

Im vorhergehenden haben wir, wie ASNANI (1), nur die vereinfachte Vorticity-Gleichung [1] benutzt. Diese Form erscheint aber für das hier zu behandelnde Problem unzulänglich. Die vollständige Vorticity-Gleichung lautet

$$\begin{aligned} \frac{d(f + \zeta)}{dt} = & -(f + \zeta) \nabla \cdot \vec{V} - \left[\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right] \\ & - \left[\frac{\partial a}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial a}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \left[\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right] \quad [2] \end{aligned}$$

Orientierung der x-, y- und z-Achsen und der Windkomponenten u, v, w folgt der herkömmlichen Schreibweise. a ist das spezifische Volumen, p der Druck, und F_x und F_y bedeuten die ostwärts und nordwärts gerichteten Komponenten der Reibungskraft pro Masseneinheit.

Für die Diskussion von Verhältnissen in einer mittleren meridionalen Vertikalebene erscheint es zulässig, alle Glieder zu vernachlässigen, die eine partielle Ableitung nach x enthalten. Damit vereinfacht sich Gleichung [2] zu

$$\frac{d(f + \zeta)}{dt} = - (f + \zeta) \nabla \cdot \vec{V} + \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \quad [3]$$

Im Gegensatz zu Gleichung [1] enthält Gleichung [3] zwei zusätzliche Glieder auf der rechten Seite. Diese Glieder dürfen nur dann vernachlässigt werden, wenn sie klein sind, verglichen mit dem Divergenzglied. Wie sich im folgenden zeigen wird, kann das aber in äquatorialen Breiten nicht allgemein vorausgesetzt werden, da dort η sehr klein wird. Deshalb sollten die verschiedenen Modelle der mittleren Meridionalzirkulation in Zusammenhang mit Gleichung [3] anstelle der vereinfachten Gleichung [1] betrachtet werden.

Modell I wurde in Abschnitt 3 für ein einfaches Maximum von $|\eta|$ in äquatorialen Breiten mit Hinblick auf Gleichung [1] diskutiert. Dabei ergab sich ein Wechsel von aufsteigender zu absinkender Luftbewegung am kinematischen Äquator. Beachtet man aber das zweite und dritte Glied auf der rechten Seite von Gleichung [3], so zeigt sich, daß das Gebiet mit Konvergenz in den unteren und Divergenz in den oberen Schichten sich vom Maximum von $|\eta|$ bis jenseits des Äquators erstrecken kann.

b) Modell I

Modell I mit einem einzigen Minimum von $|\eta|$ am kinematischen Äquator sollte in bezug auf Gleichung [3] überprüft werden. Aus Symmetriegründen kann die Diskussion auf das Gebiet nördlich des kinematischen Äquators beschränkt werden. Die Verhältnisse auf der polwärtigen Seite der HADLEY-Zelle bieten keine Schwierigkeiten mit Hinsicht auf Gleichung [1], abgesehen von der Breitenverteilung der absoluten Vorticity im 200mb-Niveau, wie weiter oben erwähnt. Bedingungen sind kritischer auf der äquatorwärtigen Seite der HADLEY-Zelle, wo die Luft in den unteren Schichten auf geringere Werte von zyklonaler Vorticity zuströmt, und in den höheren Schichten in Richtung zunehmender Werte von η . Da die Reibung in der oberen Troposphäre als verhältnismäßig gering betrachtet werden kann, würde das im wesentlichen ein positives Vorzeichen für das zweite Glied rechts in Gleichung [3] verlangen, jedenfalls in den oberen Schichten. In charakteristischer Weise nimmt die Aufwärtsbewegung innerhalb der HADLEY-Zelle polwärts ab; ein Ostwind-Maximum scheint für die obere Troposphäre und untere Stratosphäre in äquatorialen Breiten charakteristisch zu sein (MINTZ (14); LETTAU (10); Joint Task Force Meteorological Center (19)). Das würde tatsächlich ein positives Vorzeichen für das zweite Glied auf der rechten Seite von Gleichung [3] ergeben. Die verfügbaren Meridional-schnitte (e.g. MINTZ (14)) zeigen für die Zunahme der Ostwinde mit der Höhe in den oberen Schichten die Größenordnung von 2 m/sec auf 2 km. Nimmt man für die Änderung der Vertikalgeschwindigkeit in der meridionalen Richtung etwa 5 mm auf 100 km an, so ergibt sich für das zweite Glied auf der rechten Seite von [3] die Größenordnung von $0.5 \cdot 10^{-10} \text{ sec}^{-2}$. Das sollte mit der Größenordnung des Divergenzgliedes verglichen werden. Wie man aus Tabelle 1 ersieht, hat die absolute Vorticity in 5 bis 10° Breite die Größenordnung von $1 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ und nimmt innerhalb von 2° vom Äquator auf weniger als $0.3 \cdot 10^{-5}$ ab. Sogar für eine Divergenz von $50 \cdot 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$ würde das Divergenzglied also in 5 bis

Tab. 1

Breitenverteilung des Coriolis-Parameters f und der absoluten Vorticity $\eta = f - \frac{\partial u}{\partial y}$; in 10^{-5} sec^{-1} .

	0	5	10	15	20	25	30°N
f	0	1.27	2.56	3.77	4.98	6.16	7.28
η , winter							
200 mb	-0.5	+0.8	+1.8	+0.8	+2.0	+4.7	+7.8
900 mb	+0.1	+1.8	+2.6	+3.3	+4.3	+6.0	+7.1
η , summer							
200 mb	+0.5	+1.4	+2.5	+3.0	+4.0	+5.5	+6.5
900 mb	-0.3	+1.3	+2.6	+3.9	+5.0	+6.1	+7.0

10° Breite nur etwa $0,5 \cdot 10^{-10} \text{ sec}^{-2}$ ausmachen, und innerhalb von 2° vom Äquator auf weniger als $2 \cdot 10^{-11} \text{ sec}^{-2}$ abnehmen. Dies besagt, daß in äquatorialen Breiten das zweite Glied auf der rechten Seite von [3] keineswegs gegenüber dem Divergenzglied vernachlässigbar ist.

In den unteren Schichten muß die rechte Seite von Gleichung [3] negativ werden. Das zweite Glied rechts ist immer noch positiv, aber grobe Abschätzungen zeigen an, daß es kleiner sein kann als in der oberen Troposphäre. Deshalb müßte das letzte Glied rechts negativ sein; das würde einer Zunahme der ostwärts gerichteten Reibungskraft polwärts entsprechen. Ceteris paribus würde sich das aus einer polwärtigen Zunahme der Ostwinde in den unteren Schichten ergeben. Die verfügbaren Meridionalschnitte der zonalen Windkomponente (MINTZ (14); LETTAU (10)) deuten an, daß dies tatsächlich der Fall zu sein pflegt.

Hinsichtlich des Reibungsgliedes in Gleichung [3] scheinen nur recht grobe Abschätzungen möglich zu sein. Man kann annehmen, daß die Bodenschubspannung sich ungefähr auf die unteren 100 mb der Atmosphäre auswirkt, und man kann dann von der folgenden Beziehung zwischen Bodenschubspannung τ_0 , Widerstandsbeiwert C_D , Luftdichte ρ_0 , und Wind am Boden V_0 , Gebrauch machen

$$\tau_0 = C_D \cdot \rho_0 \cdot V_0^2 \quad [4]$$

C_D hat für verschiedene natürliche Oberflächen die Größenordnung 1 bis $10 \cdot 10^{-3}$ (PRIESTLEY (16)), und ρ_0 hat die Größenordnung $10^{-3} \text{ gm} \cdot \text{cm}^{-3}$. Mit Werten von $C_D = 2 \cdot 10^{-3}$ und $u_0 = -5 \text{ m/sec}$ ergibt sich die Reibungskraft pro Masseneinheit zu $F_x = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}$. Die von MINTZ (14) und LETTAU (10) vorgelegten Meridionalschnitte zeigen an, daß die Ostkomponente des Windes in den unteren Schichten und in äquatorialen Breiten sich von 2 auf 5 m/sec über eine Entfernung von 5 Breitengraden ändern kann. Das Reibungsglied in Gleichung [3] würde somit die Größenordnung von $10^{-10} \text{ sec}^{-2}$ erreichen. Es kann deshalb nicht gegenüber dem Divergenzglied und dem Vertikalschwenkungsglied vernachlässigt werden. Daraus ergibt sich, daß Modell I für den Fall eines einzigen Minimums von $|\eta|$ am kinematischen Äquator tatsächlich mit Gleichung [3] verträglich ist.

c) Modell II.

Wie in Abschnitt 3 festgestellt wurde, widerspricht Modell II der Gleichung [1]; es sollte aber mit Hinblick auf Gleichung [3] überprüft werden. Wegen Symmetrie in bezug auf den kinematischen Äquator brauchen nur zwei Breitenverteilungen der absoluten Vorticity betrachtet zu werden, nämlich a) ein einfaches Minimum von $|\eta|$ am kinematischen Äquator selbst, und b) zwei Maxima von $|\eta|$ beiderseits des kinematischen Äquators, und zwar mit der äquatorwärtigen Grenze der HADLEY-Zellen zusammenfallend. Außerdem kann die Betrachtung auf eine Hemisphäre beschränkt werden, etwa das Gebiet nördlich des kinematischen Äquators.

Es werde zunächst nur der Bereich der HADLEY-Zirkulation betrachtet. Der Fall, in dem ihre äquatorwärtige Grenze mit einem Maximum von $|\eta|$ zusammenfällt, ist im wesentlichen schon von ASNANI (1) diskutiert worden; dieser Fall genügt sogar der vereinfachten Gleichung [1]. Für den Fall einer monotonen Abnahme von $|\eta|$ auf den kinematischen Äquator hin entsprechen die Verhältnisse innerhalb der HADLEY-Zelle dem Modell I mit einzigem Minimum von $|\eta|$ am kinematischen Äquator. Die Bedingungen, unter welchen Gleichung [3] Genüge getan wird, sind weiter oben schon besprochen worden.

Von besonderem Interesse ist das Zirkulationsrad zwischen der äquatorwärtigen Flanke der HADLEY-Zelle und dem kinematischen Äquator; für diesen Bereich sind die beiden oben definierten Breitenverteilungen von $|\eta|$ identisch. Im polwärtigen Teil dieser „Äquatorialen Zelle“ ist die auf zunehmendes η zu gerichtete Strömung in den unteren Schichten mit Konvergenz verbunden; in den höheren Schichten ist die Strömung divergent und auf geringere Werte von η zu gerichtet. Dies ist sogar mit der vereinfachten Gleichung [1] verträglich.

Im äquatorwärtigen Teil der „Äquatorialen Zelle“, wo Absinken vorherrscht, sind die Verhältnisse kritischer und müssen mit Hinblick auf die vollständige Gleichung [3] betrachtet werden. In den oberen Schichten muß die rechte Seite der Gleichung [3] negativ werden. Dies muß sich im wesentlichen aus dem zweiten Glied rechts ergeben, denn das Divergenzglied ist positiv, und Reibungskräfte können in den höheren Schichten als verhältnismäßig klein betrachtet werden. Innerhalb der „Äquatorialen Zelle“ nimmt aufsteigende Bewegung polwärts zu; wie oben erwähnt, pflegt die Ostkomponente in äquatorialen Breiten auf die obere Troposphäre und untere Stratosphäre hin zuzunehmen. Daraus ergibt sich ein negatives Vorzeichen für das zweite Glied auf der rechten Seite der Gleichung [3]. Seine Größenordnung ist weiter oben in Zusammenhang mit Modell I auf $0,5 \cdot 10^{-10} \text{ sec}^{-2}$ abgeschätzt worden.

Es gibt Anzeichen dafür, daß die hochtroposphärischen Westwinde sich gelegentlich bis in äquatoriale Breiten erstrecken, zumal im Spätwinter. Damit ändert sich das Vorzeichen des zweiten Gliedes auf der rechten Seite der Gleichung [3]. Im Hinblick darauf sollte die Entwicklung der meridionalen Zirkulationszelle in Zusammenhang mit dem zonalen Windregime untersucht werden, sobald ein geeignetes Beobachtungsmaterial verfügbar wird. Auch die vertikale Ausdehnung der „Äquatorialen Zelle“ verdient besonderes Interesse.

In den unteren Schichten muß die rechte Seite der Gleichung [3] positiv werden; früheren Darlegungen gemäß muß sich das im wesentlichen aus dem Reibungsglied ergeben. Es ist zu beachten, daß der Teil der „Äquatorialen Zelle“ mit Absinkbewegung auf ein Gebiet innerhalb von nur 2 Breitengraden vom Äquator beschränkt ist, wo die absolute Vorticity sehr klein ist. Ein positives Vorzeichen für das letzte Glied auf der rechten Seite der Gleichung [3] würde erfordern, daß die ostwärts gerichtete Reibungskraft polwärts abnimmt.

In diesem Zusammenhang scheint der Äquatoriale Unterstrom im Pazifischen Ozean (CROMWELL et al. (4); KNAUSS (6)) besondere Aufmerksamkeit zu verdienen. Nach den vorliegenden Beschreibungen hat der CROMWELL-Strom eine seitliche Ausdehnung zwischen 2° N und 2° S und eine stärkste ostwärts gerichtete Strömung von ungefähr 1 m/sec in etwa 100 m Tiefe. Dieser Unterstrom bewirkt eine ostwärts gerichtete Schubspannung auf die unterste Schicht der Atmosphäre (LETTAU (11)). Für eine grobe quantitative Abschätzung kann wieder angenommen werden, daß die Bodenreibung sich auf die untersten 100 mb der Atmo-

sphäre auswirkt. KNAUSS (7) fand, daß die Scherung $\partial u / \partial z$ oberhalb des Kerns des CROMWELL-Stroms die Größenordnung $2 \cdot 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$ hat. CHARNEY (3) arbeitete mit einer (kinematischen) turbulenten Zähigkeit ν von 10 bis $100 \text{ m}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$. Daraus läßt sich die Schubspannung an der Oberfläche, $\tau = \left(\frac{\nu}{\rho} \right) \frac{\partial u}{\partial z}$, grob auf

ungefähr 0.2 bis $2 \text{ gm} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{sec}^{-2}$, und die ostwärts gerichtete Reibungskraft pro Masseneinheit, F_x , die auf die untere Troposphäre wirksam ist, auf ungefähr $2 \cdot 10^{-2}$ bis $2 \cdot 10^{-3} \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}$ abschätzen. Zieht man die Breitenausdehnung des CROMWELL-Stroms in Betracht, so findet man, daß das letzte Glied auf der rechten Seite der Gleichung [3] in diesem Gebiet sehr wohl die Größenordnung von 10^{-9} bis $10^{-10} \text{ sec}^{-2}$ erreicht und den erforderlichen positiven Beitrag liefert. Das Reibungsglied kann deshalb nicht gegenüber dem Divergenzglied und dem Vertikalschwenkungsglied vernachlässigt werden; vielmehr scheint es für die Entwicklung der „Äquatorialen Zelle“ eine Schlüsselrolle zu spielen.

5. Schlußfolgerungen

Das herkömmliche Modell I, in dem zwei HADLEY-Zellen in einem Gebiet aufsteigender Luftbewegung in der Nähe des Äquators zusammentreffen, ist verträglich mit der vollständigen Form der Vorticitygleichung [3]. Die Voraussetzungen hinsichtlich des Vertikalschwenkungsgliedes und des Reibungsgliedes sowie der Breitenverteilung der absoluten Vorticity stellen keine sonderlichen Einschränkungen dar.

Modell II, in dem zwei „Äquatoriale Zellen“ zwischen den herkömmlichen HADLEY-Zellen eingeschlossen sind, solcherart, daß Absinken über dem Äquator vorherrscht, ist für verschiedene Breitenverteilungen der absoluten Vorticity möglich. Von ausschlaggebender Bedeutung in diesem Modell II der mittleren Meridionalzirkulation ist die Abnahme der ostwärts gerichteten Reibungskraft vom kinematischen Äquator polwärts, innerhalb des Teiles der beiden „Äquatorialen Zellen“, in dem Absinken vorherrscht. Es erscheint naheliegend, daß dies für den äquatorialen Pazifik mit dem Cromwell-Strom zusammenhängt. Die Existenz eines Äquatorialen Unterstroms ist auch für den Atlantischen (NEUMANN (15); METCALF et al. (13); METCALF and STALCOUP (12)) und den Indischen Ozean berichtet worden.

Die täglichen Mosaiks der Satelliten ESSA III und ESSA V während des Jahres 1967 zeigen einen scharfen, wolkenarmen Streifen längs des Äquators quer durch den Pazifik. Dieser Gürtel erscheint auch sehr deutlich auf den monatlichen Komposit-Photographien (LETTAU (11); KORNFELD et al. (8)). Interessanterweise deutet sich auf den täglichen Mosaiks von ESSA III und ESSA V ein wolkenarmer Streifen auch über dem Atlantischen Ozean und weniger deutlich und weniger häufig auch über dem Indischen Ozean an. Im Gegensatz dazu ist die Existenz einer äquatorialen Trockenzone noch nie für das Innere der tropischen Kontinente vertreten worden. In Übereinstimmung damit deutet die vorliegende Diskussion der mittleren Meridionalzirkulation in Beziehung zur Vorticity-Gleichung an, daß es sich bei den doppelten „Äquatorialen Zirkulationszellen“ um eine auf bestimmte ozeanische Gebiete beschränkte Erscheinung handeln dürfte.

Literatur

- (1) ASNANI, G. C.: The equatorial cell in the general circulation. *J. Atmosph. Sci.* 25 (1968) S. 133—134.
- (2) BRYSON, R. A.: On disturbances in the easterlies. PhD thesis, Univ. Chicago (1948) 104 S.
- (3) CHARNEY, J. G.: Non-linear theory of a wind-driven homogeneous layer near the equator. *Deep-Sea Res.* 6 (1960) S. 303—310.
- (4) CROMWELL, T.; MONTGOMERY, R. B.; STROUP, E. D.: Equatorial undercurrent in Pacific Ocean revealed by new methods. *Sci.* 119 (1954) S. 648—649.
- (5) FLETCHER, R. D.: The general circulation of the tropical and equatorial atmosphere. *J. Meteor.* 2 (1945) S. 167—174.
- (6) KNAUSS, J. A.: Measurements of the Cromwell current. *Deep-Sea Res.* 6 (1960) S. 265—286.
- (7) KNAUSS, J. A.: The structure of the Pacific equatorial countercurrent. *J. Geophys. Res.* 66 (1961) S. 144—155.
- (8) KORNFELD, J.; HASLER, A. F.; HANSON, K. J.; SUOMI, V. E.: Photographic cloud climatology from ESSA III and V computer produced mosaics. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 48 (1967) S. 878—883.
- (9) KRUGER, E.: Generalized gradient wind equations and contour analysis in the tropics. *Proc. Sympos. Trop. Meteor. in Africa, 1959, Nairobi* (1960) S. 168—176.
- (10) LETTAU, H.: Theoretical notes on the dynamics of the equatorial atmosphere. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 29 (1956) S. 107—122.
- (11) LETTAU, H.: Physical coupling between the dry-belt of the lower atmosphere and the Cromwell current of the upper ocean along the Pacific equator. Paper presented at the Fifth Techn. Conf. on Hurricanes and Trop. Meteor. Caracas 1967.
- (12) METCALF, W. G.; STALCUP M. C.: Origin of the atlantic equatorial undercurrent. *J. geophys. Res.* 72 (1967) S. 4959—4975.
- (13) METCALF, W. G.; VOORHIS, A. D.; STALCUP, M. C.: The atlantic equatorial undercurrent. *J. geophys. Res.* 67 (1962) S. 2499—2508.
- (14) MINTZ, Y.: The observed zonal circulation of the atmosphere. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 35 (1954) S. 208—214.
- (15) NEUMANN, G.: Evidence for an equatorial undercurrent in the Atlantic Ocean. *Deep-Sea Res.* 6 (1960) S. 328—334.
- (16) PRIESTLEY, C. H. B.: Turbulent transfer in the lower atmosphere. Univ. Chicago (1959) 130 S.
- (17) ROSSBY, C. G.: On the nature of general circulations of the lower atmosphere. *Atmospheres of the Earth and Planets, Univ. Chicago* (1949) S. 16—48.
- (18) SANDOVAL, A. R.: Background studies for a climatology of the intertropical convergence zone in the Western Central Pacific area. PhD thesis, Univ. Wisconsin (1967) 127 S.
- (19) Joint Task Force Seven Meteorological Center: Mean upper tropospheric circulation over the tropical Pacific. Vol. 1—4 (1956—1959), Pearl Harbor (1960/61).

DK 551.5 (213)

Concerning a fundamental mechanism in tropical meteorology

by
JOHN C. FREEMAN

Abstract

A detailed description of a brief short-lived surface tropical circulation by Toby Carlson is pointed out as an example of the mechanism by which slight adjustments in the height of the tropical inversion allow completely separate flows above and below the inversion.

A theoretical development shows that significant disturbances in the flow of easterlies can only result from disturbances moving at some speed of waves such as gravity, inertial, or ROSSBY waves.

Thus compensation for the upper flow is the need for stationary or eastward moving waves. If the upper flow is exceedingly disturbed then the stability of the moist air below the inversion may be insufficient to compensate for it and a large strong disturbance can develop suddenly.

Practical Considerations

TOBY CARLSON (2) has given an excellent description of the cold low and the interaction of upper level and lower level flow at the 1967 U. S. Army Conference on Tropical Meteorology in Miami. He hints at one of the fundamental mechanisms in tropical meteorology, namely the damping of upper air circulations by adjustment of

the depth of the stable moist layer. We refer the reader to the paper for examples of response of the low level moist layer by rising into the upper air low cell and thus damping the low cell.

A fairly complete discussion of the upper air circulation and of the theory of the adjustment is given here.

The mechanism is based on an observed separation, as illustrated in figure 1, of the surface moist easterly

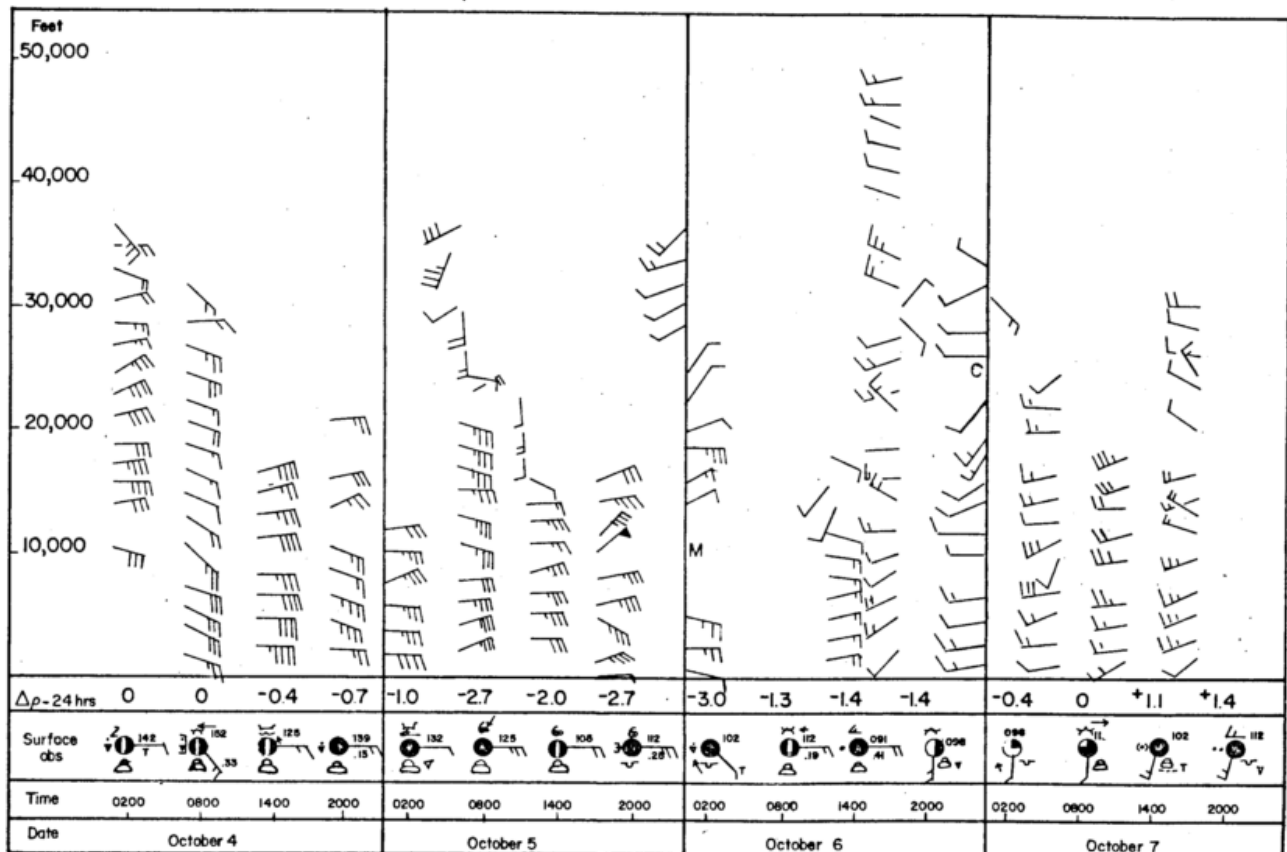


Fig. 1
Vertical time section at San Juan, Puerto Rico, Oct. 4-7, 1945.

trades and the upper air eddys. This separation is much more than the mere addition of a base flow to make waves out of low cells. The meridional components of the upper air winds are much larger than those of the surface winds. The mechanism for this separation is the adjustment of the depth of the stable moist layer.

One way to think about this mechanism is to consider that the surface flow resists change and that the very small divergence required to raise or lower the surface is much easier for the fluid to accomplish than the change of the flow to match the upper air flow.

There is an easy "in-station" method of finding contours of the inversion surface that may give a hint as to why many tropical forecasters have clung to pressure maps all of these years.

1. Draw an accurate 500 mb pressure surface.
2. Draw an accurate 1000 mb pressure surface.
3. Draw an accurate 500—1000 mb thickness.
4. Find the average thickness (500—1000 mb) for 3 RAOB stations.
5. Find the average "stability" in terms of $\Delta \Theta / \Theta$ for the moist layer at the three stations. Take the reciprocal.
6. Subtract the result of 4. (the average thickness) from the thickness map.
7. Multiply the result of 6. (graphically) by $\Theta / \Delta \Theta$ (the reciprocal stability) form 5.
8. Find the average depth of the moist layer from these RAOB stations.
9. Add the "average depth" from 8. to the result of 7. This is the contour field of the surface moist layer.

Note: There is no known reason not to expect diurnal changes in this depth so that this system will probably follow them.

Much of the time the stability of this layer is so great (it ranges from $\Delta \Theta / \Theta = 0.00$ to 0.05) and the range in thickness is so small (—120 M. to +120 M.) that no significant convergence or divergence is required in the adjustment.

If the depth range required for compensation is excessive there are two limits on it.

1. It can dip down to the ground so that no further compensation is required.
2. It can get so high that condensation can occur (which is not limiting) so that the stability begins to decrease and finally excessive slopes are required to compensate for the pressure difference or the moist air can push into upper layers over a relatively large area.

One of these is illustrated in figure 2. In both of these cases the resistance of the near surface flow to distur-

bances will be overcome. In case No. 1. the result would likely be dry weather, in case No. 2. the result is likely to be clouds and precipitation.

The theory of the resistance to response by the lower flow to the upper flow is developed in some detail in the last section of this paper. A summary is: The response of the lower flow is most likely when the upper air disturbance moves at the speed of some kind of disturbance in the lower flow. There are at least the following disturbances in the lower flow:

1. Vorticity disturbances moving at wind speed.
2. Positive gravity waves.
3. Negative gravity waves.
4. Rossby waves.
5. Inertial waves.
6. Rossby-like waves due to response of vorticity to motion across the gradient of the depth of the lower layer.
7. Wave cyclone type waves on sloping surfaces. (This would be in higher latitudes.)
8. Stationary orographic features.

Study of these disturbances and the relation between hurricanes and this idea are all worthy of further investigation. From this array it can be seen that there is little reason to think that creation of low level disturbances will always be the same in different places and different times. However, the relative lack of disturbances and the frequent weakness of those that frequent the atmosphere of the trade wind region shows that compensation or masking of upper air flow occurs most of the time.

Since this masking is expected to be quite common and causes changes in the depth of the moist layer it is highly likely that it should be highly correlated with the satellite photographs over the tropics. In other words we would expect clouds and 500 — 1000 mb thickness patterns to be related.

Limiting ourselves to the tropical area where the moisture supply is assured and there we are advancing this principal of compensation for the upper flow we can advance a rule: we would often expect to find the same cloud features with the same thickness pattern across the moist layer no matter what the lower flow or upper flow.

This rule would explain the oft commented experience, one example of which is given by S. FRITZ, H. J. BRODERICK, and A. TIMCHALK (4) in their paper given at the Technical Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology in Mexico, June 1963, entitled "Satellite Observations of Cloud Systems over the Caribbean Sea". They show a strong upper air anticyclone and a weak surface low cell giving a satellite photo much like a hurricane.

These "false storms" and similar features are not at all rare and their similarity to actual low level disturbances can cause difficulty in interpreting satellite photographs.

Such a strong link between cloud patterns and quantitative features of the atmosphere (the temperature in this case) may be the useful feature of the satellite photographs sought by the numerical weather predictors.

We might say that an easy to express principle of resistance to change by the low level moist layer leads to quantitative relations between the thickness across the transition zone between the upper and lower tropical flow and the depth of the moist layer. Very few of the important consequences of this idea have been ex-

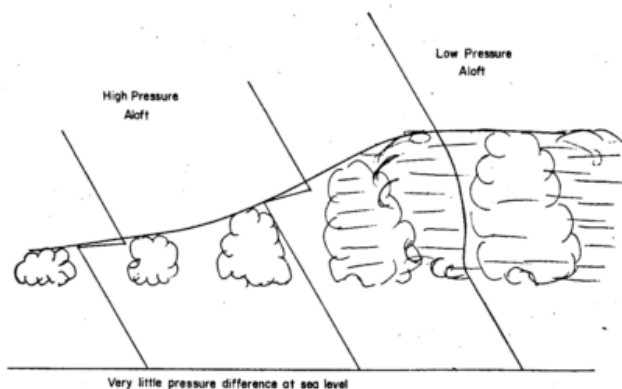


Fig. 2

pled to any extent. This is offered as a candidate for one of the foundations of theoretical tropical meteorology. It is particularly interesting in that it uses some of the most accurate meteorological measurements: surface and upper air pressure and temperature.

The physical feature of the tropics that makes this well developed physical principle apply there, more than in other latitudes, is the broad expanse of flat ocean area covered by a stable moist layer.

There will be arguments about insufficient stability but they are unacceptable. The air in the tropics is not always saturated; it rarely has dry adiabatic lapse rate, therefore it must have stability. Furthermore the sharp upper boundary of moisture and wind fields is physical evidence of stability. No serious student of tropical meteorology can question the stability of the quiet or divergent moist layer. We have considered instability due to moisture in the model and, although shown to be an important feature, it does not preclude using the model.

Theoretical Considerations

In order to develop a theory of coupled waves, we assume that the wind shear is concentrated in a thin layer at the inversion, with uniform wind flow below the inversion.

From FREEMAN (3) the speed of a wave on the inversion is given by

$$c^2 = (1 - \frac{\rho'}{\rho}) gh = (1 - \frac{\theta}{\theta'}) gh \quad [1]$$

where h is the height of the inversion, ρ' is the density of the upper layer and ρ is the density of the lower layer. We shall write this as

$$c = (\gamma h)^{1/2} \quad \text{where } \gamma = (1 - \frac{\rho'}{\rho}) g.$$

The equations of motion in the lower layer are

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\gamma \frac{\partial x}{\partial h} - g \frac{\partial H}{\partial x} + fv \quad [2]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} = -\gamma \frac{\partial h}{\partial y} - g \frac{\partial H}{\partial y} - fu \quad [3]$$

where we have assumed no variation of wind in the y -direction. H is the height of the constant pressure surface. Let us assume geostrophic flow so that

$$fv_G = +g \frac{\partial H}{\partial x} \quad [4]$$

$$fu_G = -g \frac{\partial H}{\partial y} \quad [5]$$

The equations then become

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\gamma \frac{\partial h}{\partial x} + f(v - v_G) \quad [6]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} = -\gamma \frac{\partial h}{\partial y} - f(u - u_G). \quad [7]$$

The equation of continuity is

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} = -h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right). \quad [8]$$

Let us assume an upper air ROSSBY wave is creating a disturbance moving at the speed of the ROSSBY wave thus:

$$u = \bar{u} + u_1(x - C_R t)$$

$$v = v_1(x - C_R t)$$

$$h = \bar{h} + h_1(x - C_R t)$$

where C_R is the speed of a ROSSBY wave. Then

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -C_R u'_1 \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -C_R v'_1 \quad \frac{\partial h}{\partial t} = -C_R h'_1$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = u'_1 \quad \frac{\partial v}{\partial x} = v'_1 \quad \frac{\partial h}{\partial x} = h'_1$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad \frac{\partial h}{\partial y} = 0$$

From equation [6]

$$-C_R u'_1 + (\bar{u} + u_1) u'_1 = -\gamma h'_1 + f(v_1 - v_G). \quad [9]$$

From equation [7]

$$-C_R v'_1 + (\bar{u} + u_1) v'_1 = -f(\bar{u} + u_1 - u_G). \quad [10]$$

From equation [8]

$$-C_R h'_1 + (\bar{u} + u_1) h'_1 = -(\bar{h} + h_1) u'_1. \quad [11]$$

Setting $D = h$ and $\zeta + f/D = K$, the vorticity equation indicates

$$\frac{d}{dt} (\zeta + f) - K \frac{dh}{dt} = 0. \quad [12]$$

Also

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} = v'_1$$

$$\frac{d}{dt} (v'_1) = v''_1 (u - C_R) = v''_1 (\bar{u} + u_1 - C_R)$$

$$f = f_0 + \beta (y - y_0)$$

$$\frac{df}{dt} = \beta \frac{dy}{dt} = \beta v = \beta v_1$$

$$\frac{dh}{dt} = h'_1 (u - C_R) = h'_1 (\bar{u} + u_1 - C_R).$$

Substituting into equation [12]

$$v''_1 (\bar{u} + u_1 - C_R) + \beta v_1 - K h'_1 (\bar{u} + u_1 - C_R) = 0. \quad [13]$$

We shall ignore equation [10] and use equations [9], [11], and [13].

Combining equations [9] and [11] to eliminate u'_1

$$h'_1 = \frac{-(\bar{h} + h_1) f (v_1 - v_G)}{[(\bar{u} + u_1 - C_R)^2 - \gamma (\bar{h} + h_1)]}. \quad [14]$$

Substituting this into equation [13] and rearranging

$$v''_1 (\bar{u} + u_1 - C_R) + v_1 \left[\beta + \frac{K f (\bar{u} + u_1 - C_R) (\bar{h} + h_1)}{[(\bar{u} + u_1 - C_R)^2 - \gamma (\bar{h} + h_1)]} \right] = \frac{K f (\bar{u} + u_1 - C_R) (\bar{h} + h_1) v_G}{[(\bar{u} + u_1 - C_R)^2 - \gamma (\bar{h} + h_1)]}. \quad [15]$$

Since

$$v_G = V_G = V_0 \sin \frac{2\pi}{L} (x - C_R t)$$

we set

$$v_1 = v_0 \sin \frac{2\pi}{L} (x - C_R t). \quad [16]$$

Then

$$v'_1 = \frac{2\pi}{L} v_0 \cos \frac{2\pi}{L} (x - C_R t) \quad [17]$$

$$v''_1 = -\left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 v_0 \sin \frac{2\pi}{L} (x - C_R t). \quad [18]$$

Substituting into equation [15], dividing out

$$\sin \frac{2\pi}{L} (x - C_R t) \quad \text{and rearranging}$$

$$v_0 \left\{ \left[\frac{\beta}{K f (\bar{u} + u_1 - C_R)} \cdot \frac{4\pi^2}{K f L^2} \right] \left[\frac{(\bar{u} + u_1 - C_R)^2}{\bar{h} + h_1} - \gamma \right] + 1 \right\} = V_0. \quad [19]$$

v_0 will equal V_0 when either term in brackets becomes zero. The first bracketed term becomes zero when

$$\frac{\beta}{(\bar{u} + u_1 - C_R)} = \frac{4\pi^2}{L^2}. \quad [20]$$

But $U = C_R + \beta L^2/4\pi^2$.

Since $U = 0$ in the upper layer, $-C_R = \beta L^2/4\pi^2$ and

$$\beta = \frac{-4\pi^2 C_R}{L^2}.$$

Substituting into equation [20]

$$-C_R = \bar{u} + u_1 - C_R.$$

Therefore $\bar{u} + u_1 = 0$ and the horizontal flow is identical in the two layers, The second bracketed term becomes zero when

$$(\bar{u} + u_1 - C_R)^2 = \gamma (h + h_1).$$

Since $\gamma (h + h_1) = C_I^2$

$$\bar{u} + u_1 = C_R \pm C_I$$

with C_I equal to the speed of the wave on the inversion. If $\bar{u} \approx C_R$ the deviations in the lower zonal wind equal $\pm C_I$, the speed of the wave on the inversion.

If v_0 is $\ll V_0$, the lower layer waves have practically zero north-south amplitude and the lower layer is essentially independent of the upper layer except for adjustments in the shape of the inversion dictated by MARGULES' formula to cancel out the north-south flow.

References

- (1) ARNASON, G.: A study of the dynamics of a stratified fluid in relation to atmospheric motions and physical weather prediction. *Tellus* 13 (1961) pp. 156 to 170.
- (2) CARLSON, T.: The structure of a steady-state cold low. *Proc. Army Conf. Trop. Meteor.* Miami (1967) pp. 222—242.
- (3) FREEMAN, J. C., Jr.: An analogy between the equatorial easterlies and supersonic gas flows. *J. Meteor.* 5 (1948) No 4, pp. 138—146.
- (4) FRITZ, S.; BRODERICK, H. J.; TIMCHALK, A.: Satellite observations of cloud systems over the Caribbean Sea. *Pap. Techn. Conf. on Hurricanes and Trop. Meteor.* Mexico (1963).
- (5) RIEHL, H.: *Tropical meteorology.* New York (1954).
- (6) ROSENTHAL, S.: *Pap. Army Conf. Trop. Meteor.*
- (7) ROSSBY, C. G. et. al.: Relation between variations in the intensity on the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semipermanent centers of action. *J. Marine Res.* 2 (1939) No 1, pp 38—55.

DK 551.513.1

Dreimassen-Modell der allgemeinen Zirkulation

von

PAUL RAETHJEN

Zusammenfassung

PRANDTLs numerisches Modell der allgemeinen Zirkulation läßt sich im rotierenden Wassertank realisieren. Durch Anwendung dreier Flüssigkeiten verschiedener Dichte ergibt sich außerdem die typische Gegenläufigkeit der Stratosphäre und Troposphäre, Tropopause und Polarfront.

Abstract

A numerical model of general circulation given by PRANDTL becomes real in a rotating water tank. Moreover the typical counter situation of stratosphere and troposphere, tropopause and polar front appears by means of three fluids with different gravity.

Meteorologische Modellexperimente sind kein Selbstzweck, sondern haben ihren Sinn durch den Bezug auf die wirkliche Atmosphäre. Hierin sind experimentierte Wassermodele und numerisch gerechnete Gedankenmodelle grundsätzlich gleich. Aber beide sollen nicht alle Einzelheiten der wirklichen Atmosphäre nachahmen, sondern nur das wesentliche. Jedes von beiden kann nur seine eigene Methode einsetzen mit begrenzten Hilfsmitteln. Davon ist der Ansatz abhängig sowohl in der numerischen Rechnung als auch im Experiment.

Dabei hängt also viel davon ab, was man für wesentlich hält. Bei unseren Modellen ist es der Zusammenhang mit dem Wärmehaushalt. Denn die Atmosphäre ist kein „perpetuum mobile“, und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik beschränkt die Möglichkeiten zur Umwandlung von Wärme in Arbeit: Diese ist stets mit einem Wärmetransport verbunden vom „Wärmebehälter“ zum „Kältebehälter“. Der erstere muß unter höherem Druck stehen als der letztere.

Der atmosphärische Wärmehaushalt gründet sich auf drei Tatsachen:

1. Die ganze Erde (einschließlich Atmosphäre) emittiert in den Weltraum ebensoviel Wärmestrahlung, wie sie von der Sonnenbestrahlung absorbiert: 0,3 Kalorien in der Minute pro cm² der Erdoberfläche.
2. Überwiegend fällt die Wärmeaufnahme aus Sonnenstrahlung in den untersten Schichten (einschließlich Erdboden) an, die Wärmeabstrahlung in höheren Schichten.
3. Es gibt einen tropischen Wärmeüberschuß-Gürtel, der mehr Wärme aus Sonnenstrahlung absorbiert, als er in den Weltraum emittiert, und zwei polare Defizit-Kalotten, die mehr emittieren als absorbieren.

Hieraus folgt eine Einteilung der Gesamt-Atmosphäre in zwei Schichten (Unterschicht und Oberschicht) und drei Zonen (eine tropische und zwei polare), wie in Abbildung 1 dargestellt. Dabei bleibt zunächst noch offen,

in welcher Höhe Oberschicht und Unterschicht, in welcher Breite tropische und polare Zone aneinander grenzen.

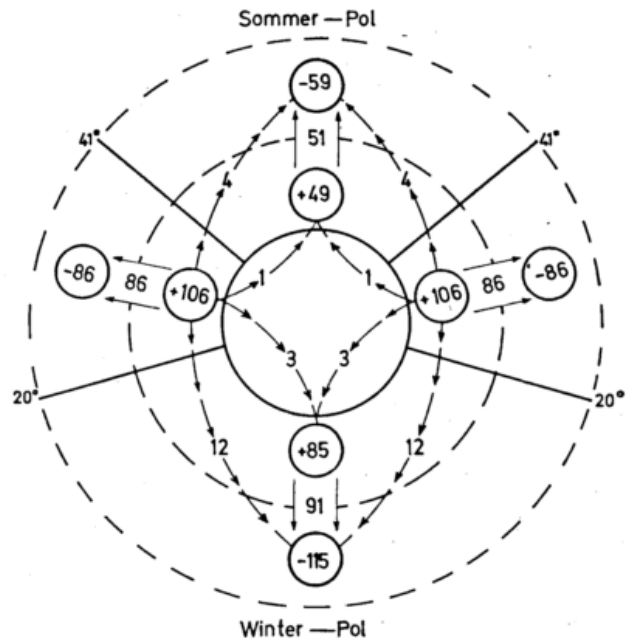


Abb. 1

Dreizonen-Wärmehaushalt im Meridianschnitt. Im ausgezogenen Kreis der Erdkörper, darum die „Unterschicht“ mit überwiegender Wärmeaufnahme, außen die „Oberschicht“ mit überwiegender Wärmeabstrahlung (gestrichelt abgegrenzt). Die Wärmebilanz-Werte der Zonenschicht (mit Vorzeichen in den kleinen Kreisen) müssen mit der Erdoberfläche multipliziert werden, um den Halbjahreswert der ganzen Zone in [cal/Tag] zu erhalten. Mit Pfeilen sind die Wärmetransporte eingetragen, welche von Luft- und Meeresströmungen (letztere im Erdkörper gezeichnet) getragen werden.

Die Abbildung 1 zeigt diese Einteilung mit Halbjahres-Mittelwerten (Sommer- und Winterhalbjahr) im Meridianschnitt. Wenn man die eingetragenen Zahlen mit der ganzen Erdoberfläche multipliziert, bedeuten sie Kalorien pro Tag. (Diese Werte können umstritten werden, aber nicht ihre grundsätzliche Verteilung!) Kreisumrahmt mit Vorzeichen ist die Bilanz der Zonenschicht. Dazwischen mit Pfeilen die Wärmeübergänge, welche von atmosphärischen Strömungen getragen werden: Von der tropischen Unterschicht zur polaren Oberschicht und innerhalb jeder Zone von der Unterschicht zur Oberschicht. Im Erdkörper noch ein Wärmetransport mit Meeresströmen.

Interessant sind hier die Größenordnungen: Innerhalb jeder Zone wird bedeutend mehr Wärme aufwärts transportiert als von der tropischen Überschusszone zum polaren Defizitgebiet. Demnach ist viel mehr Energie für Konvektion und wetterhafte Zirkulation verfügbar als für die „planetarische“ Zirkulation. Daß diese neben den sogenannten „Störungen“ schwer erkennbar ist, kann also nicht wunder nehmen.

Daß sie dennoch vorhanden ist, zeigt ein von PRANDTL (1) berechnetes Gedanken-Modell (Abb. 2).

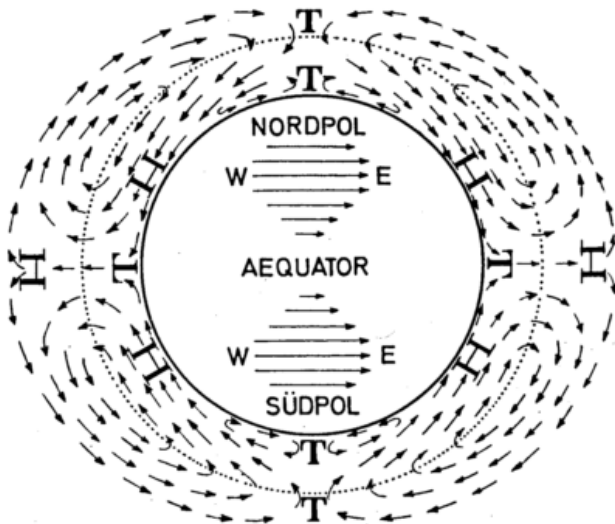


Abb. 2

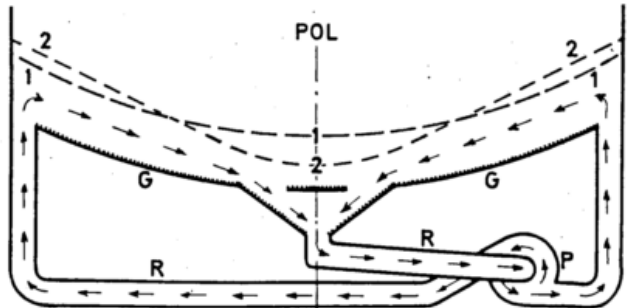
Allgemeine Zirkulation nach PRANDTL (1)

Im ausgezogenen Kreis der Erdkörper. Die langen Pfeile von W (West) nach E (Ost) deuten die starken Westwinde der oberen Atmosphäre an, welche oberhalb des punktierten Niveaus auftreten. Die Pfeile außerhalb des ausgezogenen Kreises bezeichnen die Meridionalkomponenten der Zirkulationsströmungen, doch gibt ihre Länge nicht die meridionale Geschwindigkeitskomponente an. Diese ist sehr gering, verglichen mit den oberen Westwinden. Die fetten Buchstaben H und T bedeuten „Hoch“ und „Tief“ und meinen ein Druckmaximum bzw. -minimum im horizontalen Feld, teils am Erdboden, teils in einem oberen Niveau (etwa 15 bis 20 km). Der punktierte Kreis bezeichnet das Null-Niveau der horizontalen Meridionalströmung (etwa 6 bis 8 km).

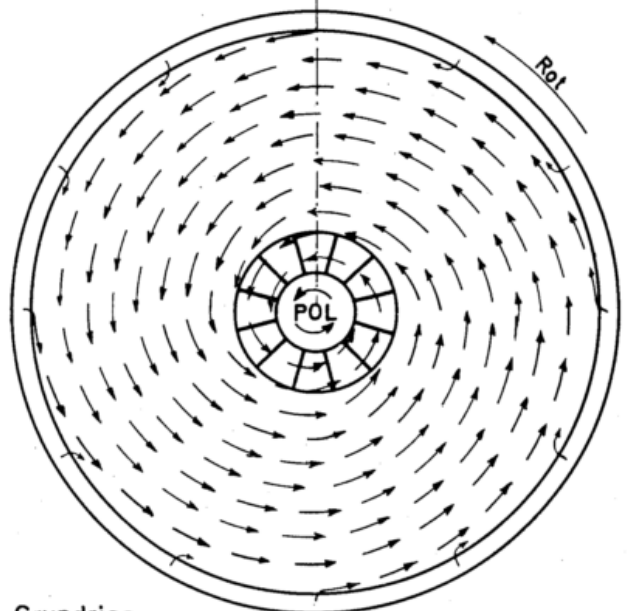
Diesem liegt nur die (auch im Wärmehaushalt erkennbare) Tatsache zugrunde, daß die atmosphärische Luft in niederen Breiten Auftrieb, in höheren Abtrieb erfährt, daß dadurch eine Zirkulation entsteht, welche durch Reibung und Austausch stationär wird. (Das letztere kann man bestreiten, die Zirkulation aber nicht.) Jahreszeitliche Unterschiede sind in Prandtl's Modell nicht berücksichtigt; es meint den Jahres-Mittelzustand. Die Übereinstimmung mit den meteorologischen Befunden zeigt sich in folgenden Kennzeichen:

1. in den oberen Westwinden mittlerer Breiten,
2. in aufsteigenden Ast der Tropen,
3. im bodennahen Druckfeld (Tropentief, Subtropenhoch, Polartief),
4. in der Reibungszirkulation hoher Breiten.

Es liegt nahe, das Modell von PRANDTL im rotierenden Wasserbecken zu realisieren. Auch er hat es als inkompressible Flüssigkeit gerechnet. Die Abbildung 3 zeigt das Wassermodell, welches in unserem Harburger Observatorium aufgestellt ist: Im Aufriß (oben) sieht man den Vertikalschnitt (Meridianschnitt) durch die um die Polachse rotierende Wasserwanne. Die Wasseroberfläche ist gestrichelt, als Rotationsparaboloid (bei konstanter Rotation) mit 1 bezeichnet.



Aufriß



Grundriss

Abb. 3

Allgemeine Zirkulation in der rotierenden Wasserwanne
Oben: Aufriß-Schnitt. Fett ausgezogen sind die festen Wannenteile nebst Pumpe P und Pumprohr R. G ist die Wannengrundfläche (Wannenboden). „Pol“ ist die Rotationsachse der Wanne. Der Pfeil „Rot“ bezeichnet die Rotationsrichtung. Gestrichelt ist die Wasseroberfläche, und zwar mit „1“ bezeichnet bei „quasistarrer“ Rotation des Wassers mit der Wanne, mit „2“ bei der mit Pfeilen eingezeichneten Meridionalzirkulation.

Unten: Zirkulationsfeld, von oben gesehen. Die Pfeile bezeichnen die Relativströmung relativ zur rotierenden Wanne (vorauslaufend). Im Zentrum rund um den „Pol“ befinden sich 12 sektorförmige Öffnungen des Wannenbodens, durch welche das Wasser nach der Pumpe P abgeführt wird. An der Peripherie fließt es wieder in die Wanne hinein. Dort zeigen gekrümmte Pfeile, daß das zufließende Wasser sofort in die „zonale“ Zirkulationsrichtung abgelenkt wird (infolge der Rotation). Nur 4 von diesen Pfeilen sind als Trajektorien bis zum zentralen Abfluß fortgesetzt.

Saugt man mittels der Pumpe P (Abb. 3) das Wasser im Rotationszentrum heraus und führt es dem Wannrand wieder zu, so ergibt sich eine schwache (nicht sichtbare) Meridionalzirkulation, wie die Pfeile (in Abb. 3 oben) sie zeigen. Gleichzeitig entsteht die starke (deutlich sichtbare) Zonalzirkulation, die in Abb. 3 unten mit Pfeilen erscheint. Das „geostrophisch“ zugeordnete Druckfeld zeigt sich als geneigte Isobarfläche in der neuen Wasseroberfläche 2 (Abb. 3 oben). Dieses Wassermodell enthält in der Wanne nur die oberen Schichten des Prandtl'schen Gedankenmodells. Die untere Rückströmung befindet sich in den Rohren der Pumpe P.

Man könnte die Wasseroberfläche dieses Modells als „Tropopause“ deuten. Aber dagegen gibt es zwei Einwendungen: Erstens ist die Tropopause keine Oberfläche, sondern eine innere Grenzfläche der Atmosphäre. Zweitens ist sie auch keine Isobarfläche. Man braucht also für die Darstellung der Tropopause eine leichte Flüssigkeit (Paraffinöl) über, für die Polarfront eine schwere Flüssigkeit unter dem Wasser (Trichloräthylen).

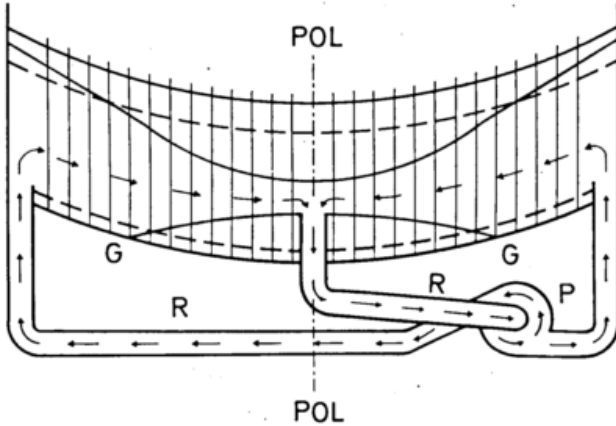


Abb. 4

Dreimassen-Zirkulationssystem: Rotationswanne und Pumpe wie in Abb. 3. Flüssigkeiten: Unten Trichloräthylen, darüber Wasser, oben Paraffinöl. Innere Grenzflächen bei „quasistarrer“ Rotation gestrichelt, bei Rotation und Pumparbeit ausgezogen. G Grundfläche der Wanne, R Rohrleitungen, P Pumpe. Pfeile bezeichnen die durch Pumpen erzwungene Meridionalzirkulation. Die vertikalen Geraden in der Wanne bezeichnen den „Stangenwald“, der als Zirkulationshemmung wirkt.

Dieses Modell zeigt die Abbildung 4 im Meridianschnitt. Das Wasser wird auch hier durch die Pumpe getrieben, um ihm die Zirkulation zu erteilen. Das Paraffinöl darüber und das Trichloräthylen darunter bleiben praktisch ohne Zirkulation: Ein „Stangenwald“ (vertikale Linien in Abb. 4) verhindert, daß die Zonalzirkulation (durch Reibung) vom Wasser auf die angrenzenden Flüssigkeiten übergreift. Abbildung 4 zeigt die Grenzflächen gestrichelt bei stillstehender Pumpe P, ausgezogen bei arbeitender Pumpe.

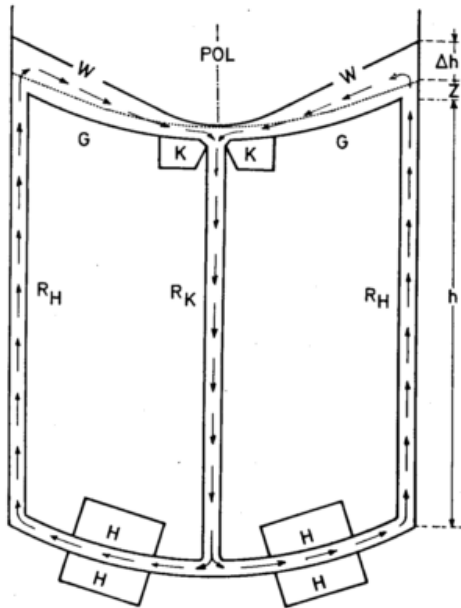


Abb. 5

Thermo-Siphon im Vertikalschnitt: W Wasseroberfläche in der rotierenden Wanne. G Grundfläche der Wanne. H Heizpackung. R_H Heißwasserrohr, K Kühlpackung. R_K Kaltwasserrohr. h Höhe der Kaltwassersäule, h+Δh Höhe der Warmwassersäule. Z zwischensäule ohne radiale Temperaturunterschiede. Pfeile bezeichnen den Wasserumlauf.

Besonders instruktiv ist an diesem Experiment, daß es ohne den Stangenwald nicht richtig (nicht atmosphärenähnlich) funktioniert. In der Atmosphäre würde die Westwindsschicht keine Obergrenze haben (auch nicht im Sommer), wenn dort keine den Westwind hemmenden Impulse auftreten würden. Das könnte wohl auch in SMAGORINSKI'S (2) numerischem Gedanken-Modell berücksichtigt werden.

Vielleicht wird man einwenden, daß die Pumpe in der Atmosphäre fehlt. Dieser Einwand ist irrelevant, denn unsere Pumpe tut nicht mehr und nicht weniger als der Auftrieb der tropischen und Abtrieb der polaren Luftmassen in Prandtl's Gedanken-Modell. Aber man könnte in unserem Wannen-Modell statt der mechanischen Pumpe einen Thermo-Siphon nach Abbildung 5 anwenden. Hier sieht man oben die Wanne mit der Wasseroberfläche W. Die Kühlpackung K treibt das Wasser abwärts, die Heizpackung H aufwärts, so daß die mit Pfeilen bezeichnete Zirkulation entsteht und erhalten bleibt. Aber diese Anordnung würde eine Bauhöhe von 20 m benötigen, um einen Effekt zu machen, der dem atmosphärischen ähnlich ist. Man sieht daraus, daß eine Heizung und Kühlung innerhalb der Wanne keine Ähnlichkeit mit der Atmosphäre erzielen kann.

Das atmosphärische Dreimassen-Gleichgewicht zeigt sich durch die Gegenläufigkeit der Temperaturfelder: In der Troposphäre äquatorwärts, in der Stratosphäre polwärts zunehmende Temperatur; die Tropopause steigt äquatorwärts, die Polarfront polwärts an. Diese Flächen sind in Abbildung 6b gestrichelt, die Grenzen der oberen Westwindsschicht ausgezogen gezeichnet. Dazwischen rotiert die Westwindsschicht etwa 5% schneller als der Erdkörper.

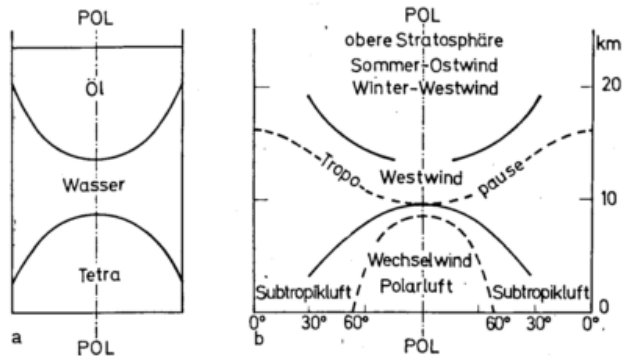


Abb. 6

Dreimassen-Gleichgewicht im Flüssigkeits-Versuch (6a) und in der Atmosphäre (6b). Bildfeld Meridianschnitt. Strichpunktiert die Rotationsachse. Grenzflächen ausgezogen bzw. gestrichelt.

In Abbildung 6a sieht man ein Flüssigkeitsmodell, in welchem das Wasser schnell um die Polachse rotiert, während sich Öl und Tetrachlorkohlenstoff in Ruhe befinden. Wenn die Atmosphäre aus drei homogenen Flüssigkeiten (mit scharfen Grenzflächen) bestände, wäre die Ähnlichkeit zwischen den Abbildungen 6a und 6b vollkommen. Aber die Stratosphäre ist keine homogene Masse, sondern sozusagen eine Blatt-Schichtung von vielen übereinander liegenden stabilen Grenzflächen. Ähnlich verhält es sich mit der Polarfront, die am unteren Rand des aufwärts zunehmenden Westwindes liegt, während die ausgezogene Windgrenze der Westwindsschicht etwa 9 [m/sec] Windgeschwindigkeit hat. Da das atmosphärische Feld kontinuierliche Übergänge der Windstärke und potentiellen Temperatur besitzt, ist seine Ähnlichkeit mit unserem Dreimassen-Modell nicht vollkommen. Daß sie dennoch wirksam ist, beweist die (im Wetterdienst bewährte) Unterscheidung zwischen „Polarluft“ und Tropikluft“. Das Experiment zeigt, daß diese beiden „Luftmassen“ sich nicht nur thermisch, sondern auch dynamisch unterscheiden. Die dritte Masse liegt in der oberen Stratosphäre.

Der Vorteil des Dreimassen-Modells (Abb. 4) vor dem Einmassen-Modell (Abb. 3) besteht also in der Wiedergabe dreier Phänomene:

1. der Tropopause,
2. der Polarfront,
3. der Temperatur-Gegenläufigkeit.

Alle drei sind wichtig für viele Wettereffekte. Deshalb darf man vielleicht die Vermutung äußern, daß unser Dreimassen-Modell noch weitere Einsichten vermitteln wird, insbesondere über wetterhafte Zyklogensis. Jedenfalls lassen die Erfolge, welche KNOLLE (3) bereits mit dem Einmassen-Zyklogensis-Modell erzielt hat, diese Vermutung zu.

Literatur

- (1) PRANDTL, L.: Führer durch die Strömungslehre. 3. Aufl. Braunschweig (1949).
- (2) SMAGORINSKI, J.; MANABE, S.; HOLLOWAY, J. L.: Numerical results from a nine-level general circulation model. Monthly Weather Rev. 93 (1965), S. 727,
- (3) KNOLLE, K.: Modellexperimente über Zyklogensis im Entropiefeld vom jet stream-Typ. Hamburger geophys. Einzelschriften H. 8 (1968).

DK 551.515.21:551.576.11

Experimente zur Untersuchung von Spiralstrukturen in Wirbeln

von

WERNER HORST

Zusammenfassung

Einer in einem Zylinder rotierenden Flüssigkeit wird eine Sekundärströmung aufgeprägt. Dabei bilden sich in der Bodengrenzschicht Wirbel mit horizontaler Achse, die durch Sand sichtbar gemacht werden. Ihre Spiralstruktur ähnelt den Wolkenbändern in Tiefdruckwirbeln. Es wird über die Erscheinungsformen dieser Spiralen in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern berichtet.

Abstract

A secondary circulation is superposed on a liquid which rotates in a cylinder. In the lower boundary layer vortices with horizontal axis arise, which are made visible by sand. Their spiral structure resembles cloud bands of cyclones. The structure of these spirals, depending on several parameters, will be shown.

Beim Betrachten von Radar- und Satellitenbildern, die tropische Wirbelstürme darstellen, fällt die eigenartige spiralförmige Anordnung der Wolkenbänder ins Auge. Besonders schöne Aufnahmen sind in den Literaturstellen (1) (2) (3) zu sehen. Man erkennt deutlich die teils spiralförmige Struktur der Wolken, teils die mehr oder weniger radiale Anordnung der Wolkenstreifen, rotations-symmetrisch um den Wirbelkern gelegen. Die Aufnahmen in (4) (5) zeigen nicht nur Andeutungen von Spiralförmigkeiten, sondern auch verdickte Wolkenstreifen, die unter einem größeren Winkel nach innen gerichtet sind als die Spiralförmigkeiten.

In Darmstadt sind Versuche gemacht worden, diese Spiralstrukturen in Experimenten herzustellen, wobei zunächst nichts über die genetische Gemeinsamkeit der Spiralstrukturen in Labor und Atmosphäre ausgesagt werden soll. Für diese Experimente wird ein rotierendes Gefäß benutzt (Abb. 1), in dem sich eine Flüssigkeit (A) befindet. Zur Sichtbarmachung der Strömungsvor-

gänge wird etwas Sand (B), hier Siliziumkarbid, hineingegeben. Das so vorbereitete Gefäß steht konzentrisch auf einer rotierenden Scheibe (C), die von einem Synchronmotor (D) gedreht wird. Zwischen Synchronmotor und Scheibe sitzt ein stufenloses Getriebe (E), das es gestattet, der Scheibe und damit dem Gefäß jede gewünschte Umdrehungszahl von 2 bis 200 U/min zu geben. Zunächst wird das Gefäß auf hohe Rotationsgeschwindigkeit gebracht, damit sich aller Sand infolge Zentrifugalkraft am Rande sammelt. Dann wird die Rotationsgeschwindigkeit auf den gewünschten Wert ermäßigt und ruckartig abgebremst, wenn sich das Gefäß und die gesamte Flüssigkeit mit gleicher Winkelgeschwindigkeit ω bewegen. Jetzt stellt sich in der Flüssigkeit, die Rotationsbewegung um die vertikale Achse überlagernd, eine Sekundärzirkulation ein (Abb. 2).

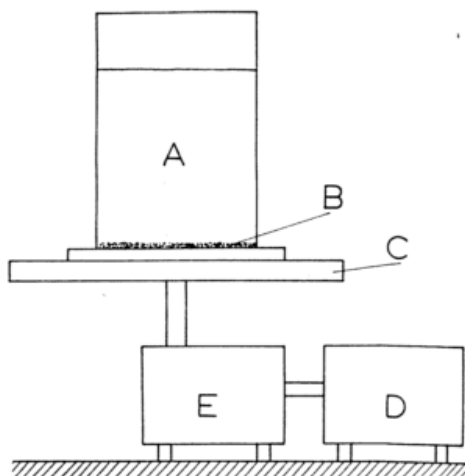


Abb. 1
Schema der Versuchsanordnung.

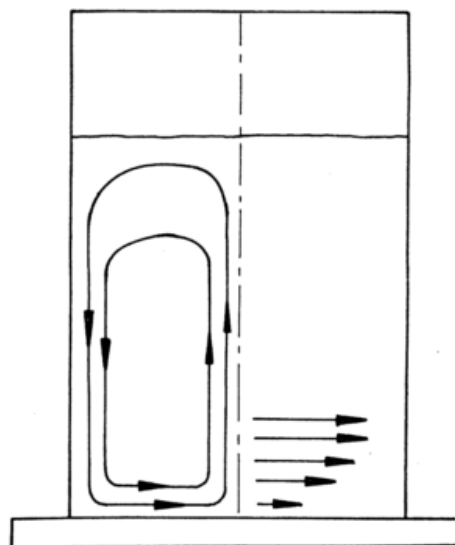


Abb. 2
Zustandekommen der Sekundärzirkulation. Rechts sind die Zentrifugalkräfte durch gerade Pfeile angedeutet, links die Stromlinien nach Ausbildung der Sekundärzirkulation.

Diese Sekundärzirkulation kommt folgendermaßen zustande: Bei konstantem ω in der ganzen Flüssigkeit ist auch die Zentrifugalkraft mit der Höhe konstant. Nach dem Abbremsen verlangsamt sich rasch die Strömungsgeschwindigkeit in der Bodengrenzschicht. Hier wird also die Zentrifugalkraft schnell kleiner als in den darüberliegenden Schichten, was am Boden eine Strömungskomponente zur Rotationsachse hin zur Folge hat. Dementsprechend herrscht Absinken am Rande, Aufsteigen in der Mitte und eine Strömungskomponente von der Rotationsachse zum Rande in den höheren Schichten. Interessant ist hier die Strömung in der Bodengrenzschicht. Diese Grenzschicht wird nämlich instabil. In ihr entstehen Wirbel mit horizontaler Achse, die in Richtung der Strömung weist. Aus den Gebieten des Absteigens der Flüssigkeit in den Wirbeln (Abb. 3 links) wird der Sand weggeschafft. Er lagert sich in den Gebieten des Aufsteigens ab, und es entsteht eine Figur, wie in Abbildung 3 rechts dargestellt. Versuche von

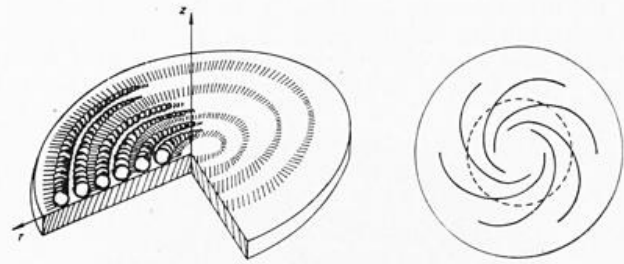


Abb. 3
Schema der Wirbel in der Grenzschicht.

FALLER (6) und GREGORY, STUART und WALKER (7), mit etwas anderer Versuchsanordnung, sowie numerische Experimente von LILLY (8) ergaben ähnliche Erscheinungen. Der Winkel zwischen Spiralbändern und konzentrischen Kreisen um den Drehpunkt wurde von diesen Autoren mit 14° bis 16° angegeben.

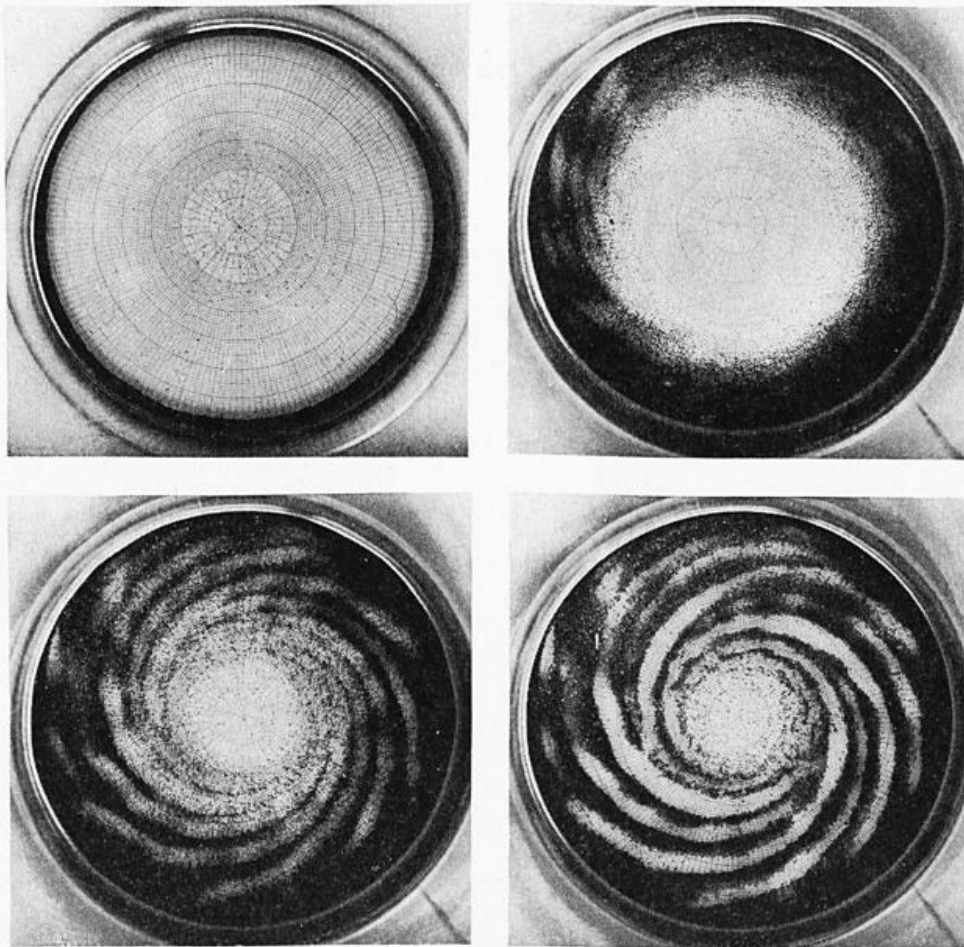


Abb. 4 a — d
Ablauf eines Versuchs.

Die Abbildungen 4a-d zeigen den Ablauf eines Experiments. In Abbildung 4a hat die Flüssigkeit das gleiche ω wie das Gefäß, und der Sand liegt noch am Rande. Dann wird abgebremst, und die Abbildung 4b, einige Zehntel Sekunden später aufgenommen, zeigt, wie der Sand zur Mitte hinbewegt wird und die ersten Strukturen sich auszubilden beginnen. In Abbildung 4c sind die Spiralbänder schon besser ausgeprägt und Abbildung 4d zeigt den Endzustand, in dem die Flüssigkeit zur Ruhe gekommen ist.

Diese Versuche werden mit Variation mehrerer Parameter durchgeführt. Zunächst wird im Bereich 0,2 bis 20 sec^{-1} die Winkelgeschwindigkeit ω variiert, die das

Gefäß und die Flüssigkeit im Moment vor dem Abbremsen haben. Weiters werden die Flüssigkeitshöhen zwischen $H/D = 0,5$ und 2 abgeändert, wobei H die Flüssigkeitshöhe und D der Gefäßdurchmesser ist. Drittens werden Gefäße mit 4 verschiedenen Durchmessern D von 14 bis 44 cm verwendet. Schließlich wird die kinematische Zähigkeit ν zwischen der von Wasser und der achtfachen Zähigkeit von Wasser variiert, was durch Mischung von Wasser mit verschiedenen Mengen von Glycerin erreicht wird. Um eine eventuelle Beeinflussung der Strömung durch die Sandkörner zu erkennen, werden 6 verschiedene Korngrößen mit Korndurchmessern von 90 bis 1200μ verwendet.

Bei Durchführung der Versuche werden hauptsächlich zwei Phänomene beobachtet; einmal das Auftreten von Spiralbändern, wie sie in den Abbildungen 4 bis 6 zu sehen sind. Dabei sind verschiedene Einzelheiten zu er-

kennen. In Abbildung 5 laufen die Spiralbänder vom Rande zur Mitte hin und verschwinden etwa bei $R/3$, was dadurch zu erklären ist, daß ab $R/3$ die Strömung eine wesentliche Komponente nach oben hat und daß in-

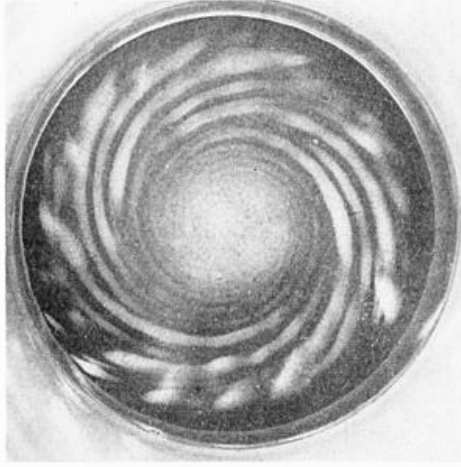


Abb. 5
Spiralbänder, nicht bis zur Mitte reichend.



Abb. 6
Spiralbänder, nur im inneren Bereich.

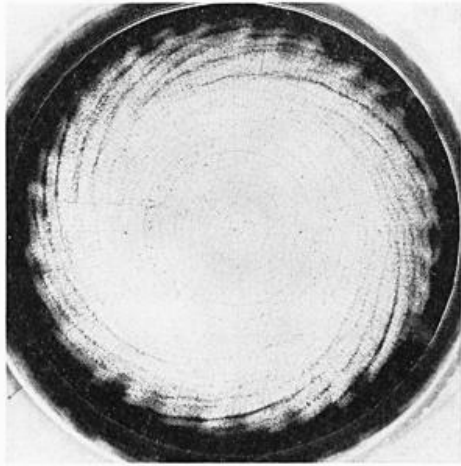


Abb. 7
Ondulation am Rande.

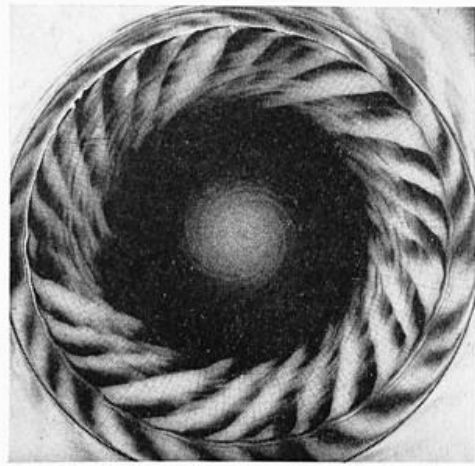


Abb. 8
Radiale Streifen.

folge geringerer Horizontalbewegung der Sand nicht mehr weitertransportiert wird. Abbildung 6 zeigt das Ergebnis eines Versuchs mit größerem ω . Hier wurden die Körner näher an die Mitte herangebracht. Die abgebremste Bodenreibungsschicht schaffte es nicht mehr, weiteren Sand vom Rande her nachzuliefern, und deswegen entsteht im äußeren Gebiet ein Ring, in dem sich kein Sand abgelagerte, der die Wirbel hätte anzeigen können. Außerdem zeigt das Bild mehrere zusammenlaufende Spiralbänder, was auch in der Atmosphäre zu beobachten ist (9). Das zweite Phänomen ist ein mehr radialer Transport von Materie, der sich am Versuchbeginn durch eine Ondulation des am Rande angeordneten Sandbandes bemerkbar macht (Abb. 7). Bei der Wahl der Parameter in bestimmten Bereichen ist eine Fortsetzung der Ondulationen zur Mitte hin zu beobachten (Abb. 8). Hier laufen Bänder von Sandkörnern strahlenartig nach innen. Dem ganzen Phänomen sind die Spiralbänder überlagert, die auf Abbildung 8 nur andeutungsweise zu erkennen sind. Auch in der Atmosphäre sind diese strahlenartigen Gebilde zu finden, wie die Wolkenanalyse eines zerfallenden Tiefdruckgebietes von WIDGER (10) beweist. In einem anderen Bereich von Parameterkombinationen verschwinden infolge Transports zur Mitte und mangelnden Nachschubs von Sand diese Strahlenbänder, und es bleiben nur noch Stummel

der Strahlen übrig, wie Abbildung 9a zeigt. Bei wieder anderer Parameterwahl bekommen diese Strahlenstummel ein sehr regelmäßiges Aussehen (Abb. 9b), und durch weitere Veränderung der Parameter kann auch die Anzahl der Strahlenstummel verändert werden (Abb. 9c). Es sei noch darauf hingewiesen, daß die äußere Berandung der Strahlenstummel offensichtlich von den Spiralbändern gebildet wird.

Als auffallendstes Charakteristikum der so entstehenden Figuren bot sich die Anzahl der auftretenden Spiralbänder und Strahlenstummel zur Auswertung an. Die ersten Ergebnisse dieser Auswertung sollen im Folgenden gebracht werden.

Um nicht viele hundert Diagramme erstellen zu müssen, die die Abhängigkeit der Spiralband- und Strahlenstummelanzahlen von einem Parameter bei konstant gehaltenen anderen Parametern aufzeigen, wurden die Parameter zu den Ähnlichkeitszahlen REYNOLDSzahl und FROUDEsche Zahl zusammengefaßt. Die REYNOLDSzahl ist definiert durch $Re = \frac{\omega \cdot R^2}{\nu}$, die FROUDE-

sche Zahl durch $Fr = \frac{\omega \cdot R}{\sqrt{g \cdot D}}$. Dabei ist ω die Winkelgeschwindigkeit des rotierenden und stationären Systems Gefäß-Flüssigkeit kurz vor dem Abbremsen, R der

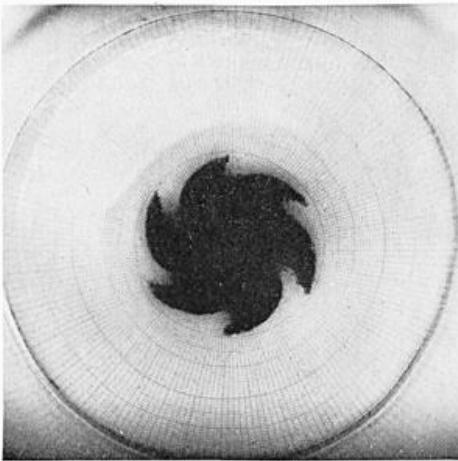
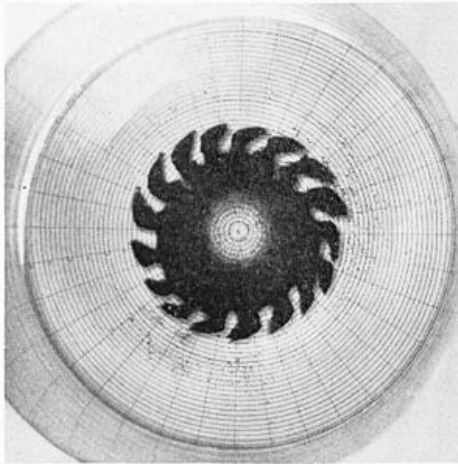


Abb. 9 a — c
Strahlenstummel.

Gefäßradius, ν die kinematische Zähigkeit der verwendeten Flüssigkeit, g die Erdbeschleunigung und D der Gefäßdurchmesser. Die REYNOLDSzahl ist das Verhältnis von Trägheitskraft zu Zähigkeitskraft, die FROUDEsche Zahl das Verhältnis von Trägheitskraft zu Schwerkraft. Abbildung 10a gilt für die Anzahlen der Strahlenstummel bei $H/D = 0,5$. Die Ordinate ist für die REYNOLDSzahl logarithmisch geteilt, die Abszisse für die FROUDEsche Zahl linear. Jedes Kreuz repräsentiert einen Versuch mit den entsprechenden Werten der Parameter. Darangeschrieben, ist die Anzahl der Strahlenstummel, die bei den Versuchen gezählt wurden. Die Darstellung gilt für mittlere Korngröße 350μ . Die Iso-

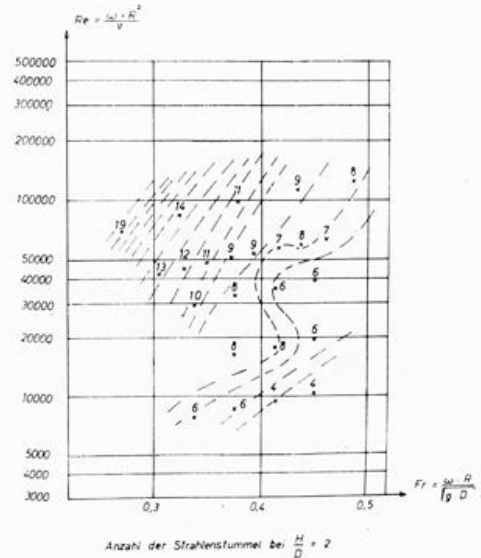
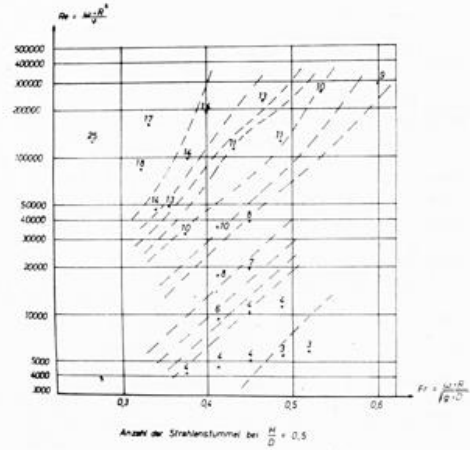


Abb 10a, b
Auswertung der Strahlenstummelanzahlen.

linien grenzen die Bereiche ab, in den eine bestimmte ganzzahlige Anzahl von Strahlenstummeln auftritt. Will man hieraus die Abhängigkeit der Strahlenstummelzahl von der Winkelgeschwindigkeit ω ablesen, so muß man die Zahlenwerte auf den Linien $Re \sim Fr$ verfolgen; das wären Geraden bei linearer Teilung beider Achsen, hier sind es von links nach rechts ansteigende und leicht gekrümmte Kurven, wie sie auch in der Anordnung der Kreuze zu erkennen sind. Es ergibt sich eine mit zunehmender Winkelgeschwindigkeit abnehmende Anzahl von Strahlenstummeln. Will man die R-Abhängigkeit der Strahlenstummelanzahl finden, so löst man die FROUDEsche Zahl nach R auf, unter Berücksichtigung von $D = 2R$ und setzt R in die REYNOLDSzahl ein, was $Re \sim Fr^4$ ergibt. Diese Kurve verläuft im Diagramm etwas flacher als eine Parabel vierten Grades bei linearer Koordinatenteilung. Man kann sehen, daß mit zunehmendem R die Strahlenstummelanzahl zunimmt. Die Abhängigkeit von der Zähigkeit ν findet man dadurch, daß man $Fr = \text{constans}$ setzt, was eine Parallele zur Ordinate darstellt. Zunehmendes ν bedeutet abnehmende REYNOLDSzahl, in diesem Diagramm also abnehmende Strahlenstummelzahl. Die Abhängigkeit der Anzahlen von der relativen Flüssigkeitshöhe H/D wird durch den Vergleich der beiden Diagramme für $H/D = 0,5$ (Abb. 10a) und $H/D = 2$ (Abb. 10b) ermittelt. Überträgt man einen Punkt, bestimmt durch REYNOLDSzahl und FROUDEsche Zahl, aus dem einen Diagramm

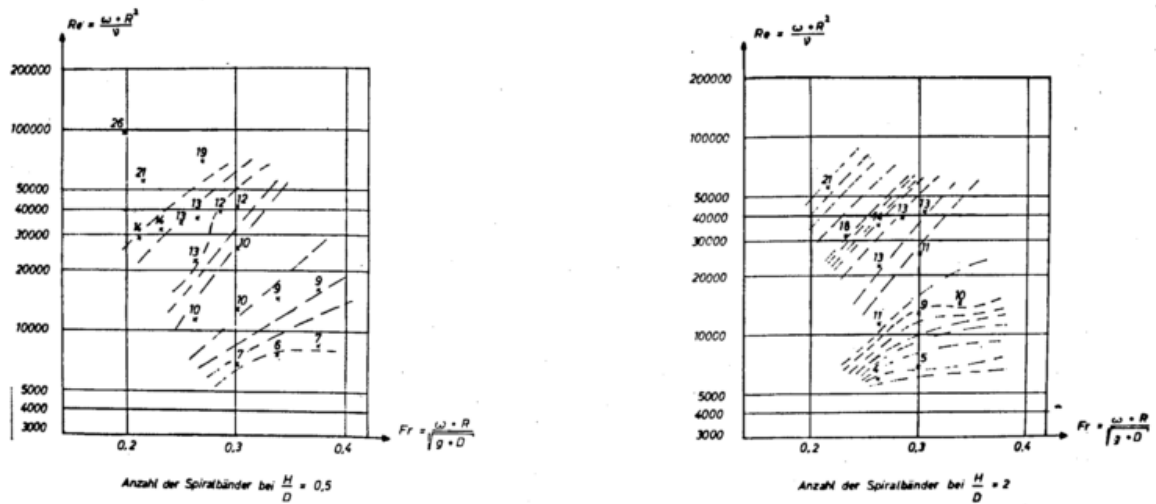


Abb. 11a, b
Auswertung der Spiralbänderanzahlen.

in das andere und vergleicht die sich ergebenden Strahlenstummelzahlen, so findet man, daß mit zunehmender Flüssigkeitshöhe die Anzahlen kleiner werden. Die Abbildungen 11a und b zeigen in gleicher Darstellung das Ergebnis für die Spiralbänder. Auch hier ergeben sich weniger Bänder sowohl bei Zunahme von ω als auch bei Zunahme von ν und H/D , während bei Zunahme von R mehr Bänder auftreten.

Für beide Phänomene gilt: Viele Strahlenstummel bzw. Spiralbänder erhält man bei großer REYNOLDS- und kleiner FROUDEzahl, wenige erhält man bei kleiner REYNOLDS- und großer FROUDEzahl.

Wie das Studium von Aufnahmen atmosphärischer Wirbel ergab, treten in der Atmosphäre meist zwei Spiralbänder, selten mehr, auf. Außerdem waren nie mehr als zwei der strahlenstummelartigen Gebilde auf den Aufnahmen zu finden. Um dieses Erscheinungsbild zu simulieren, muß also bei kleiner REYNOLDSzahl und großer FROUDEscher Zahl gearbeitet werden, d. h. bei kleinem Topradius und großer Zähigkeit. Aber noch ist nicht das ganze 5-dimensionale Feld der Versuchsmöglichkeiten durchprobiert, so daß durchaus die Hoffnung berechtigt ist, in bezug auf den Vergleich mit den Spiralstrukturen in atmosphärischen Wirbeln noch bessere Ergebnisse zu erhalten.

Literatur

- (1) WMO-Bull. 16 (1967) Nr. 2, S. 130.
- (2) Weatherwise 17 (1964) Nr. 4, S. 181.
- (3) Weatherwise 14 (1961) Nr. 3, S. 102.
- (4) Monthly Weather Rev. 94 (1966) Nr. 10, S. 617.
- (5) BATTAN, L. J.: Radar meteorology. Chicago (1959), S. 125.
- (6) FALLER, A. J.: An experimental study of the instability of the laminar Ekman boundary layer. J. Fluid Mech. 15 (1963) S. 560 ff.
- (7) GREGORY, N., STUART, J. T., WALKER, W. S.: On the stability of three dimensional boundary layers with application to the flow due to a rotating disk. Philos. Trans., London, 248.A (1955) S. 155 ff.
- (8) LILLY, D. K.: On the instability of Ekman boundary flow. J. atmosph. Sci 23 (1966) S. 481 ff.
- (9) Monthly Weather Rev. 93 (1965) Nr. 6, S. 381.
- (10) WIDGER, W. K.: A synthesis of interpretations of extratropical vortex patterns as seen by Tiros. Monthly Weather Rev. 92 (1964) Nr. 6, S. 271.

DK 551.5:551.46:551.507.362.2

The ocean and its atmosphere as seen from gemini spacecraft

by

ROBERT E. STEVENSON

Abstract

During the manned flights of the Gemini spacecraft conducted by the National Aeronautics and Space Administration, photographs of the earth's surface were obtained with a hand-held, Hasselblad 500 C camera. About one-third of the color photographs are suitable for interpreting features of the ocean surface and the marine atmosphere.

The interpretation of these photographs has provided information on sea-surface features that were previously unknown, or that were known, but for which data were lacking. The surface texture (roughness) of the sea over areas as great as 10,000 square kilometers has been photographed and is now known to define current boundaries, divergences, convergences, upwelling, and other dynamic features in the ocean.

Zusammenfassung

Alle von Gemini-Astronauten aufgenommenen Photos sind vom Autor geprüft und etwa 100 für eine detaillierte Deutung ausgesucht worden. Als Ergebnis glaubt der Autor, daß Ozeanographie vom Weltraum aus der einzige, bedeutsamste Fortschritt seit der Expedition der HMS Challenger ist. Die Möglichkeit, die Erde vom Weltraum aus zu sehen, kann vielleicht die weitreichendste Anwendung in der Geschichte der Geo-Wissenschaften werden. Solche Fortschritte werden allerdings nur dann vorhanden sein, wenn es einwandfreie, zweckmäßige Forschungsprogramme gibt. Es müssen gut koordinierte Weltraumunternehmungen mit weitverbreiteten — sowohl allgemeinen als auch speziellen ozeanographischen — Untersuchungen verbunden werden. Der Wissenschaftler muß genau wissen, worum es sich handelt, wenn er Daten aus dem Weltraum betrachtet. Ein zweckmäßig angelegtes Forschungsprogramm erfordert Zeit, es zu planen und Zeit, es in Einsatz zu bringen. Solcher Untersuchung geht für Jahre eine wirklich gleichzeitige, synoptische Bestandsaufnahme des Meeres und seiner Atmosphäre voraus. Je schneller diese Forschungen beginnen und je besser sie koordiniert werden, desto schneller werden die Vorteile realisiert. Die Möglichkeit, einen weitreichenden, synoptischen, schnellen Überblick über viele Begebenheiten des Systems Ozean — Atmosphäre zu bekommen, ist ungeheuer bedeutend. Durch einige Photos des Ozeans und seiner Küstenregionen, aufgenommen aus dem Weltraum, wird der erstaunlich brauchbare Informationsgehalt solcher Bilder demonstriert. Die Arten und Größen der ozeanischen und atmosphärischen Gebilde, die vom Weltraum aus gesehen werden können, werden angegeben. Es ist klar, daß mit verfeinerten Systemen, die das Infrarot-, Mikrowellen- und Ultraviolett-Spektrum als Erweiterung der sichtbaren Lichtwellen einschließen, sich unser Wissen über das Verhalten der Ozeane und der Atmosphäre beträchtlich erweitern wird.

The common view, the natural view, that most men have of the sea is its surface. The view is intriguing, for the surface is never still, nor will it ever be exactly the same again. It has a texture that can be described, measured, and examined. Yet, the details of the origin of the moving, glittering, surging texture are not precisely known.

Now there is another view that was not available until man ventured into space — the synoptic, instantaneous view from a distance of hundreds of kilometers. This view presents to man a new order of magnitude that challenges his rationale. Now, rather than the wave, the current, the fish, or the beach, he must deal with features heretofore presented only on charts — features which he has never before seen from his view on the surface; features which are the result of the integration of all those surface conditions with which he is familiar.

The ocean and atmosphere are dynamic. Air and water are in constant motion and interaction. Processes and movements vary in size from molecular to global.

The interaction of these processes is so complex that totally practical rationalizations will not result from classical investigations. Yet, practical applications must be developed, for the ocean and atmosphere are part of man's environment. The cost for not adequately understanding the processes of these environments is enormous — not only in money, but also in the lives lost through inadequate prediction and protection.

It seems reasonable, then, that man's hope of satisfactorily understanding the air-sea processes, and of reaping the practical benefits therefrom, lies in the broad view of the oceans and the overlying atmosphere that is now possible from spacecraft.

I have examined all of the 575 photographs taken by Gemini astronauts — all taken with a hand-held, Hasselblad 500 C, 70-mm. camera. Even though such a photographic system is unsophisticated, the resulting information has been amazingly usable. The types and magnitude of oceanic and atmospheric features that can be viewed from space are readily evaluated.

I have chosen about 100 of the Gemini photographs for detailed interpretation. As a result, I believe that oceanography-from-space can be the single, most significant advancement in oceanography since the cruise of HMS CHALLENGER and that the capability of viewing the earth from space may have the most far-reaching application of any technique developed in the history of earth science.

Such advances will, however, come only if there are sound, functional, research programs. Well-coordinated space efforts must be combined with wide-spread oceanographic surveys — both general and special-purpose. The scientist must know precisely what it is he is seeing in the data gathered from space.

A properly oriented research program will require time to plan and put into operation. Such research pre-

cedes by years, realtime, operational, synoptic coverage of the sea and its atmosphere. The sooner the research begins and the better it is coordinated, the sooner the benefits will be realized.

Although a number of unmanned satellites are now orbiting the earth and returning data of great value to meteorologists, the oceanographer will, of necessity, require more detail. Ocean-from-space research can come only from high-resolution data acquired by a range of remote sensors under human direction. Discretion, ingenuity, and rationalization are imperative in this fundamental research effort.

Many of the features that have nurtured the thoughts expressed here can be seen in the photographs taken of the ocean from space.

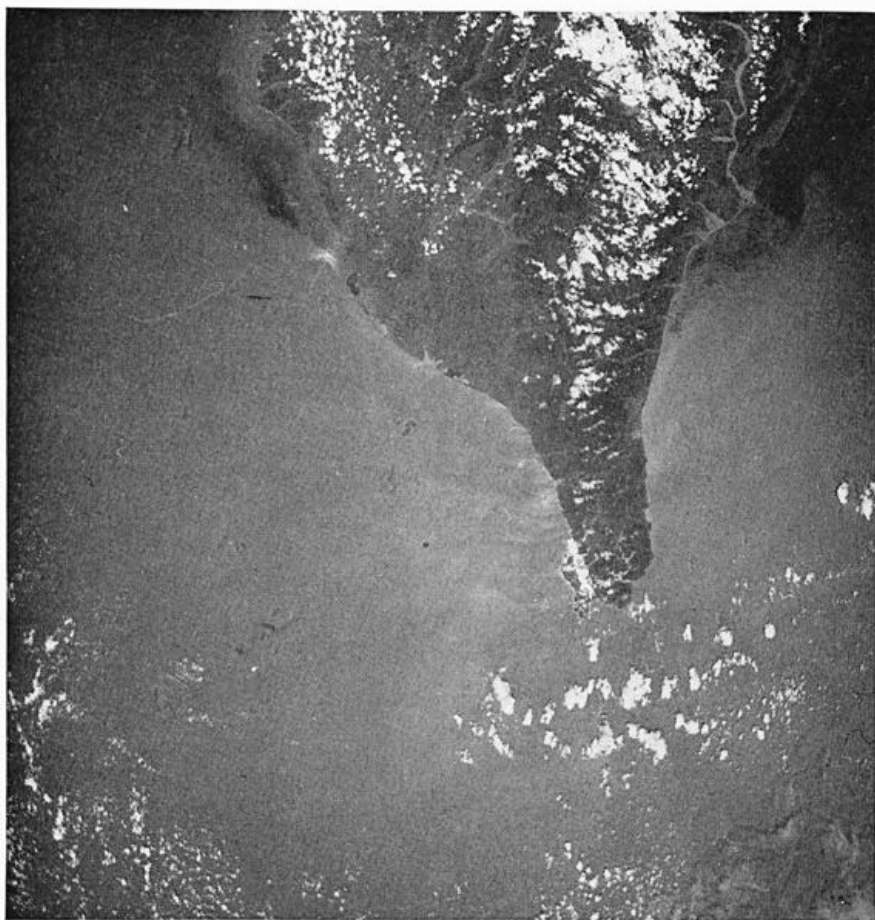


Fig. 1

Upwelling and Taiwan National Aeronautics and Space Administration/Manned Spacecraft Center Color No. S 66 — 458 68 taken on July 20, 1966, during the Gemini flight X by astronauts Cdr. JOHN W. YOUNG and Major MICHAEL COLLINS with an 80-mm., Xenotar lens.

Upwelling and Taiwan (figure 1)

The major current system in the western Pacific Ocean flows from south to north past the island of Taiwan. Around the island, and especially in the Formosa Straits, the currents are complicated by the tides, which ebb to the south along the southern shores of Taiwan.

On July 19, the day before this photograph was taken, tropical storm "Nina" was about 167 kilometers east of Taiwan. The storm was not well developed and winds of Beaufort Force 3 were the highest recorded. By 1200 GCT, July 20, the storm had dissipated and winds of Force 2 blew around Taiwan from an easterly direction.

In the photograph, the light blue of the sea is the

result of a diffuse sun's reflection from an evenly roughened sea surface. Winds from the east and north-east increased the roughness of the northerly flowing waters. The reflective, specular pattern from the sea surface thus depicts the features of water motion around the southern end of Taiwan.

The major current is parted by the island, much as a ship parts the water. As the "bow" wave spreads from the island, upwelling must take place near the shore. Part of the dark blue water is upwelled.

The fishing ports along the west coast of Taiwan are concentrated north of the lagoonal complex on the southwest coast.

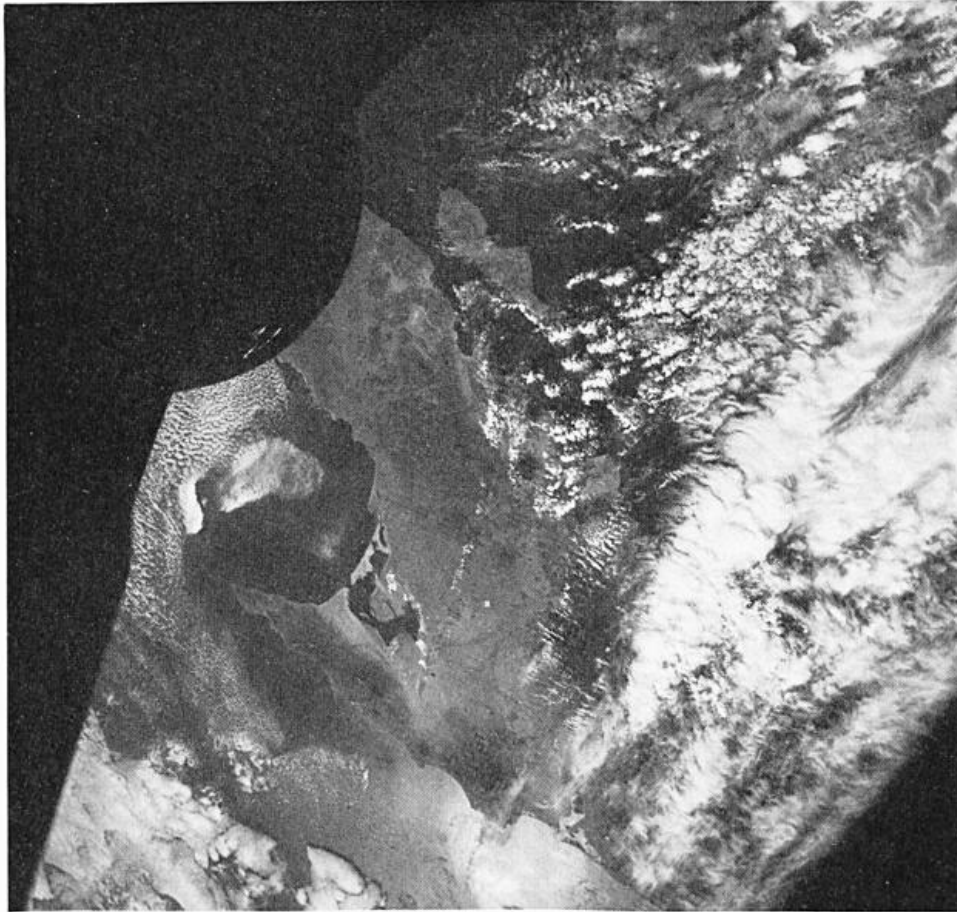


Fig. 2

The Ebbing Tide and Bahia Ballenas National Aeronautics and Space Administration/Manned Spacecraft Center Color No. S 66-63 047 taken on November 14, 1966, during the Gemini flight XII by astronauts Capt. JAMES A. LOVELL, Jr. and Major EDWIN E. ALDRIN, Jr. with a 38-mm. Biogon, wide-angle lens.

The Ebbing Tide and Bahia Ballenas (figure 2)

This unusual photograph, taken over the Gulf of California, shows a great variety of clouds within the field of view, and a number of water motions in the sun's glitter pattern.

On this day, two basic types of BÉNARD cells were apparent west of the Peninsula of Baja California. Directly north of Sebastian Vizcaino Bay were broken clouds of closed cells. To the west, the BÉNARD cells were elongated, clearly defining the offshore shear in the coastal wind field. Still farther west, great blankets of stratocumuli with wave-like sutures, spread over the sea. The sharp, black, shadows from the clouds form distinct outlines in the reflective pattern from the sun. The wide band of clouds, extending roughly east-west across Baja California and the adjacent of California, are said by personnel of the Environmental Science Services Administration to lie in the jet stream.

Atmospheric BÉNARD cells are convective systems that form over water surfaces that are warmer than the overlying air. A great number of interacting conditions in the water and in the air determine the magnitude and persistence of the cells. BÉNARD cells always have a polygonal outline, however, and if conditions are optimum, a perfect hexagon of clouds is developed.

Sun glitter from the water (left center) provides a unique tool to study water circulation in this region. The bright, golden, wormlike images within the sun's reflection were slicks on the sea surface. A sea surface more evenly roughened by wind waves produced the diffuse reflection. To the west of Punta Abreojos, just north of Bahia Ballenas, the slicks lie in S-shapes, de-

picting the interference in the main stream of the current as it moved south past the Punta. The eddy moving counterclockwise into the embayment south of Punta Abreojos is a typical reaction of a current flowing past a headland.

Opposite the mouth of Bahia Ballenas, an offshore slick marks the boundary of the water that was ebbing from the Bahia and spreading south along the coast. At the time the photograph was taken, the water was at mid-ebb from a 2.5-meter spring tide. A similar volume of water was surely flowing from Scammon Lagoon into Vizcaino Bay, but the flow was not visible in this view.

BÉNARD Cells and Baja California (figure 3)

The ocean waters of the coasts of California and Baja California are cool in response to the major north to south circulation in the eastern Pacific Ocean. Stratus and stratocumulus clouds form over the cool waters and are nearly constant features of the overlying marine atmosphere. The normal atmospheric circulation over this portion of the Pacific Ocean is also north to south, with variations in response to seasonal modifications in the Hawaiian High Pressure System and to local conditions usual to any coast.

A typical low layer of stratocumulus clouds is seen to be moving at 10–20 kilometers per hour past Guadalupe Island. The Island peaks reach to 1,500 meters and therefore project through, and interfere with, the cloud layer. A "shock", or "bow" wave spreads from the north end of the island, similar to waves formed by a ship

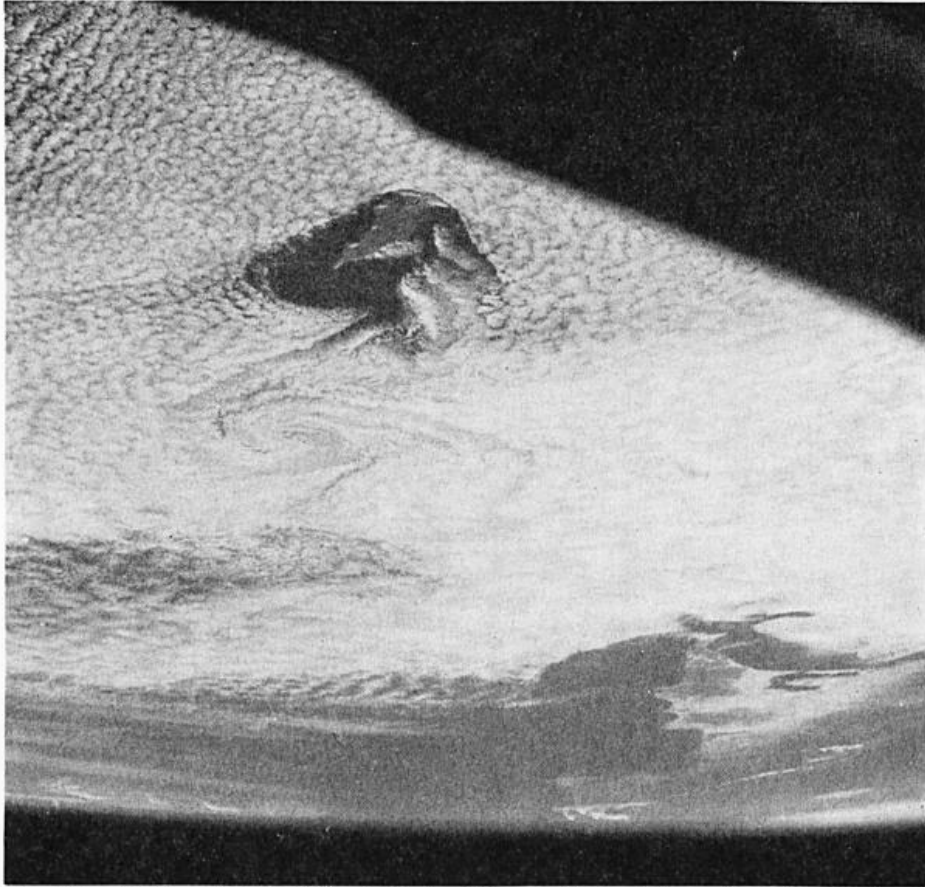


Fig. 3 Bénard Cells and Baja California National Aeronautics and Space Administration/Manned Spacecraft Center Color No. S 65 — 45697 taken on August 21, 1965, during the Gemini flight V by astronauts Lt. Col. L. G. COOPER and Cdr. CHARLES CONRAD, Jr. with an 80-mm., Zeiss lens.

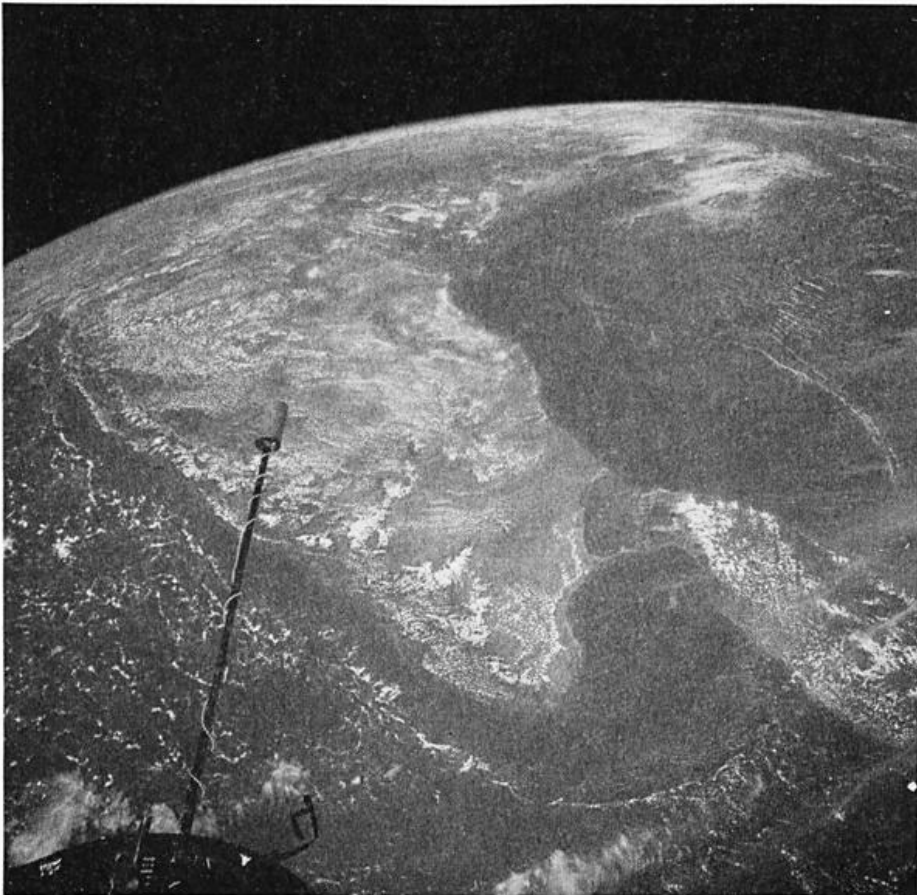


Fig. 4 A Sea Breeze and India National Aeronautics and Space Administration/Manned Spacecraft Center Color No. S 66 — 54677 taken on September 14, 1966, during the Gemini flight XI by astronauts Cdr. CHARLES CONRAD, Jr. and R. F. GORDON, Jr. with a 38-mm., Biogon, wide-angle lens.

moving through the water. Downstream, south of the island, von KÁRMÁN vortices rotating to the right and to the left are formed as a turbulent "island wake". These cloud features, waves, and eddies were photographed during four Gemini missions and must, therefore, be considered climatological features of the Guadalupe marine atmosphere.

Similar waves and eddies appear in the water around islands (see figure 1). It is clearly necessary to investigate the details of these fluid motions to allow proper analyses of atmospheric and oceanic flows.

The clouds west and northwest of Guadalupe Island (or toward the spacecraft), were formed into convective, polygonal BÉNARD cells. Several areas of "open" cells were distributed among the more common "closed" cells of the stratocumulus layer. Most cells west of the island were regular in shape and some were typically hexagonal.

North of Guadalupe Island, the cells were deformed, showing extensions to the south. Between the island and the west coast of Baja California, the severe elongation of the BÉNARD cells indicates a well-developed atmospheric shear passing north and south by Guadalupe Island. The concurrence of "open" and "closed" BÉNARD cells offers interesting speculation, especially considering the nearly constant temperature inversion over these cool waters.

A Sea Breeze and India (figure 4)

The cloudless skies along the entire coast of India are probably the result of subsiding air, as would occur during the daytime sea breeze. The weather map of 1200 GCT, 5 hours after the photograph was taken, depicted the winds blowing toward the shore along all coasts. The air over central India was calm and a slight low pressure system was over the northern part of the subcontinent. Temperatures of coastal air were about 27.5° C. and temperatures of inland areas were 4°—5° C. warmer. Conditions were typical of a sea breeze day.

The ability to "see" such a system in toto is tremendously significant. Not only can the seaward extent of the sea breeze be precisely measured for the first time, but sea-surface wind drift, areas of potential upwelling, and convergences can be plotted synoptically for an entire coast. Were such a view available daily, the value to fisheries, shipping, and meteorology would be incalculable.

Seaward of the sea breeze zone, the polygonal BÉNARD cells of cumulus clouds indicate even distribution of water temperatures and the lack of surface winds.

It should be emphasized that these photographs were taken with a relatively simple hand-held camera. It is clear that with more sophisticated photographic systems that include the infrared, microwave, and ultra-violet spectra in addition to the visible wave lengths, our knowledge of ocean-atmosphere responses will expand remarkably.

DK 551.521.14:551.507.362.2

Beobachtungen der Reflexionseigenschaften des Systems Erde—Atmosphäre und der Bewölkung über dem äquatorialen Pazifik von einem synchronen Satelliten aus

von

EHRHARD RASCHKE und WILLIAM R. BANDEEN

Zusammenfassung

Mittels digitalisierter Kamerasignale des Satelliten ATS - 1 wurde die Abhängigkeit des Reflexionsvermögens des Systems Erde—Atmosphäre vom Zenit- und relativen Azimutwinkel der Beobachtung und dem Zenitwinkel der Sonne am Beobachtungsort für wolkenfreie und vollkommen bedeckte Atmosphäre untersucht. Die Ergebnisse, die zum Teil eine starke Winkelabhängigkeit aufweisen, dienen als Grundlage zu einer objektiven Abschätzungsmethode der effektiven Bewölkung.

Abstract

Using digitized camera signals of the satellite ATS-1 the dependence of the bidirectional reflectances of the system earth — atmosphere on the zenith and relative azimuth angle of observation and on the zenith angle of the sun at the observed area was studied for cloudless and overcast atmosphere. The results which partly show a strong angular dependence are used here to estimate objectively the effective cloudiness.

1. Einleitung

Die genaue Kenntnis der Reflexionseigenschaften eines Planeten im Spektralbereich einfallender Sonnenstrahlung kann unter gewissen Voraussetzungen Aussagen über die atmosphärische Zusammensetzung und über die Oberflächenbeschaffenheit ermöglichen. Sie ist außerdem notwendig zur Ermittlung des Energiegewinns von Planeten durch Absorption von Sonnenstrahlung, woraus unter Annahme von Strahlungsgleichgewicht auf eine mittlere Planetentemperatur geschlossen werden kann.

In den vergangenen Jahren waren die Reflexionseigenschaften des Planeten Erde vielfach Gegenstand sowohl theoretischer als auch experimenteller Untersuchungen. Erstere beruhen auf Lösungen der Strahlungsübertragungsgleichungen für bestimmte Modellvorstellungen (z. B. COULSON et al. (4) SEKERA (11)). Letztere beruhen auf Messungen des zum Monde reflektierten Lichtes der Erde (DANJON (5)), auf Ballon- und Flugzeugmessungen über definierten Oberflächen (z. B. BARTMAN (25)), oder auch auf statistischen Untersuchungen von Satellitenmessungen reflektierter Sonnenstrahlung (ARKING (1); RUFF et al. (8)).

Die vorliegenden Untersuchungen befassen sich mit der Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von Erde und Atmosphäre von Zenit- und Azimutwinkel der Beobachtung und vom Zenitwinkel der Sonne am Beobachtungsort.

Hierbei werden die Untersuchungen von ARKING und RUFF et al. mit digital zerlegten Kamerasignalen des erdsynchronen Satelliten ATS - 1 (University of Wisconsin (13)) wiederholt. Es wird zwischen bewölkten und unbewölkten Gebieten entsprechend der beobach-

teten Helligkeit derselben unterschieden. Andere, wesentlich genauere Unterscheidungsmöglichkeiten zwischen solchen Gebieten böten beispielsweise gleichzeitige Messungen von Infrarotstrahlung in verschiedenen Spektralbereichen. Solche Messungen waren für ATS - 1 nicht vorgesehen, weswegen die hier wiedergegebenen Ergebnisse in ihrer Genauigkeit etwas beeinträchtigt sind.

Die in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Ergebnisse, von denen an dieser Stelle nur Beispiele besprochen sind, werden als Basis für eine objektive Abschätzungsmethode des effektiven Bewölkungsgrades verwendet.

2. Das ATS-1-Experiment

Die Kamera (Spin Scan Cloud Camera) im Satelliten ATS - 1 ist im Prinzip ein Photometer, dessen optische Achse ihren Winkel zur Spinachse des Satelliten nach jeder Satellitenrotation um einen kleinen Betrag ($\Delta\gamma = 22,06''$ arc) ändert. Die Satellitenachse ist nahezu parallel zur Erdrotationsachse. Offensichtliche Abweichungen von der Parallelität wurden zum Teil in der Analyse berücksichtigt.

Durch die Winkeländerungen $\Delta\gamma$ „tastet“ die Kamera die gesamte aus der Höhe des Satelliten (~ 35790 km) überschaubare Erdoberfläche mit etwa 2000 Schwankungen ab, wofür eine Zeit von etwa 20 Minuten benötigt wird. Im Zeitraum zwischen Sonnenaufgang und -untergang über der sichtbaren Erdscheibe können so etwa 30 bis 35 Aufnahmen bei jeweils verschiedenem Phasenwinkel der Sonne erhalten werden. Digitalisierte Kamerasignale von je 11 Aufnahmen zweier solcher Bildserien (2.—23. April 1967 und 15.—16. August 1967) liegen den vorliegenden Untersuchungen zugrunde.

Die Kamera hat einen Öffnungswinkel von nur 0.1 mrad, wodurch eine räumliche Auflösung auf der Erdoberfläche von etwa 4 km nahe dem Subsatellitenpunkt erzielt werden kann. Die photographischen Wiedergaben zeigen daher mit eindrucksvoller Schärfe Wolken-systeme über den Meeres- und Landoberflächen. Abbildung 1 zeigt eine solche Aufnahme vom 22. August 1967. Das Blickfeld der Kamera reicht von nahezu 70° N bis 70° S. Der östliche Rand der Erdscheibe liegt am Äqua-

tor bei etwa 70° W, so daß auch Teile von Nord- und Mittelamerika im Bild zu erkennen sind. Australien und Neuseeland liegen sehr nahe am westlichen Scheibenrand. Fast die gesamte sichtbare Erdscheibe ist vom Pazifischen Ozean bedeckt, so daß die in dieser Untersuchung gewonnenen Ergebnisse im Gegensatz zu denen von ARKING (1) und RUFF et al. (8) sich nur auf das System Ozean — Atmosphäre beziehenden stehen.

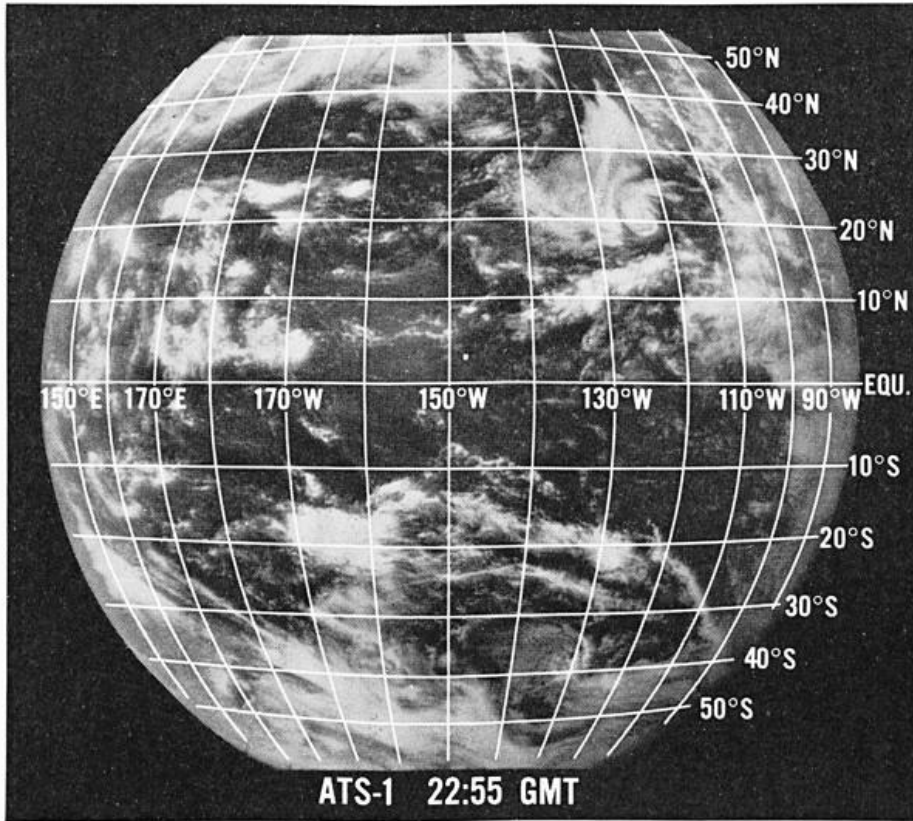


Abb. 1

Photographie der Erde, erhalten vom Satelliten ATS-1 am 15. August 1967, 22:55 GMT. Der Sub-Satellitenpunkt befindet sich am Äquator bei 150° W.

Die Genauigkeit der hier vorgenommenen Untersuchungen unterliegt einer Einschränkung, da die Kamera von ATS-1 lediglich im Laboratorium mit der Leuchtdichte einer Quarz-Jodid-Lampe geeicht wurde. Die dabei erhaltene Beziehung zwischen dem Kameraausgangssignal und der Leuchtdichte der Eichquelle läßt auf Linearität zwischen der tatsächlich gemessenen Strahldichte reflektierter Sonnenstrahlung und dem entsprechenden Digitalwert schließen. Allerdings erlaubte keine Eichquelle an Bord des Satelliten eine kontinuierliche Überwachung der absoluten Empfindlichkeit sowie der Linearität in dem gesamten System Kamera—Bodenempfangsanlagen. Fehlerhafte Aufnahmen konnten daher nur sehr subjektiv ermittelt werden.

Der spektrale Empfindlichkeitsbereich der Kamera, der zwischen 0.45μ und 0.65μ liegt, überdeckt nur einen kleinen Teil der hauptsächlich wirksamen Spektralbereiche (0.2μ — 4.0μ) solarer elektromagnetischer Strahlung, so daß die hier gewonnenen Ergebnisse nur mit Vorbehalt bei der Berechnung des absorbierten Stromes solarer Strahlung angewendet werden können.

3. Datenanalyse

Mit der Annahme, daß das System Erdoberfläche — Atmosphäre über dem gesamten Meßgebiet keine strukturellen Verschiedenheiten aufweist, kann man die reflektierte Sonnenstrahlung nur als Abhängige vom Zenitwinkel θ und dem relativen Azimutwinkel ψ der

Beobachtung sowie dem Zenitwinkel ζ der Sonne auffassen (Abb. 2). Bei wolkenfreier Atmosphäre schließt diese Annahme ein, daß sowohl die atmosphärische Zusammensetzung (Trübung etc.) als auch die Rauigkeit der Meeresoberfläche über der gesamten beobachteten Erdscheibe gleich sind. Für vollkommen bewölkte Atmosphäre müssen (statistisch) der Bedeckungsgrad, aber auch die Wolkenhöhe und die Wolkenoberfläche überall gleich sein.

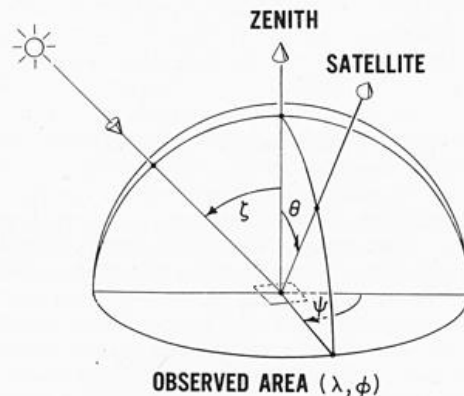


Abb. 2

Geometrie der Darstellung der Ergebnisse. θ und ψ sind der Zenit — bzw. der Azimutwinkel der Beobachtung und ζ ist der Zenitwinkel der Sonne am beobachteten Ort.

Das Reflexionsvermögen ρ_f des Systems Erde — Atmosphäre zum Satelliten ist dann definiert durch Gleichung [1]:

$$\rho_f(\Theta, \psi, \zeta) = \frac{\pi \cdot N_f(\Theta, \psi, \zeta)}{S_f \cdot \cos \zeta} \quad [1]$$

worin S_f die im Filterbereich f einfallende Sonnenstrahlung am oberen Rand der Atmosphäre bedeutet. Wegen der oben beschriebenen Linearität zwischen dem Digitalwert D des Kamerasignals und der gemessenen Strahldichte N_f gilt dann die folgende lineare Proportionalität:

$$\rho_f(\Theta, \psi, \zeta) \sim D''(\Theta, \psi, \zeta) = \frac{D(\Theta, \psi, \zeta)}{\cos \zeta} \quad [2]$$

Die weitere Analyse befaßt sich nur mit einer statistischen Bestimmung der Abhängigkeit $D''(\Theta, \psi, \zeta)$, wobei hier für die 3 Winkel Θ, ψ, ζ folgende Schrittweiten gewählt wurden: $\Delta \sin \Theta = 0.1$, $\Delta \psi = 5^\circ$ und $\Delta \cos \zeta = 0.01$. Da Θ, ψ, ζ mit den geographischen Koordinaten eines beobachteten Gebietes eng verknüpft sind, mußten vorher die Digitalwerte D geographisch orientiert werden. Dieser Vorgang, bei dem eine räumliche Auflösung von 0.5×0.5 Grad geographischer Länge und Breite gewählt wurde, erfolgte hier mit der Annahme einer kugelförmigen Erde ($R = 6371$ km) auf die die Atmosphäre entlang des Beobachtungsstrahles projiziert ist. Wesentliche Fehler in der Orientierung entstehen aus den Schwankungen der Satellitenachse. Sie betragen etwa 0.5 Grad geographischer Länge und Breite nahe dem Satellitenpunkt (0° N und 150° W) und $4-5$ Grad nahe dem Erdrand.

Zwischen wolkenfreien und vollkommen bedeckten Gebieten wurde mit der Annahme unterschieden, daß Wolken über einem Gebiet zu einer Aufhellung desselben verglichen mit dem unbewölkten Zustand führen. Wie verschiedene theoretische Untersuchungen (z. B. KORB et al (7)) zeigen, hängt diese Aufhellung stark vom Tröpfchengehalt und der vertikalen Ausdehnung einer Wolke ab.

Als „über wolkenfreien“ Ozeangebieten wurden die jeweils 5 kleinsten Werte von D'' innerhalb jedes Intervalls von Θ, ψ, ζ angenommen. „Vollkommen bedeckte“ Gebiete wiesen in der Regel Werte von $D'' > 140$ auf, wie durch Vergleiche mit gleichwertigen Photographien des Satelliten ESSA 3 bestätigt werden konnte. Dieser untere Grenzwert kann allerdings auch bei durchbrochener Bewölkung nahe dem Horizont wegen der Kulissenwirkung auftreten, so daß gleichzeitige Messungen von emittierter Wärmestrahlung in verschiedenen Spektralbereichen für eine zusätzliche Unterscheidung zwischen beiden Fällen entschieden notwendig wären. Weiterhin ist die Eindeutigkeit der hier für Wolken gewonnenen Resultate eingeschränkt, da verschiedentlich die von dichten Wasserwolken reflektierte Sonnenstrahlung den Sättigungsbereich der Kamera nahezu erreichte.

4. Ergebnisse

Die Abbildungen 3 und 4 zeigen als Beispiele die Winkelabhängigkeit von $D''(\Theta, \psi, \zeta)$ bei sehr hohen ($1.0 \geq \cos \zeta \geq 0.9$) und bei niedrigen ($0.4 > \cos \zeta \geq 0.3$) Sonnenstand über dem unbedeckten Ozean. Aufgetragen sind in beiden Abbildungen Mittelwerte der 5 kleinsten Werte von D'' innerhalb jedes Intervalls von Θ, ψ und ζ . Die mittlere Abweichung vom Mittelwert betrug nur $0.4-5.0$. In beiden Verteilungen erkennt man deutlich eine Zunahme des Reflexionsvermögens zum Spiegelpunkt der Sonne und zum Horizont hin. Über ersterem Gebiet ist für diesen Anstieg die spiegelnde Reflexion auf der rauhen Meeresoberfläche hauptsächlich verantwortlich, die auch quantitativ schon mehrmals gemessen wurde (SALOMONSON, 1967*; BOILEAU — GORDON

(3)). Da das Reflexionsvermögen von Ozeanoberflächen nach allen anderen Richtungen hin äußerst gering ist, kann der Anstieg zum Horizont hin nur durch die mit Θ zunehmende optische Weglänge in der Atmosphäre erklärt werden. Dies zeigen auch die Modellrechnungen von SEKERA und VIEZEE (10) oder von HEGER (6).

Nur relativ geringen Anstieg des Reflexionsvermögens zum Winkelbereich spiegelnder Reflexion hin, jedoch in der Hauptebene starke Zunahme des Reflexionsvermögens zu beiden Horizonten hin (Vorwärts- und Rückwärtsstrahlung) lassen die für Bewölkung ermittelten Verteilungen $D''(\Theta, \psi, \zeta)$ in den Abbildungen 5 und 6 erkennen. Die Isolinien in diesen Abbildungen repräsentieren die Winkelabhängigkeit von Mittelwerten aller

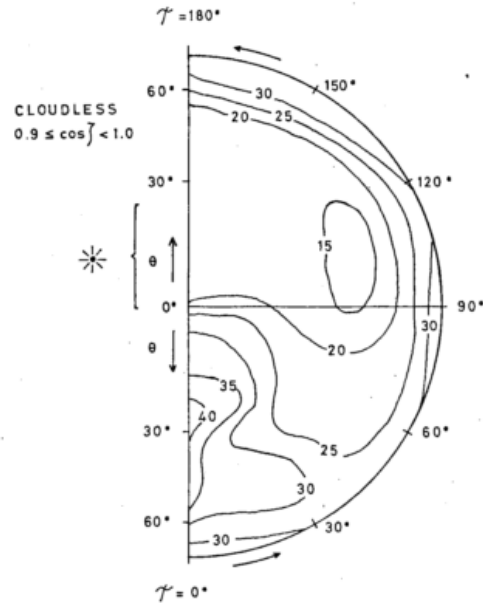


Abb. 3

Winkelverteilung von $D''(\Theta, \psi, \zeta)$ für unbewölkte Atmosphäre über dem Pazifischen Ozean bei hohem Sonnenstand ($0.9 \leq \cos \zeta < 1.0$).

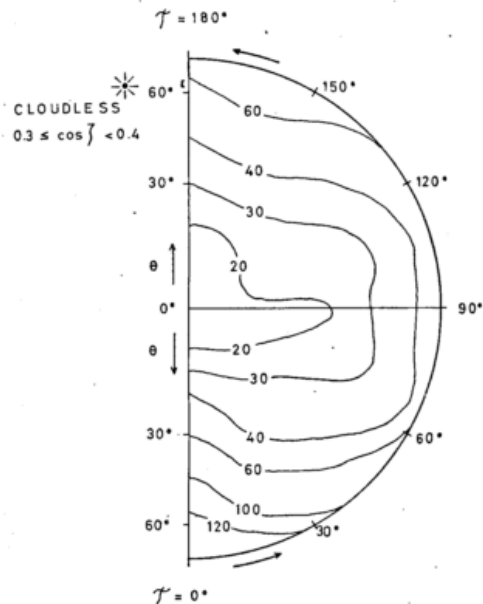


Abb. 4

Winkelverteilung von $D''(\Theta, \psi, \zeta)$ für unbedeckte Atmosphäre über dem Pazifischen Ozean bei niedrigem Sonnenstand ($0.3 \leq \cos \zeta < 0.4$).

* V. V. SALOMONSON: Private Mitteilung von Flugzeugmessungen, 1967.

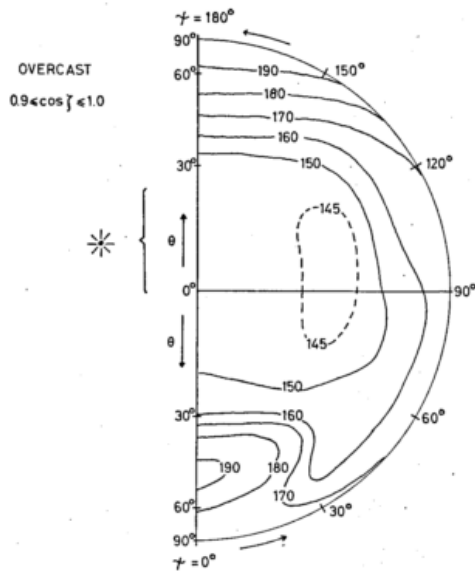


Abb. 5

Winkelverteilung von $D''(\theta, \psi, \zeta)$ für vollkommene bedeckte Atmosphäre über dem Pazifischen Ozean bei hohem Sonnenstand ($0.9 < \cos \zeta < 1.0$).

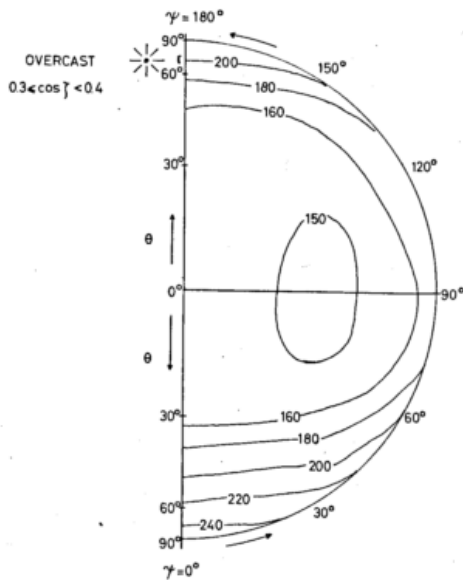


Abb. 6

Winkelverteilung von $D''(\theta, \psi, \zeta)$ für vollkommene bedeckte Atmosphäre über dem Pazifischen Ozean bei niedrigem Sonnenstand ($0.3 < \cos \zeta < 0.4$).

Werte von $D'' > 140$. Die Verteilungen stimmen qualitativ mit Messungen anderer Autoren (SALOMONSON (9); SPARKMAN, 1968**) überein. Das bekannte Phänomen des Nebelbogens kann hier nicht beobachtet werden. Die Integralwerte $\frac{1}{\pi} \bar{D}''(\zeta)$ der Streustrahlungswerte $D''(\theta, \psi, \zeta)$ über alle Winkel von θ und ψ bei vorgegebenem Zenitwinkel ζ der Sonne, welche dem totalen Reflexionsvermögen oder der Albedo einer Fläche bei bestimmter Sonnenhöhe entsprechen, sind in den Abbildungen 7 und 8 in Abhängigkeit von ζ aufgetragen. Im Falle einer wolkenfreien Atmosphäre zeigen sie eine deutliche Zunahme mit abnehmender Sonnenhöhe. Daraus läßt sich erkennen, daß das System Atmosphäre — Ozean in hohen Breiten weniger Sonnenstrahlung absorbieren kann als in äquatornahen Bereichen. Die für bedeckte Gebiete erhaltenen Werte zeigen dagegen nur

***) B. SPARKMAN: Private Mitteilung von Flugzeugmessungen, 1968.

eine geringe Zunahme mit abnehmender Sonnenhöhe, was vermutlich auf die ungenügend genaue Erfassung vollkommen bedeckter Gebiete zurückzuführen ist.

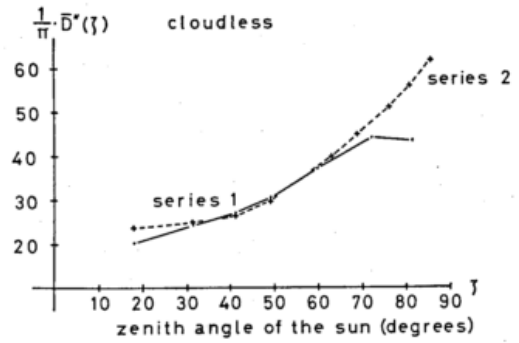


Abb. 7

Abhängigkeit der Werte $\frac{1}{\pi} \cdot \bar{D}''(\zeta)$ vom Zenitwinkel der Sonne bei vollkommener bedeckter Atmosphäre über dem Pazifischen Ozean.

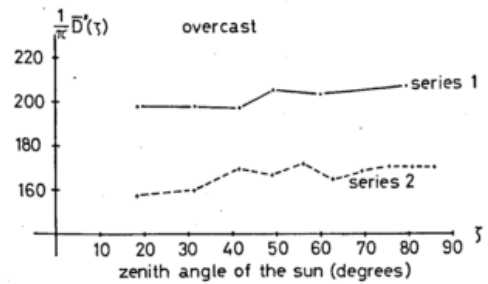


Abb. 8

Abhängigkeit der Werte $\frac{1}{\pi} \cdot \bar{D}''(\zeta)$ vom Zenitwinkel der Sonne bei vollkommener bedeckter Atmosphäre über dem Pazifischen Ozean.

5. Effektive Bewölkung

Im Gegensatz zu den bisherigen Methoden einer Abschätzung des Bedeckungsgrades aus Satellitenphotographien soll hier eine einfache numerische Methode probiert werden, die im Prinzip eine effektive Bewölkung C unter Berücksichtigung des maximal (bei vollkommener Bedeckung = 10/10) und des minimal (wolkenfrei) möglichen Reflexionsvermögens eines beobachteten Gebietes aus den gemessenen Werten berechnet. Solche Werte über die Bedeckung sind für klimatologische Untersuchungen oder Studien des Wärmehaushaltes sehr von Nutzen.

Mit der oben angegebenen Terminologie wurde die folgende Gleichung [3] verwendet, die in ihrer prinzipiellen Form schon von SMITH (12) angegeben wurde:

$$C(\lambda, \Phi) = \frac{D''(\lambda, \Phi) - D''_o(\lambda, \Phi)}{D''_b(\lambda, \Phi) - D''_o(\lambda, \Phi)} \times 10 \text{ (in Zehntel)} \quad [3]$$

Hierbei sind λ und Φ die geographische Länge und Breite eines beobachteten Gebietes. Die Indices b und o stehen für „bedeckt“ und „wolkenfrei“. Die geographischen Verteilungen $D''_b(\lambda, \Phi)$ und $D''_o(\lambda, \Phi)$ wurden für den einer auszuwertenden ATS-1-Aufnahme zugehörigen Sonnenstand aus den oben beschriebenen Winkelverteilungen berechnet.

Abbildung 9 zeigt die der in Abbildung 2 wiedergegebenen Photographie entsprechende geographische Verteilung von C . Es wurden hierbei lediglich die Isolinien für $C = 2/10$, $C = 5/10$ und $C = 8/10$ eingetragen. Gebiete mit einer Bedeckung von weniger als zwei Zehntel sind vollkommen schwarz und solche mit mehr als acht Zehntel Bedeckung vollkommen weiß dargestellt. Ein Vergleich mit konventionellen Beobachtungen ist hier nahezu unmöglich, denn das Beobachtungsgebiet ist über weiten Gebieten frei von Bodenbeobachtungen. Zudem ist ein solcher Vergleich dadurch erschwert, daß

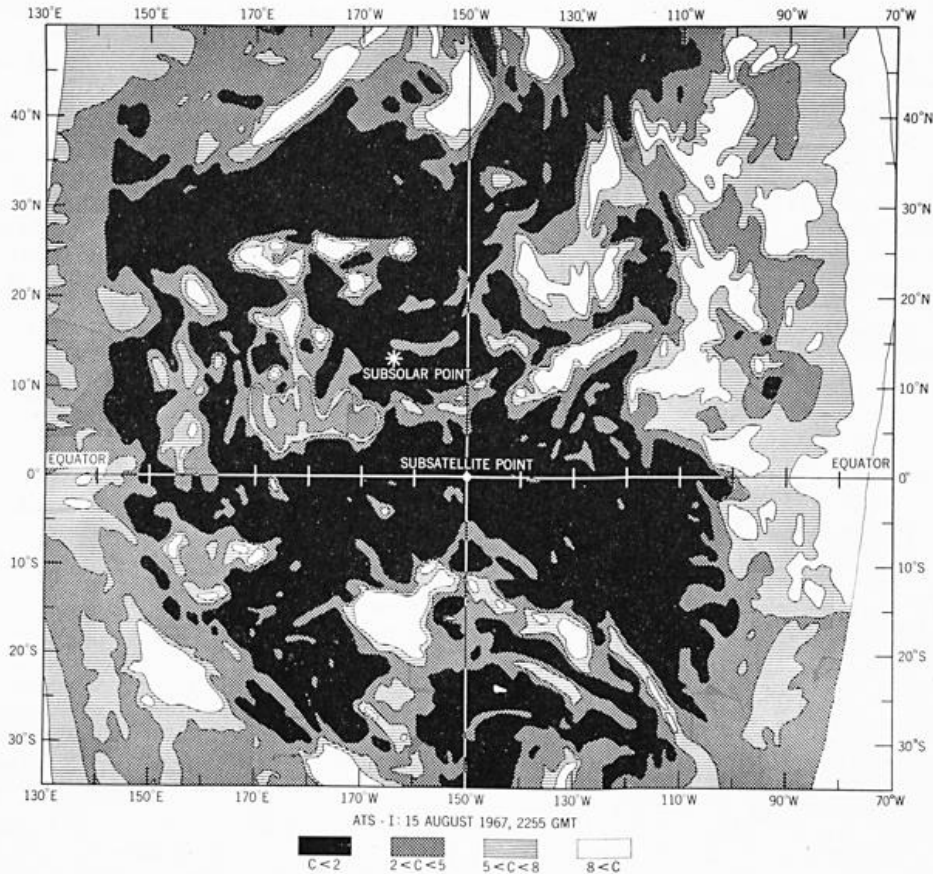


Abb. 9
Geographische Verteilung der effektiven Bewölkung C (Gl. [3]) über dem Pazifischen Ozean am 15. August 1967, 22:55 GMT.

Korrektur: Das etwa zwischen 170° E und 170° W, 5 — 10° N liegende Feld mit Schraffur 2 < C < 5 muß weiß sein (8 < C).

die Werte von C effektive Werte sind. Sie hängen implizit ab von der tatsächlichen Bedeckung und wegen der Streuung in der Atmosphäre über Wolken auch von der Wolkenhöhe und wegen der Streuung in Wolken von der vertikalen Ausdehnung und dem Gehalt und der Größe von Tröpfchen und Eiskristallen. Weiterhin muß mit einer starken Abhängigkeit der ermittelten C-Werte von dem jeweils bei den Messungen verwendeten Spektralbereich gerechnet werden. Nicht fehlerfrei sind die Ergebnisse nahe dem Horizont, wo die Kulissenwirkung in Wolkenfeldern einen größeren effektiven Bedeckungsgrad verursacht. Ebenso enthalten die über den Landflächen von Nord- und Mittelamerika ermittelten Werte von C Fehler, da in dieser Arbeit das gegenüber den Ozeanen größere Reflexionsvermögen dieser Landflächen nicht berücksichtigt worden ist. Ähnlich durchzuführende Abschätzungen der Bewölkung aus Satellitenmessungen oder digital zerlegten Kamerasignalen müßte besonders über Kontinenten eine genaue statistische Untersuchung des Reflexionsvermögens bei wolkenlosen Verhältnissen mit hoher räumlicher Auflösung vorangehen.

6. Abschließende Bemerkungen

Die Winkelabhängigkeit reflektierter Sonnenstrahlung im Spektralbereich von 0.45 μ bis 0.65 μ wurde mit digi-

tal zerlegten Kamerasignalen des erdsynchronen Satelliten ATS-1 für wolkenfrei und vollkommen bedeckte Gebiete über dem Pazifischen Ozean untersucht. Daraus abgeleitete Ergebnisse bildeten die Grundlage für eine objektive Methode zur Abschätzung der effektiven Bewölkung. Die hauptsächlichen Fehlerquellen bilden einmal die Meßfehler selbst und zum anderen die einzig mögliche allein auf der Amplitude des Meßsignals basierende Unterscheidung zwischen bewölkten und unbewölkten Gebieten. Mittelwerte der effektiven Bewölkung über längere Zeitintervalle konnten nicht gewonnen werden, da das zur Verfügung stehende Meßmaterial zum Teil beträchtliche Schwankungen in der Empfindlichkeit des gesamten Aufnahmesystems zeigte.

Die Ergebnisse ermutigen aber zu weiteren Studien dieser Art, wenn genauere und möglichst gleichzeitig in verschiedenen Spektralbereichen und eventuell auch in zwei Polarisationssebenen aufgenommene Satellitenmessungen von reflektierter Sonnenstrahlung sowie gleichzeitige Messungen emittierter Wärmestrahlung zur Verfügung stehen.

Die Autoren möchten den Herren R. T. HITE, E. MERRILL und G. WELSH für ihre sorgfältige Programmierarbeiten danken, ohne die die Bearbeitung dieses umfangreichen Meßmaterials nicht möglich gewesen wäre.

Literatur

- (1) ARKING, A.: The angular distribution of scattered solar radiation and the earth albedo as observed from TIROS. Inst. Space Stud. Res. Rep. (1965), pp. 47 — 67.
- (2) BARTMAN, F. L.: The reflectance and scattering of solar radiation by the earth Contr. NASr - 54 (03), Dep. Engng., Univ. Michigan (1967).
- (3) BOILEAU, A. R.; GORDON, J. I.: Atmospheric properties and reflectances of ocean water and other surfaces for a low sun. Appl. Optics 5 (1966), pp. 803 — 813.
- (4) COULSON, K. L.; GRAY, E. L.; BOURICIOUS, G. M. B.: Effect of surface reflection on planetary albedo. ICARUS 5 (1966), pp. 139 — 148.
- (5) DANJON, A.: Nouvelles recherches sur la photométrie de la lumière condrée et l'albedo de la terre. Ann. Obs. Strasbourg 3 (1936), pp. 139 — 180.
- (6) HEGER, K.: Die von der Atmosphäre nach außen gestreute Strahlung II, Ergebnisse numerischer Auswertung. Beitr. Phys. Atmosph. 39 (1966), pp. 12 — 36.
- (7) KORB, G.; MICHALOWSKI, J.; MÖLLER, F.: Die Absorption der Sonnenstrahlung in der wolkenfreien und bewölkten Atmosphäre. Beitr. Phys. Atmosph. 30 (1957), pp. 63 — 77.
- (8) RUFF, I.; KOFFLER, R.; FRITZ, S.; WINSTON, J. S.; RAO, P. K.: Angular distribution of solar radiation reflected from clouds as determined from TIROS IV radiometer measurements. ESSA Techn. Rep. NESC — 38 (1967).
- (9) SALOMONSON, V. V.: Anisotropy of reflected solar radiation from various surfaces as measured with an aircraft — mounted radiometer. Contr. NASr — 247, Dep. Meteor., Colo. State Univ. Fort Collins (1966).
- (10) SEKERA, Z.; VIEZEE, W.: Distribution of the intensity of polarisation of the diffusely reflected light over a planetary disk. RAND — Corp. — R — 389 — Pr (1961), pp. 45.
- (11) SEKERA, Z.: Determination of atmospheric parameters from measurements of polarisation of upward radiation by satellite or spaceprobe. ICARUS 6 (1967), pp. 348 — 359.
- (12) SMITH, W. L.: A physical — numerical model for inferring tropospheric structure from satellite radiation measurements. Annu. Rep. Dept. Meteor., Univ. Wisconsin, Madison (1966), pp. 1 — 40.
- (13) University of Wisconsin; Santa Barbara Research Center: ATS spin — scan cloud camera and pre-launch calibration procedure. Annu. Rep. 1966, Dep. Meteor., Univ. Wisconsin, Madison (1967).

DK 551.577.32 (261) (265) (6)

The evolution of the rainy season in the Caribbean and East Pacific Region and its contrast to the "zenithal" rain in Africa

by

W. H. PORTIG

Abstract

Based on ship observations, the frequency of rainfalls was computed for the 2 degree squares between the equator and 30° N, and between 50° and 100° W. Two kinds of monthly maps were drawn:

- a) maps with lines of equal rainfall frequency, and
- b) maps that show which areas have a frequency maximum peak of the rainy season for that location or a frequency minimum at map time.

Both types of maps show in Africa the well-known north-south oscillation. In the American region the maps of the type a) do show variations of the percentages of rainfall frequency, but they almost completely fail to show movements of the extremes. Maps of type b) are in Middle America characterized by marked, partly predominant movements in zonal direction.

The maps for the America region are not yet fully understood, but they should stimulate investigation into the mechanics of the evolution of the tropical seasons.

Zusammenfassung

Für die 2-Grad-Felder des Raumes 0° — 30° N, 50° — 100° W wurden aus Schiffsmeldungen die Regenhäufigkeiten ermittelt. Sie wurden in zwei Arten von Monatskarten dargestellt:

- a) Karten mit Linien gleicher Regenhäufigkeit und
- b) Karten, die angeben, welche Gebiete zur fraglichen Zeit ein Häufigkeitsmaximum (Höhepunkt der Regenzeit an dem Ort) oder -minimum haben.

In Afrika zeigen beide Kartentypen die bekannte Nord-Süd-Bewegung. Im amerikanischen Raum dagegen zeigen die Karten des Typs a) zwar Änderungen der Häufigkeitsprozente, aber fast keine Ortsveränderungen der Extremwerte. Die Karten des Typs b) zeigen im amerikanischen Raum starke, vielfach überwiegende Bewegungen in zentraler Richtung.

Einzelheiten der amerikanischen Karten können noch nicht erklärt werden. Die hier gezeigten Karten sollen aber zum Anlaß dienen, das Zustandekommen der Regen- und Trokenzeiten einer näheren Untersuchung zu unterziehen.

When I was writing my climatology of Central America and the West Indies (which has not yet been printed) I was lucky enough to find in the National Weather Records Center in Asheville, North Carolina, a compilation of rainfall observations made aboard ships. This compilation comprise all maritime 2-degree fields between the equator and 30° N, and between 50° W and 100° W, and contains the number of observations with rain as percentage of all observations used. In spite of some obvious shortcomings of this material, it is possible to devise monthly charts of percentage frequency of rain.

These charts show the very remarkable fact that, while the changes of frequency are considerable at every location, the relative changes between locations are small. In other words: The lines of equal frequency (you may call them "isohytes" which is not quite correct) have the same shape in all months while their label changes. The maps show, for example, a latitudinal band of very high rainfall occurrences in the eastern Pacific Ocean west of Colombia whose axis oscillates only be-

tween 2½° and 5½° N. This variation is much smaller than the change of the position of the ITC as it is derived from wind observations.

Further, there is a minimum that moves east-west along the coasts of Venezuela-Colombia but stays at the same latitude all the time. There is always a local minimum right west of Yucatan, and the rainfall frequency east of the Lesser Antilles is always greater than west of them, i. e., it is greater in the open Atlantic than in the Caribbean Sea at the same latitude.

These conditions are quite different from those in Africa where the region of maximum rainfall shows a marked north-south movement. In order to study the evolution of the seasons in Middle America, it is not practical to study maps of monthly rainfall frequencies but maps for every month that show the regions which have their local extremes in this month. The general annual variation in most of Middle America has three maxima. The two main minima occur in the first half of the year and are separated by a very light maximum. The two main maxima occur later in the year and are

likewise separated by a generally light minimum. Locally, the two main minima can merge into one; and so can the two main maxima.

Again, this is in contrast to Africa where we only locally find a split minimum, and where split maxima are confined to a well defined belt along the equator. It is the custom, especially in German speaking countries, to call the rains of this belt "zenithal rains". This is a misleading word since the rains fall neither at the time when the sun is in the zenith nor at the latitude where the sun is overhead. These rains with two annual maxima — which, of course, follow the sun, but with substantial lag in space and time — are confined to the belt between 14° S and 6°—9° N. In tropical America, however, one does not find a relationship between the occurrence of the two rainfall maxima and the geographic latitude. Fig. 1 gives three typical curves of annual rainfall variation.

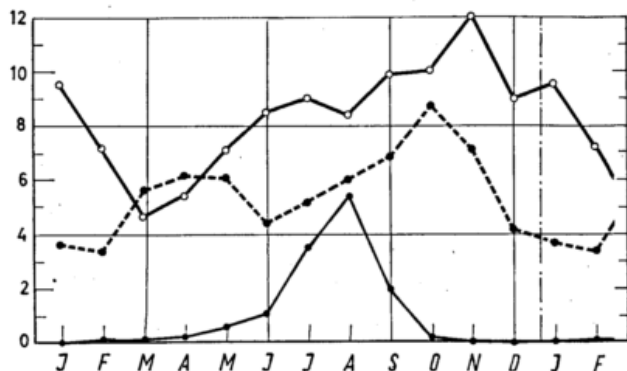


Fig. 1

Annual rainfall variations at three typical stations.

- Caribbean type, ocean field around 16° N 66° W
- "Zenital" rains, 0° 45' S, 24° 29' E (Yamgambi)
- African Monsoons, 15° 28' N 36° 24' E (Kassala)

The scale denotes percentage frequency for the ocean station, and rainfall totals (in inches) for the continental stations. The left hand side of the diagram is repeated at the right hand side in order to show better the minima at the turn of the year.

In tropical America the rainfall extremes do not occur everywhere at the same time. Rather, the conditions are more complicated than in Africa, and, at the present time, they are not yet explained. It is the main objective of this paper to direct the attention of researchers to this interesting problem. Monthly maps (Fig. 2) show at the

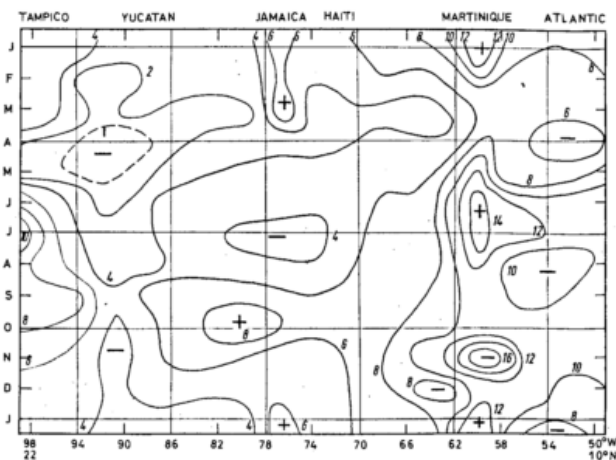


Fig. 2

Monthly maps of local extremes of rainfall frequency

- Vertical hatching = maxima
- Horizontal hatching = minima
- Bold Lines = primary extremes (wettest or driest month of the year)
- Fine lines = secondary extremes

left hand side the region in America for which maritime rainfall frequencies are available, and at the right hand side Africa between 30° S and 30° N. Between both maps there is a vertical strip with a circle at the latitude at which the sun is overhead at map time.

In the charts the regions that realize an extreme of rainfall frequency are indicated (see legend to fig. 2). (The "frequencies" in Africa are numbers of days with rain. With few exceptions — the main exception being at the east coast of Madagascar — the run parallel to the rainfall totals.) Since there are many stations in Africa that never have rain during a whole series of consecutive months, the areas of minima are much larger than those of maxima, and appear in several months on the same place.

In the following, remarks are made for each monthly map. Some of the remarks are based on special studies and cannot be verified from the presented maps. The special studies made use of different kinds of smoothing techniques, esp. harmonic analysis and subsequent harmonic synthesis.

January. — America: parts of the region show the above mentioned small maximum between the main minima.

Africa: Most of the southern part has the highest rainfall frequency of the year.

February. — America: The northern part of the region and some small areas in its southern part have the "small maximum". Other areas realize the driest time of the year.

Africa: The maxima are very spotty and do not reach farther north than they did in January. The minimum is split into two big areas with no rain at all (both northern areas), and a belt that realizes only a secondary minimum.

March. — America: Most of the region has the driest time of the year.

Africa: The maximum is still split in several areas but one of them is already north of the equator. Near the Mediterranean Sea we notice the secondary minimum between the winter rains and the spring rains.

April. — America: Most of the areas which did not yet have their minimum, have it now.

Africa: The zone of maximum rainfall is close to the equator. The portion that showed up in the March map over the Cameroons has moved to the east. In the extreme north the spring maximum appears on the Atlantic side of the continent.

May. — America: Only some "late comers" have the driest month of the year, while the central part of the region is already at its first main maximum.

Africa: The rain belt definitely crosses the equator while the Mediterranean maximum has moved eastward. For the eastern portion of its this is the rainiest month of the year.

June. — America: From the central part of the region where we found the maximum in May, it moves — like an explosion — towards the margins of the map, while a secondary minimum takes its place in the center and in the northeast.

Africa: Also there the May maximum has spread to the east and west rather than to the north; it will be seen later that this does not mean a general decrease of rainfall. The North ist over its spring maximum and has again absolute drought. This is also true for parts of Africa south of the equator while right north of the equator we find secondary minima.

July. — America: The area with a secondary minimum between the two main rainfall maxima occupies the entire center of the map.

Africa: Some few areas between 5° and 14° N have the rainiest time of the year. The drought covers the region influenced by the Mediterranean as well as most of Africa south of the rainfall belt. The frequency maximum of the eastern part of Madagascar corresponds to a minimum of rainfall amount; this is one of the few places where rainfall quantity and frequency do not go parallel. More specifically: a small quantity of rain is spread over many days.

August. — Africa: The change from July to August is so drastic that Africa is discussed before America. As already mentioned in June the rain activity continued increasing. The maximum in August is a combined effect of the sun-induced northward movement of the rainfall belt and the equally sun-induced African monsoon. A monsoon apparently also affects Africa south of the equator, since the absolute rainfall minimum just south of the equator was in July and is much shifted to the south and east in August.

America: The "little minimum" between the rain peaks is typical for most of the region. It "exploded" from the center of the map in July to the more marginal parts in a way similar to the "explosion" of the May maximum mentioned above.

September. — America: The "little minimum" moves out to the east. The Gulf of Mexico and parts of the eastern Pacific as well as the northeast corner of the Caribbean have a rainfall maximum.

Africa: The monsoon advances farther north where it produces the highest rainfall frequency of the year, while the "zenithal rains" show up south of the August maximum. (There is some local overlapping where August and September have the same number of days with rain.)

October. — America: The September maxima have moved eastward. This is the most remarkable result of these analyses.

Africa: The rainfall belt moves southward.

November and December. — America: The rainfall maximum continues moving eastward.

Africa: The rainfall belt continues moving southward while the Mediterranean region has its well-known winter rains which should better be called autumnal rains. Coming back to January we find a solid concentration of primary rain maxima in South Africa in a similar way as it occurs in August in north Africa. In both cases the following month has several small, rather local maxima. Notice, however, that August is one month later with respect to the position of the sun than is January.

Before we summarize, a short statement is appropriate. The data obtained from ship reports only partly correspond to the data from all of the island stations; within most of the islands we find at very short distances very different rainfall regimes. Contrasting to the conditions over the open sea the rainfall on islands depends also on the direction of the wind with respect to orographic features. Therefore, islands and coasts do not truly reflect the climatic variation over the adjacent seas. In Africa, however, the number of rainfall stations is so large and they are distributed in such a way that local differences can easily be smoothed out.

The main differences between the tropical American seas and tropical Africa can be summarized as follows: The rainfall of Africa moves in meridional direction and is enhanced at the turning points by monsoonal effects. Except for local modifications the rains are continuous and local changes are largely due to the movement of

the rain belt. In Middle America the areas of maximum and minimum rain do not move at all when we use these words in comparison of the amounts in their surroundings at any given time. And they originate, migrate in latitudinal directions (or "explode" in all directions), and vanish when we mean the extreme conditions that occur in the course of the year at any given location. To clarify this complicated sentence three pictures are presented (Fig. 3—5). They present the annual varia-

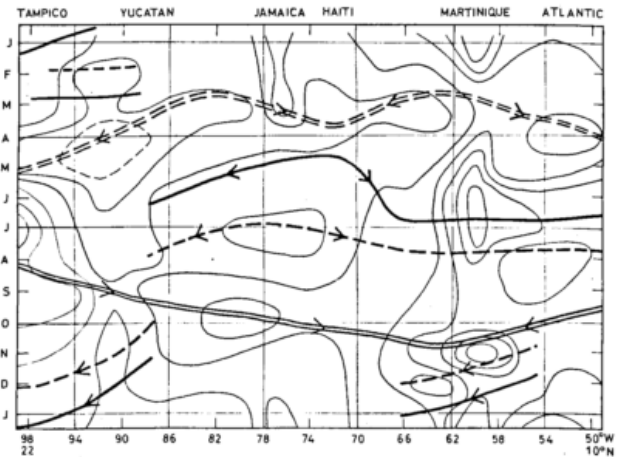


Fig. 3
Annual variations of rainfall frequencies between Tampico and 10° N 15° W.

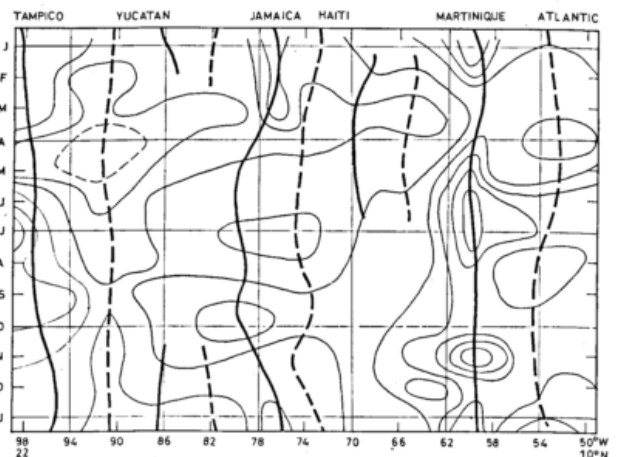


Fig. 4
Seasonal extremes of rainfall frequency
— maxima — — minima
Double lines indicate the mean extremes.

tion of rainfall frequency along the line connecting Tampico in Mexico with the point 10° N 50° W in the Atlantic Ocean. This line crosses northern Yucatan, then runs south of Cuba, north of Jamaica, south of Hispaniola, and crosses the Lesser Antilles at Martinique.

Figure 3 shows isopleths of the rainfall frequency which obviously are a compromise of two conflicting principles. Figures 4 and 5 separate the two principles. Figure 3 shows for each vertical column of figure 3, i. e., for each location of the cross section, the times of frequency maxima and minima. Where the line-up of extremes is not horizontal, the seasonal extremes move to the east or to the west. This is indicated by arrowheads. The crests of the lines are the longitudes at which the normal extremes originate or enter the cross section.

Figure 5 shows where, in each month, the highest and lowest frequencies could be found. It is readily seen that the locations with local extremes vary only little in the course of the year, i. e., the lines are almost vertical. This is an illustration of the above mentioned experience that the same local effects are acting in all seasons. Fi-

gure 4 proves this only for this almost zonal cross section. But also meridional sections, which cannot be presented here show surprisingly little displacement of local rainfall extremes. A variation of rainfall frequen-

cies due to movements of the ITC cannot be found in monthly rainfall averages in Middle America, but is one of the two overriding phenomena in Africa (the other such phenomenon being the monsoon).

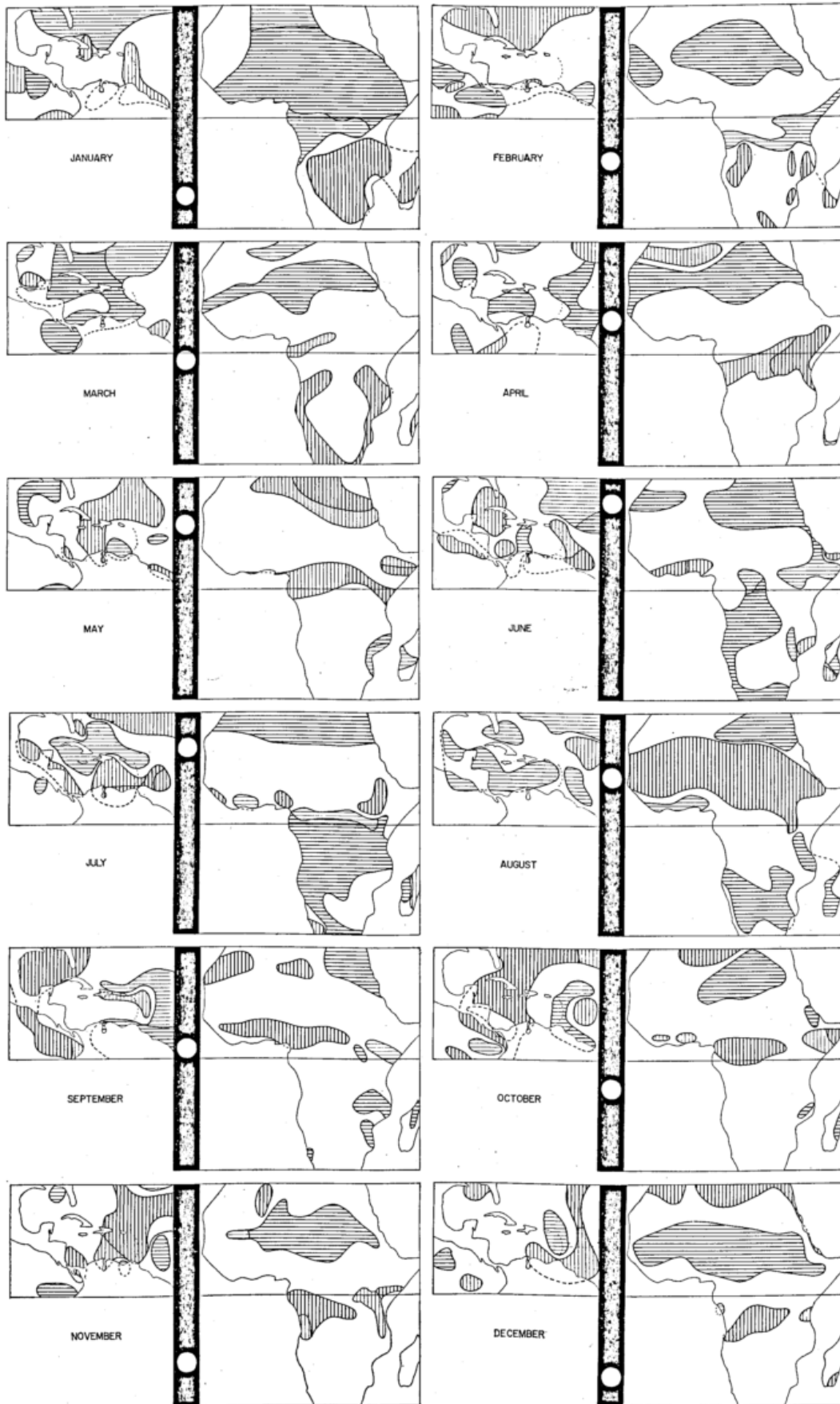


Fig. 5
Local extremes of rainfall frequencies for each month — maxima - - - minima

551.542:551.547.5

Netzwertwerte und Monatskarten des Luftdrucks der Tropenzone für das Internationale Geophysikalische Jahr (IGJ)

von

WILLY RUDLOFF

Zusammenfassung

Für die elf Breitenkreise 25 N, 20 N etc. . . . 25 S sind je Breitenkreis 72 Netzpunkte festgelegt. Netzwertwerte des Bodenluftdrucks und der 500 mb-Höhe wurden für die 549 Tage des IGJ (Juli 1957 bis Dezember 1958) an Hand der täglichen Tropenwetterkarten bestimmt und für jeden der 18 Monate mit Elektronenrechner Mittel- und Extremwerte sowie Streuungen berechnet. Die Kartendarstellungen dieser Werte werden gezeigt und Luftdruckbilanzen anhand von Flächenmittelwerten vorgeführt.

Abstract

72 grid-points are determined for each circle of the eleven circles of latitude 25° N, 20° N etc. . . . 25° S. Grid-point values of the surface pressure and the geopotential height of 500 mb were taken from the daily weather maps of the tropical zone for each of the 549 days of the IGY (July 1957 to December 1958) and mean and extreme values as well as standard deviations were calculated by means of a computer. Maps of these values and balances of pressure by use of mean areal values are demonstrated.

Das IGJ umfaßt die 18 Monate Juli 1957 bis Dezember 1958 mit insgesamt 549 Tagen. Für diese liegen tägliche Weltwetterkarten vor. Sie bestehen aus drei Teilen: der 1. umfaßt die Nordhalbkugel bis 20° N, der 2. die Tropenzone von 25° N bis 25° S, der 3. die Südhalbkugel ab 20° S.

Im Seewetteramt in Hamburg wurden unter Leitung von M. RODEWALD im Rahmen eines Auftrags der Deutschen Forschungsgemeinschaft die Karten der Tropenzone bearbeitet (1). Mit ihrer Hilfe wurden in einem weiteren Forschungsauftrag Netzwertwerte des Bodenluftdrucks und der Höhe der 500 mb-Fläche aufgestellt. Für die 11 Breitenkreise 25° N, 20° N usw. bis 25° S wurden Netzpunkte festgelegt. Es sind jeweils die 72 Schnittpunkte des Breitenkreises mit den Zehner- und Fünfer-Meridianen. Insgesamt sind es 792 Punkte. Für das IGJ wurden 434.808 Netzwertwerte des Bodenluftdrucks und ebensoviel der Höhe der 500 mb-Fläche aufgestellt und auf Lochkarten gebracht. Sie dienen zunächst zur Berechnung von Monatsmittelwerten. Auf dem Elektronenrechner der Universität Hamburg wurden für jeden Netzpunkt Mittelwerte, Streuungen, Maxima und Minima für jeden Monat berechnet und in Monatskarten wiedergegeben. Die Kartendarstellung der Tropenzone, die eine Nord-Süd-Erstreckung von 50 Grad und eine Ost-West-Erstreckung von 360 Grad hat, erfolgt in zwei Teilkarten. Die Westkarte umfaßt den Pazifik mit Amerika und den Westteil des Atlantiks. Die Ostkarte beginnt bei 30° W, umfaßt Afrika, Indien, Hinterindien, Indonesien, Australien. Die Karten sollen später an anderer Stelle veröffentlicht werden und die Monatsmittelwerte des Bodenluftdrucks und der Höhe der 500 mb-Fläche darstellen. Bei Betrachtung der Karten zeigt es sich, daß für die Tropenzone eine ausgeprägte Gleichförmigkeit das Typische ist,

die sich immer wieder auch bei anderen Betrachtungsweisen erkennen läßt. So gleicht zum Beispiel die Druckverteilung eines beliebigen Tages schon weitgehend dem Monatsmittel, d. h. die Abweichungen vom Mittel und die Streuungen sind gering. In allen Monaten sind sie in weiten Gebieten in Äquatornähe geringer als 1 mb und steigen erst auf der Winterseite der Tropenzone bis zu 5 mb und mehr an, wenn man von den durch Tropenstürme auf ihrer Bahn erzeugten großen Streuungen absieht. Die Monotonie des Luftdruckfeldes ist so lange auffällig, als man sie mit den in außertropischen Breiten gewonnenen Maßstäben mißt. Man muß aber bedenken, daß in niederen Breiten geringe Luftdruckunterschiede wegen des Fehlens der sie in den Außertropen zum größten Teil kompensierenden Corioliskräfte schon beträchtliche Kräfte auf die Atmosphäre ausüben. Von dieser Seite her betrachtet, führen die hier gewonnenen Ergebnisse zu einer wichtigen Erkenntnis. Sie zeigen, wie die Äquatorzone an dem jahreszeitlichen Massenwechsel zwischen den Halbkugeln maßgebend beteiligt ist.

Die größten Veränderungen im Druckfeld der Tropen erfolgen über den Kontinenten, wo sich im Sommer Tiefdruckgebiete bilden. Sonst ist im großen und ganzen die zonale Ausrichtung des Druckfeldes, d. h. der zonale Verlauf von Isobaren und Isohypsen das Typische, so daß für eine erste dynamische Betrachtung Breitenkreismonatsmittel genügen.

Während der ganzen Zeit des IGJ besteht, wie es der Verlauf der Kurven in Abbildung 1 zeigt, im mittleren Meridian der Südhalbkugel ein Druckgefälle zum Äquator mit der Einschränkung, daß im Januar 1958 das Gefälle von 10° S bis zum Äquator Null ist. Im großen und ganzen besteht auch auf der Nordhalbkugel ein Druck-

gefälle zum Äquator hin, das aber bis zum Äquator selber nur in den 5 Monaten November bis März reicht. In den 5 Monaten Juni bis Oktober reicht es nur bis 10° bis 15° N.

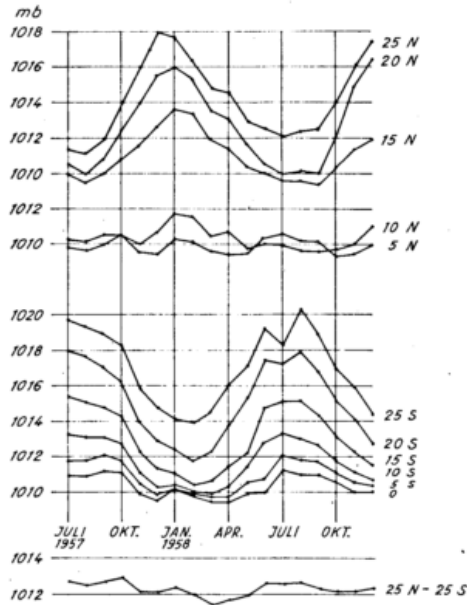


Abb. 1
Luftdruck der Tropenzone

Der Luftdruck an den Rändern der Tropenzone schwingt in einem einfachen Jahresgang. Hoher Druck herrscht dort im Winter, tiefer im Sommer. Die Schwingungswerten betragen: bei 25° und 20° N und S 6 bis 7 mb, bei 15° N und S 4 mb, bei 10° S 3 mb, bei 10° N, 5° S und 0° S 2 mb. In 10°, 5° und 0° S tritt im Januar ein sekundäres Maximum auf, das dem Maximum der Nordhalbkugel entspricht. In 5° N herrscht eine Halbjahresschwingung vor mit Maxima nach den Solstitien und Minima nach den Äquinoktien.

Beginnend mit Juli 1957 ist in Abbildung 2 die Verteilung des Bodenluftdrucks über den mittleren Meridian in Isoplethendarstellung von 25° bis 25° S gegeben. Man sieht, daß die mittlere Lage der äquatorialen Tiefdruckrinne in den Monaten Juni bis Oktober bei 10° bis 15° N ist. Von Dezember bis März liegt sie beim Äquator. Im April—Mai erfolgt eine rasche Verlagerung nach 5° bis 10° N, im Oktober—November nach 10° bis 5° N.

Betrachtet man nun den Gesamtdruck zwischen 25° N und 25° S, so sieht man, daß er einen ausgeprägten Gang hat. Er entspricht mit einem Korrelationskoeffizienten von 0.81 dem Druckgang in 5° N. Man sieht starke Unterschiede in den beiden Jahren. 1957 fällt der Druck erst kräftig von Oktober bis November, 1958 aber bereits von August zum September. Bildet man aber über 12 Monate Mittelwerte, dann zeigt es sich, daß sie keine großen Unterschiede besitzen, daß also die Unruhe des Jahres völlig geglättet ist, daß die Kompensation im Ablauf eines Jahres vollständig ist. Es zeigt sich die Tendenz zu hohem Druck nach den Solstitien und tiefem Druck nach den Äquinoktien. Die Tatsache des Parallelgangs des Gesamtdrucks zu dem in 5° N läßt vermuten, daß das Zunehmen und Abnehmen der äquatorialen Luftmassen in erster Linie dirigiert wird von der Aktivität der Intertropischen Konvergenzzone, genauer gesagt der äquatorialen Tiefdruckrinne, die verhältnismäßig schwach zu den Solstitien ist, wenn sich die Sonnenenergiemaxima nach gemäßigten Breiten verlagert haben. Sie ist besonders aktiv zu den Äquinoktien, wenn die Sonne senkrecht auf die Äquatorzone zur Mittagzeit scheint und hier das Maximum der Sonnenenergie einfällt. Dann arbeitet die atmosphärische Wärmekraftmaschine besonders kräftig. Sie schafft die Luft, die infolge der Erwärmung auf der dem Sommer entgegengehenden Halbkugel in die Äquatorzone verdrängt wird, weiter nach der Polarkappe, für die der Winter naht.

Literatur

- (1) RODEWALD, M.: Weltwetterkarten für das Internationale Geophysikalische Jahr 1957—58. Teil II: Tropenzone. Meteor. Rdsch. 20 (1957) S. 152.

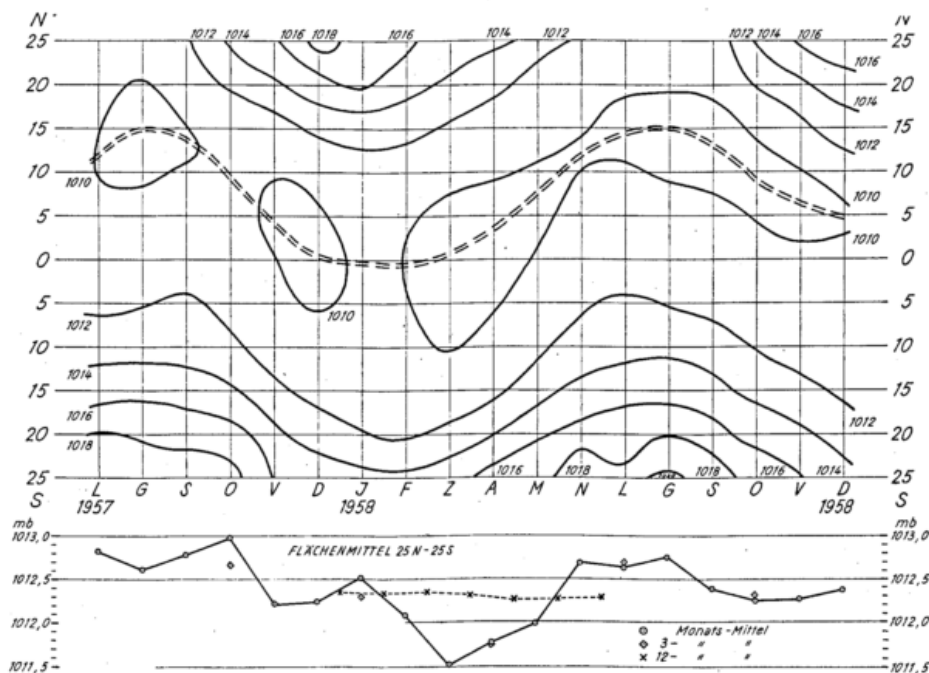


Abb. 2
Luftdruck der Tropenzone

DK 551.515.5 : 551.515.8 : 551.582

Intertropical Convergence Zone and Polar Frontal Zone over South, Southeast and East Asia: A Climatological View

by

MASATOSHI M. YOSHINO

Abstract

An attempt was made to show the climatological features of the intertropical convergence zone (ITC) and the polar frontal zone (PF) over South, Southeast and East Asia, by analysing the horizontal and vertical distributions of steadiness of the winds. The features of the ITC revealed in the figures were more complicated in summer than in winter: e. g. In July, the ITC branched off into the following three over the Philippines. They are the Taiwan convergence extending to north, the NITC extending to the Hainan Island and the SITC extending to the northern part of Borneo. On the contrary, those of PF were more complicated in winter: They occupied the Southwest Asian PF over northern India with some branches, the eastern part of the Eurasian PF over China and the Pacific PF from the East China Sea to the southern coast of Japan. According to the vertical cross-sections along 80, 100, 120, 140 and 165° E, it was suggested that the active or apparent ITC and PF at the surface level were found when the zones of steadiness-minimum at the upper level were connected to them at the surface. The height of the ITC was lower in summer, probably due to the strong easterly at the upper level. In many cases, the width of the NITC was broad at the upper part. The trade and the anti-trade winds showed greater steadiness in the areas with easterly component. Some discussions on the problems in studying the vertical and horizontal structures, on relations to cyclone frequency and precipitation distribution and on coincidence of the positions of the ITC and the PF with the distribution of temperature difference between sea surface and air were given.

Zusammenfassung

Die klimatologischen Eigentümlichkeiten der innertropischen Konvergenzzone (ITC) und der polaren Frontalzone (PF) in Süd-, Südost- und Südasiens werden mittels der horizontalen und vertikalen Verbreitung der Windbeständigkeit analysiert. Das Bild der ITC ist im Sommer komplizierter als im Winter. Im Juli verzweigt sich die ITC in den Philippinen dreifach; die nach Norden laufende Taiwan-Konvergenz, die nach der Hainan Insel verlaufende NITC und die nach Nord-Borneo verlaufende SITC. Im Gegensatz hierzu sind die Verhältnisse an der polaren Frontalzone (PF) im Winter komplizierter: 1. Die in Nord-Indien liegende Südwest-Asien-PF mit ihren Zweigen, 2. der in China liegende Ostteil der Eurasien-PF und 3. die pazifische PF vom ostchinesischen Meer zur japanischen Pazifikküste.

In den Vertikalschnitten der Windbeständigkeit entlang 80, 100, 120, 140 und 165° E sieht man deutlich, daß die ITC oder die PF auf dem Boden aktiv sind, wenn die Zonen geringster Beständigkeit in der oberen Schicht mit ihnen verbunden sind. Die Höhe der ITC war im Sommer niedriger — als Folge der starken Ostströme in der oberen Troposphäre. Im allgemeinen war die NITC am oberen Teil breiter. Die Passate und die Antipassate zeigten eine größere Beständigkeit in Regionen mit Ostkomponente. Am Schluß werden die vertikale und auch horizontale Struktur, der Zusammenhang mit Zyklonenhäufigkeit und Niederschlagsverbreitung und die Übereinstimmung der Lage der ITC und PF mit der Verbreitung der Temperaturdifferenz zwischen Wasseroberfläche und Luft dargestellt.

1. Introduction

Over South, Southeast and East Asia, the intertropical convergence zone (ITC) shows the most complicated features in the world. There have been made many studies on the positions and the vertical structures of the ITC by analysing upper air data obtained during the last war time (DOBBY (4), FLETCHER (6), OTANI (16)), and also the recent ones (THOMPSON (26), SAWYER (25), WATTS (30), FLOHN (8), (9), DAO and CHEN (3), KURASHIMA (13)). However, not only the results of these studies, but also the schematic illustrations appeared in text books (e. g. GARBELL (11), PÉDELABORDE (18), TREWARTHA (28)) do show great differences between them, especially in these regions.

On the other hand, the frontal zones over the northern hemisphere have been shown by REED (22) and more

recently by YOSHIMURA (31) in a complete form, but the polar frontal zones (PF) over the region have not yet been made clear in detail.

The aim of the present paper was therefore directed to describe the following points: 1. the positions of the ITC and the PF and their seasonal change, 2. the vertical structures of the ITC and the PF and their regional differences, and 3. their relation to the distribution of precipitation, jet streams, and temperature difference between sea surface and air.

2. Preceding results

The position of the ITC was studied by many researchers as mentioned above, but the results were diverse. An example is given in fig. 1 to show the various results as the mean state in summer by DOBBY

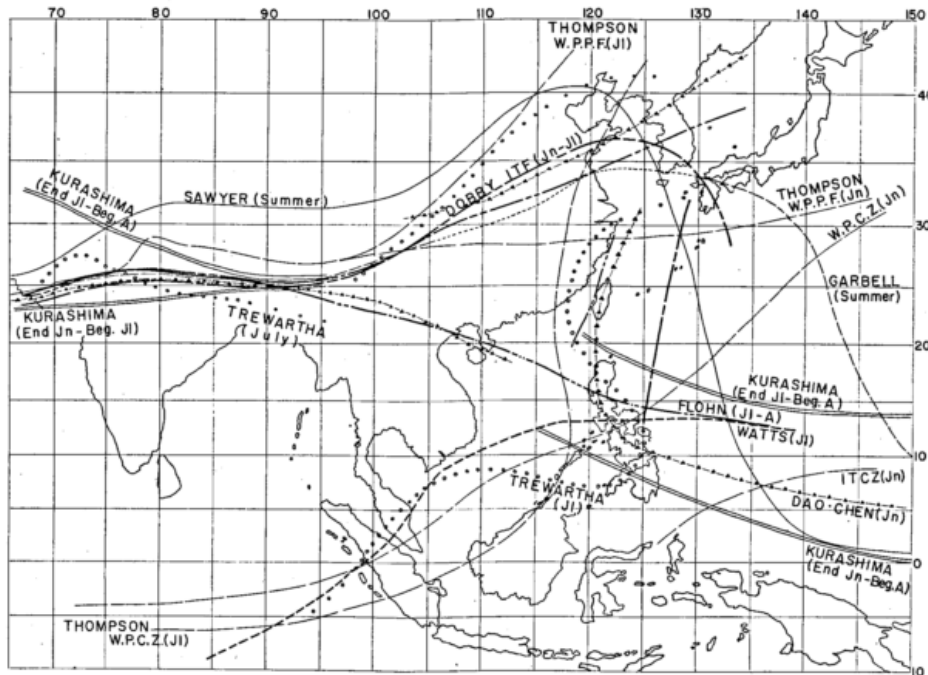


Fig. 1
Position of the convergence zone and the frontal zones obtained in the preceding researches over South, Southeast and East Asia for summer.

(4), GARBELL (11), THOMPSON (26), SAWYER (25), WATTS (30), FLOHN (8), DAO and CHEN (3), KURASHIMA (13) and TREWARTHA (28)). Broadly speaking, the positions of the ITC over India are almost identical and those over China show a similar running direction from southwest to northeast. GARBELL (11) and SAWYER (25) described the one over China as a part of the ITC in summer and DOBBY (4) as the ITF for June and July, but THOMPSON (26) as the West Pacific PF for July. It can be said, however, that their results in these regions coincide fairly well with each other.

Over Southeast Asia, they are much more diverse than the other two regions, South and East Asia. If we generalize them, we can distinguish them into four parts; namely, 1. the ones from Indian Ocean crossing Sumatra to the Philippines as pointed out by THOMPSON (26) as the West Pacific Convergence Zone in June and July and also by WATTS (30) and TREWARTHA (28) for July, 2. the ones from India crossing Hainan Island, South China, to the Philippines, as drawn by FLOHN (8), DAO and CHEN (3), TREWARTHA (28) and others even though some of them were cut down or

obscured in the South China Sea, 3. the one, which runs in the north-south directions near Taiwan or in the south of Japan. This was analysed in the most cases and named variously by many researchers, but the name "Taiwan Convergence" must be the best (YOSHINO (32)), 4. the ones, which run in the west-east direction over the Pacific. This is the west part of the main ITC continuing from the equatorial Pacific.

For winter the preceding results were not so diverse as compared with summer. The ITC runs in the west-east direction between 0-10° S in winter. The reason why the various conclusion showing the different positions of the ITC and the PF was drawn for the summer conditions by the preceding researchers is considered as follows: 1. The heights analysed were different; they were the surface level, 2-3 km, 2000 ft or 10 000 ft. 2. The periods of the data analysed were different. Furthermore, the earlier works were of course not based upon sufficient numbers of data. 3. Although the ITC is a climatological phenomena, there were few studies based upon the mean airflow compiled from the data with sufficient observation period, except figures for 1950-1955 by DAO and CHEN (3).

3. Arrangement of data

In this paper, an attempt was made to clarify the horizontal and vertical distribution of the ITC and the PF from the climatological viewpoint. Low steadiness area is defined as convergence zone or frontal zone. Here,

$$\text{Steadiness} = \frac{\text{Vector mean wind velocity}}{\text{Scalar mean wind velocity}} \times 100\%$$

The steadiness values (average of 1956-1960) at the 2000, 5000, 10 000, 20 000, 30 000, and 40 000 ft level at every aerological station in these regions were obtained from Data 1 and 2.

First, meaning of low value of steadiness at a station must be considered. It implies practically or statistically the following cases: 1. Variable wind directions (frequency of wind directions is almost the same for all directions), 2. two prevailing wind directions, which are almost opposite, and 3. the range of prevailing wind directions was not so wide, but mean wind velocity is weak. Climatologically speaking, low values of steadiness seem to be found at the same levels in the atmosphere as the corresponding low values of the mean zonal component of the wind as pointed out by PALMER et al. (17). By presenting two curves for October 1952 and February 1954, they showed also that the vertical profiles of steadiness at four stations in the Marshall Island did not consistently lie, due to the seasonal change, at any particular level in the troposphere as well as stratosphere. From the synoptic climatological viewpoint, it should be noticed that low steadiness zone corresponds not only to the convergence zone, but also to series of vortices on the stream line-map, to series of alternation of vortices and neutral points of stream lines, to only sharp bending of mean stream lines, or to anticyclonic areas. As it was discussed in application to short-period forecasting, high steadiness indicates a strong predisposition for the wind to blow in the mean resultant direction or to shift toward that direction. However, low steadiness cannot be so simply interpreted (RAMAGE (20)). This is thought to be because of the various characteristics in the wind fields in low steadiness area.

4. Results

4.1. Horizontal distribution

The horizontal distributions are first described by presenting the steadiness distributions at 2,000 ft level average of 1956-60. The position of the ITC and the PF and their names were decided making reference to the stream line charts (Data 1).

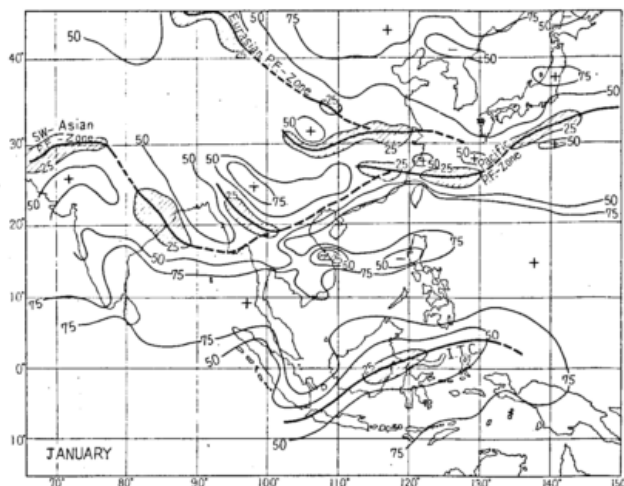


Fig. 2
The position of the ITC and the PF in January.

January (Fig. 2) — The ITC is seen near the equator over Borneo and Celebes. The Southwest Asian PF appears in West Pakistan, 30° N and then extends to the Bay of Bengal. Another branch situates in Burma. The east part of the Eurasian PF comes down along the southern side of Altai, between Mongol and China, to middle China, where a branch of the Pacific PF situates along the Yangtze Valley (30° N). The Pacific PF starts from South China, about 25° N, and extends first to east and gradually in the northeast direction along the southern coast of Japan.

The westerly develops on the south of the ITC and the northeasterly on the north of the ITC. This northeasterly is called as the winter monsoon over South and Southeast Asia, but the trade winds over the Northwest Pacific. Between the monsoon and the trade winds, there found no marked boundary. The northwesterly or westerly develops on the north of the Pacific PF. This brings winter monsoon in North China, Korea and Japan. The low steadiness areas over India and Burma have been revealed as areas with the relatively sharp turn of air streams as illustrated by WAGNER (29).

April (Fig. 3) — The ITC develops from the southern parts of New Guinea and Celebes, via Malaya, to the Andaman Sea. The Southwest Asian PF occupies nor-

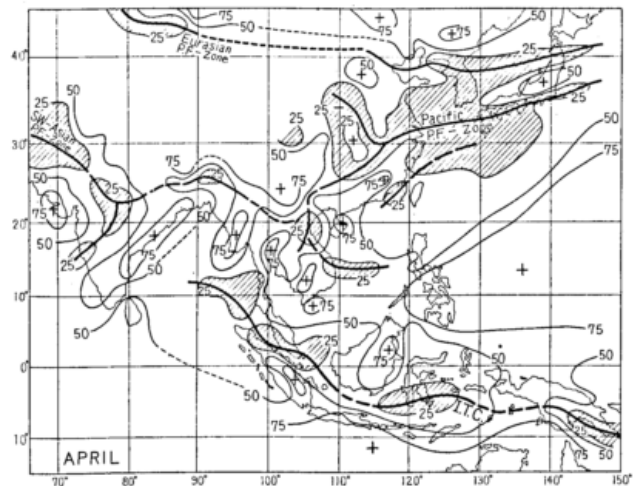


Fig. 3
Same as fig. 2, but in April.

thern part of India. It extends crossing East Pakistan to Viet-nam. The eastern part of the Eurasian PF appears north of 40° N, the same as the January condition. The Pacific PF expands its area showing the double zonal structure, which was also revealed in the distribution pattern of the high value of rainfall in June (YOSHINO (32)).

The stream line shows the easterly to the southeasterly at the southern side of the ITC and the easterly over the Northwest Pacific between the ITC and the Pacific PF. The westerly develops both on the south of the Southwest Asian PF and the north of the Eurasian PF.

July (Fig. 4) — The ITC in North India, which was striking also in fig. 1 extends in the ESE direction to the Philippines. This is the NITC, if we classify the ITC into the NITC and the SITC (FLOHN (7), (9)). This NITC is cut down over north Viet-nam, where the Southwesterly, the summer monsoon over South and Southeast Asia, flows into East Asia bringing the rainy season in early summer. The SITC branches off from the main ITC in the Mindanao Isl., the Philippines, to Sumatra. However, it is also cut down in northern Borneo. A branch, the Taiwan Convergence, extending from east of the Philippines and Taiwan to western Japan, is also seen. It is

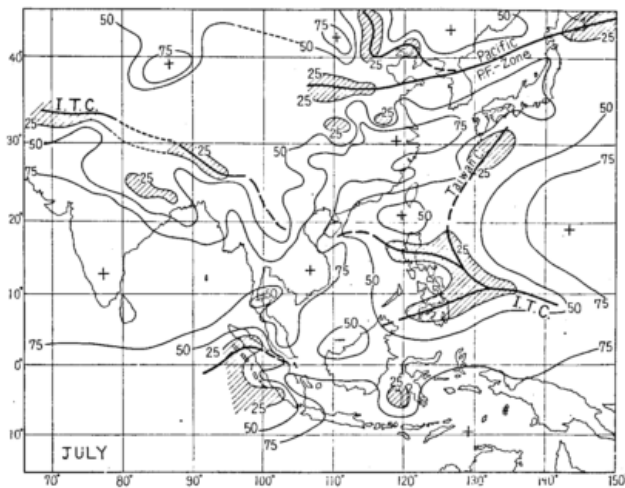


Fig. 4
Same as fig. 2, but in July.

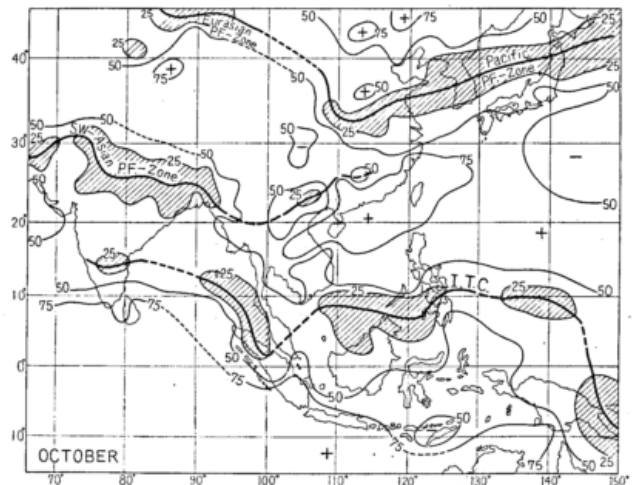


Fig. 5
Same as fig. 2, but in October.

very interesting that these three convergence zones were found in the preceding various analyses separately, as mentioned above, but they are all true as far as climatologically seen: that is, there exist three convergence zones branched off in the Philippines, the SITC, the NITC and the Taiwan Convergence. It must be noticed that the former two are obscured or perfectly cut down quite near area on the west of the Philippines.

The stream line over South Asia is uniformly southwesterly. In East Pakistan it changes the direction from the southerly to the southeasterly forming the so-called monsoon trough in the Gangis Valley, north India. The two low steadiness areas in eastern India have been clearly analysed as boundary lines on the map showing the SW-monsoon at the 1 km level by WAGNER (29).

The easterly or the eastsoutheasterly, the monsoon, in the area of south of the equator, east of Java Isl., Indonesia, flows into the Borneo Sea, then to the South China Sea, changing the direction from southerly to southwesterly. After confluenting both southwesterlies, one from South Asia and the other originated as the easterly from Indonesia and northern Australia, the southwesterly reaches to western Japan via South China.

Once it was pointed out from the statistical investigation that the beginning date of rainy season in Tokyo in early summer has close relation not only to that of the southwest monsoon in India, but also to that of the dry season in Java, caused by the east monsoon (ARAKAWA (2)). This evidence can be explained here by the facts that the cutting down of the SITC and the NITC enables the confluence of both southwest air streams and the invasion of the southwesterly to Japan. From his result, it is suggested that this circulation pattern takes place in parallel year by year.

The Taiwan Convergence is caused by the confliction two air streams, the southwesterly mentioned above and the southerly or the southeasterly from the subtropical anticyclone over the Northwest Pacific. It has little frontal activity (THOMPSON (26)), but it must not be neglected in the frontology in East Asia (YOSHINO (32)).

October (Fig. 5) — The NITC runs along about 10° N over Southeast Asia. The SITC is not apparent, but only be tracable near Timor, Lesser Sunda Isl. The Southwest Asian PF appears in North India. The Eurasian PF and the Pacific PF come down to the same situation for January, but the position is about 10 degrees north.

The southwesterly develops on the south of the NITC, and the northeasterly on the north of it, just like the condition in January. Over South Asia, the northeast stream lines are not yet apparent as in winter, because the width between the NITC and the PF is not broad.

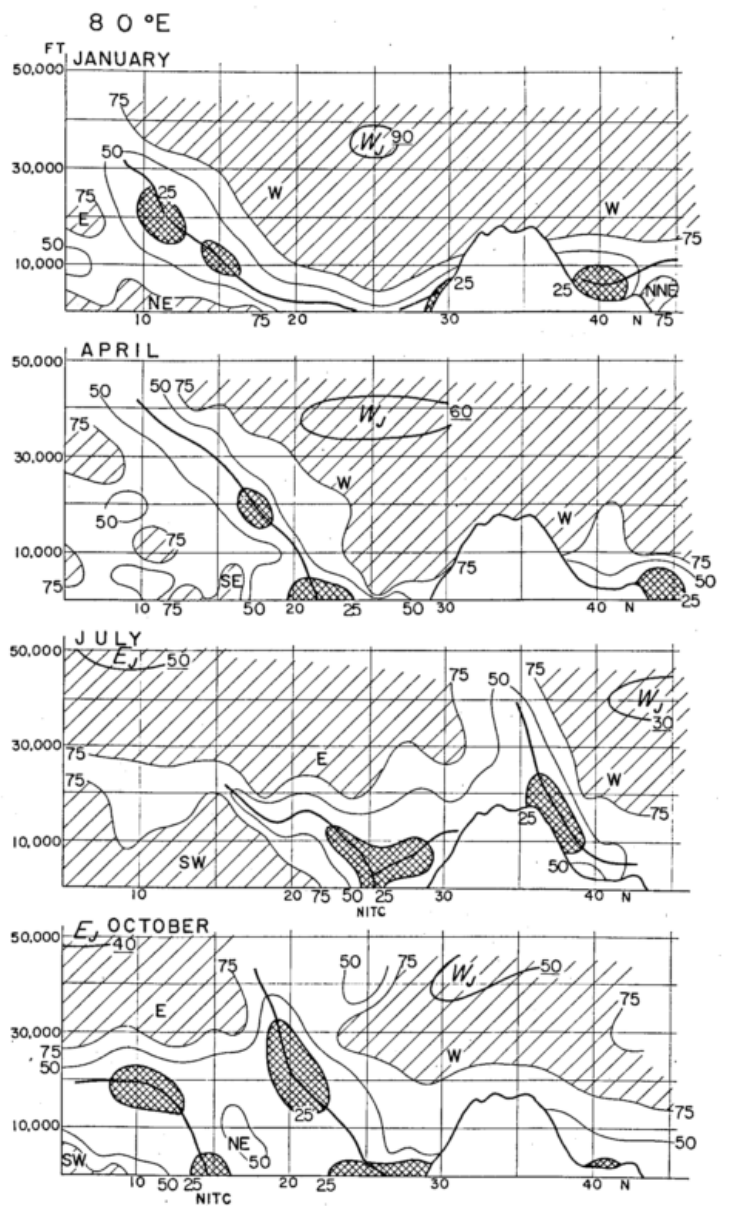


Fig. 6
Cross-sections of the steadiness of the winds along 80° E in January, April, July and October. W: the westerly, E: the easterly and so on. W_J: axis of the westerly jet stream, E_J: that of the easterly jet stream. Values with under line: mean wind velocity in knots. Thick line: steadiness-minimum line.

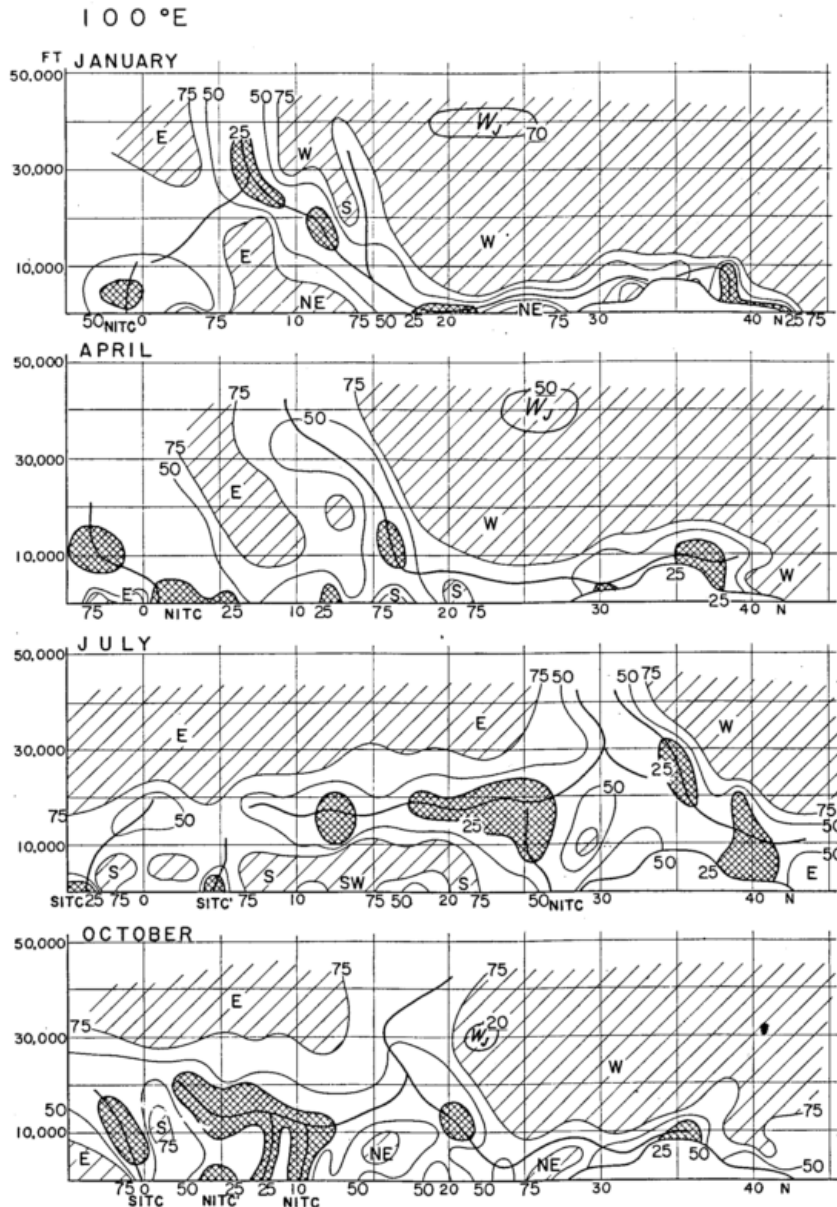


Fig. 7
Same as fig. 6, but along 100° E.

4.2. Vertical structure

The vertical distributions of steadiness are given for January, April, July and October at the cross-sections along 80, 100, 120 and 140° E respectively. The steadiness values as an average of 1956—60 were obtained from Data 1. At the cross-sections (Figs. 6—9), the lines showing the steadiness-minimum and the positions and velocity of the jet streams are presented as well as the steadiness distribution.

Along 80° E — At first, the line of steadiness-minimum must be described, because its seasonal shifting is very clear and has close relation to the characteristics of the ITC or the PF. In January the westerly jet develops markedly (90 knots) at 25° N and below it, the steadiness-minimum line started from the 30,000 ft level reaches to the surface, where the South Asian PF develops at surface level. In July the steadiness-minimum line between the easterly and westerly moves to the north of the Himalaya. At the higher level, westerly occupies on the northern side of this line in contrast to the easterly of the southern side. The height of the NITC seems to be influenced by the widely developed easterly at the upper troposphere south of 30° N. It is said by the mountain climbers that, when the summer monsoon takes

place in India, the unstable weather appears in the Himalaya. This was explainable first by this figure from the synoptic climatological viewpoint; that is, the invasion of the southwest monsoon over India, even though whose northern limit and height is far from the Himalaya, means the northward shifting of the PF associated with the steadiness-minimum line and consequently the PF comes just over the Himalaya, bringing the bad variable weather.

In October, the NITC retreats to the lower latitude and the steadiness-minimum line moves also. Westerly region comes over the Himalaya.

Along 100° E — In January the steadiness-minimum line comes down to 20° N at the surface, where the South Asian PF develops just below the westerly jet. The NITC locates near the equator in January and April, but its range is small. In contrast to the obscured Pacific PF on the southern side of the Tibetan Plateau in January and April, the Eurasian PF on the northern side is apparent.

In July the structure is quite striking. The SITC and its branches, the SITC', locate near the equator and between these two and the NITC, there occupies southerly or southwesterly region up to the 700 mb level. Above

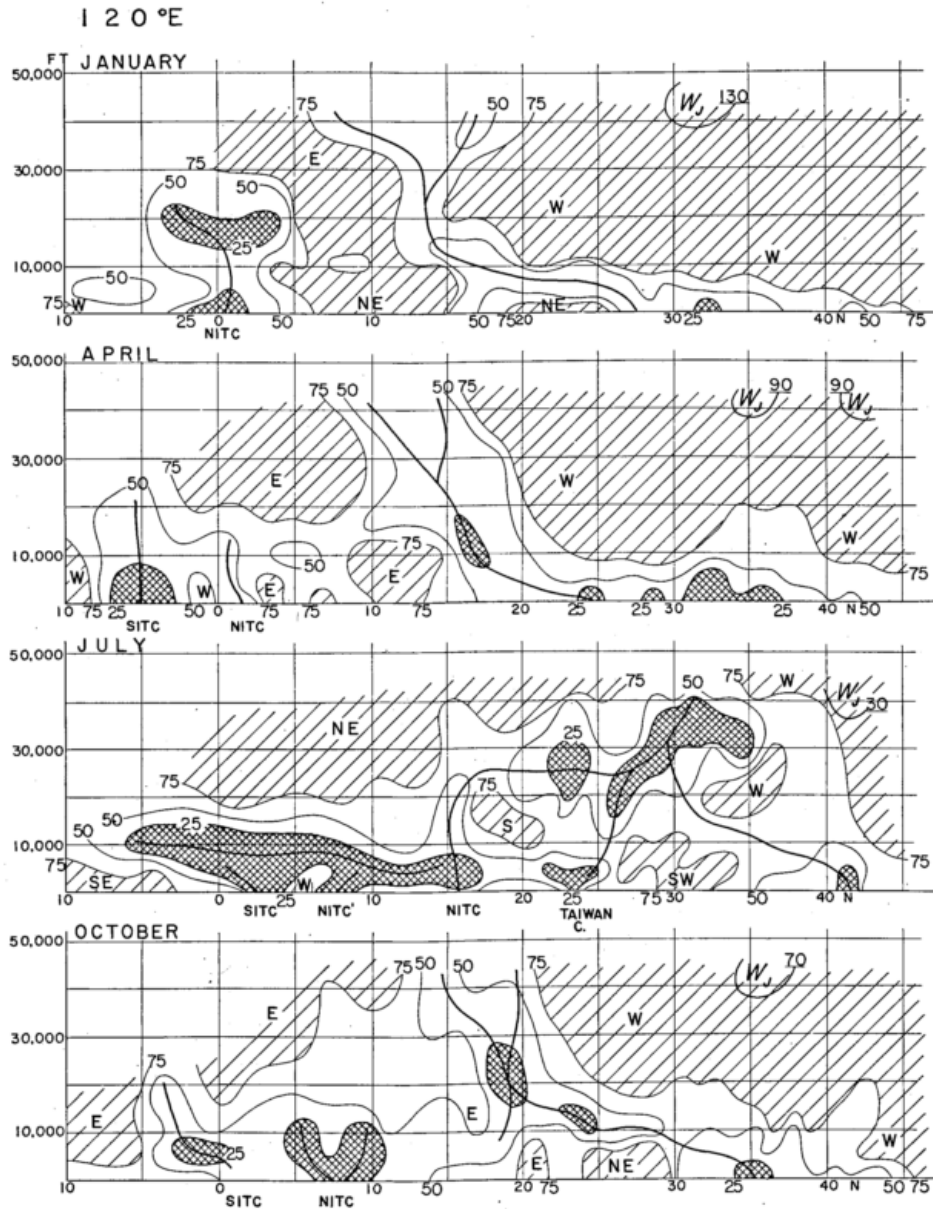


Fig. 8
Same as fig. 6, but along 120° E.

this region thick layer with low steadiness is seen between the equator and 25° N above the NITC. This is considered as a result of greater variation, occurred day to day and also year by year, in the height of upper limit of the southerly and southwesterly, summer monsoon over Southeast Asia, or the lower limit of easterly originated from the South Asian high at the upper troposphere. Their characteristics are also seen on the sections along 80° E and 120° E, but along 100° E the most apparent. This is to say, the southwesterly at the lower troposphere is the most variable along 100° E in July.

In October the westerly jet situates at the southern side of the Plateau, but the low steadiness area, corresponding to the Southwest Asian PF, do not develop as compared to January. The NITC and the NITC' reach to its height up to about 500 mb level.

Along 120° E — The westerly jet, the strongest one in the world, locates at the 150 mb level at 32° N with the velocity of 130 knots in January. Below it, the steadiness-minimum line reaches to the surface where the PF develops.

The NITC reaches up to the 400 mb level at the equator showing a heartlike-form in its upper part. This form was clearly seen at some cross-section: e. g. the

NITC along 80° E in July and along 120° E in October. In April the SITC appears at 5° S and the NITC at 2° N. The thin northeasterly layer located at the surface between 20 and 25° N in January is disappeared in April and on this account, the steadiness-minimum line reaches to the surface level south of 25° N. The low steadiness area is widely appeared from 25 to 37° N, which corresponds to the region of the active extratropical cyclones in spring.

In July the distribution pattern is the most complicated. The height of the SITC, the NITC', the NITC and the Taiwan Convergence decreases from 10,000 ft at the equator to 5,000 ft at 15° N. Between the NITC and the Taiwan Convergence, the southerly appears at the higher levels and between the Taiwan Convergence and the Pacific PF at 42° N, the southwesterly prevails below 10,000 ft. Between the northeasterly and the westerly at the upper troposphere, there is a large area of low steadiness.

In October the pattern resembles to that in January. But the NITC locates still at 6—10° N and the northeasterly between 25 and 30° N is slightly thick.

Along 140° E --- The distribution patterns along 140° E are simpler than those along 80, 100 and 120° E, because

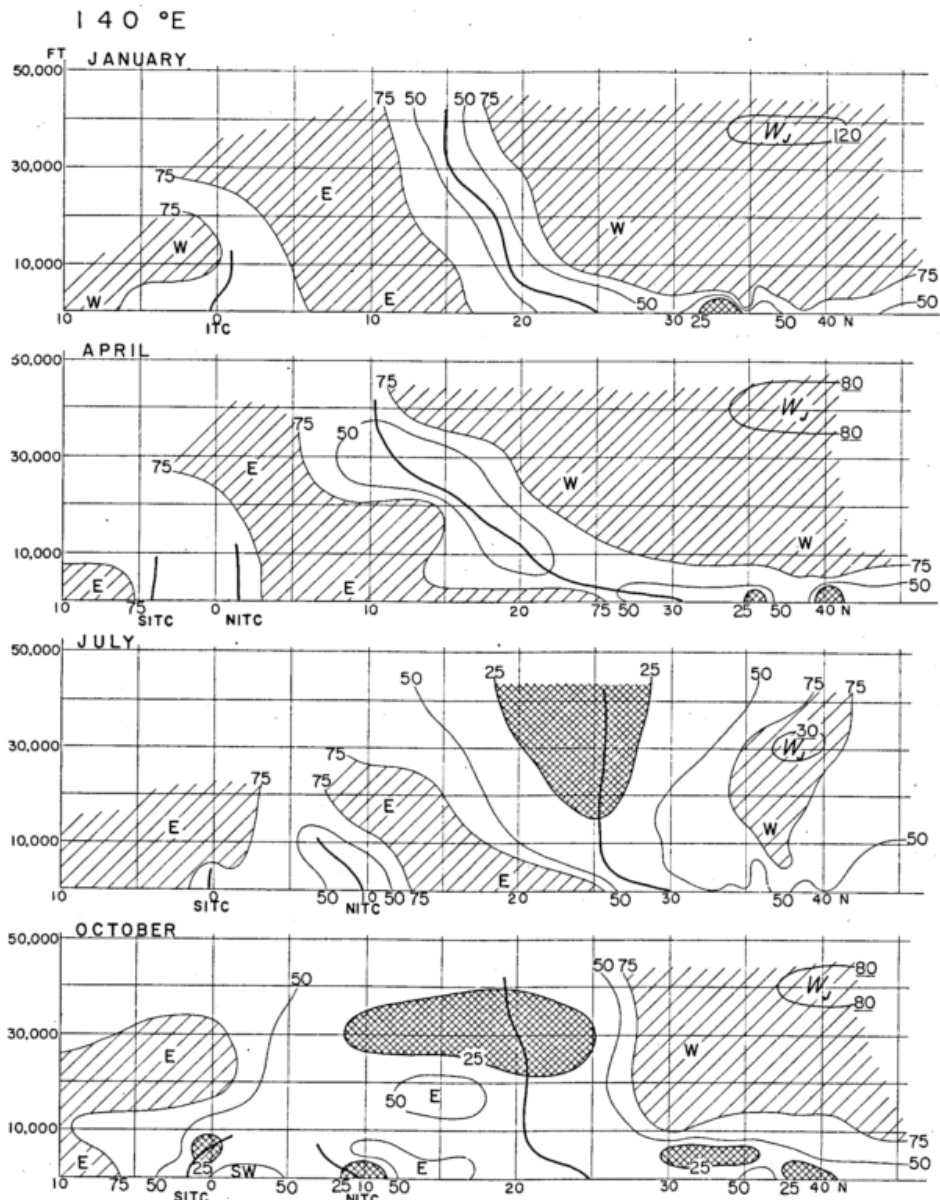


Fig. 9
Same as fig. 6, but along 140° E.

of the small numbers of the observation points in the Pacific Ocean.

In January the distribution is something like a schematic figure: the westerly on the south of the equator, the easterly between the ITC and the steadiness-minimum line, the westerly at the high latitude north of the line, and the low steadiness area between 30° N, which corresponds to the Pacific PF below the westerly jet stream. In April the situation is the same as in January. The most striking feature is the low steadiness area between 20 and 28° N in July and between 10 and 25° N in October at the upper troposphere above the 500 mb level. It must be pointed out that the easterly develops below this area. This fact suggests the weakness, variability and structure of the anti-trade winds in connection with the meridional circulation (YOSHINO) (33).

5. Some discussions

5.1. Vertical and horizontal structures

The both air masses converging to the ITC have similar warm, moist air which has travelled for long distances over tropical or equatorial seas. Convergence under these circumstances is hardly detected on the daily

synoptic charts at the surface level. From the experience and the meteorological study during World War II, it was shown that the 2 km level charts were most useful to delineate and forecast the situations, because they could contain the equatorial high (Equatorial low at the surface), equatorial front between the equatorial high and the mid-latitude anticyclone, the converging line (ITC) and the distribution of cumulonimbus clouds over Southeast Asia (OTANI (16)). As has been shown at the cross-section in Figs 6—9, it may be said that, including his conclusion, the 2,000 ft or 5,000 ft level is one of the best height to describe the horizontal positions of the ITC not only on daily charts but also on mean maps.

As RIEHL (23) has stated, the daily charts showing a greater longitude range indicate that the equatorial trough contains not a simple convergence zone along its entire length, but rather a system of eddies which, at least east of 130—140° E, may be interpreted as equatorial waves. Also, it must be mentioned that the NITC and the SITC are not a simple zone or line, but have a character of waving zone consist of multiple convergence lines (FLETCHER (6)). In the present study, these features were expressed only as a low steadiness area. The detailed analysis must be made by a different method in future.

The heart-shaped area of the NITC is seen at the cross-sections along 80° E in July and along 120° E in October. Its deformed shapes are also seen in some cross-sections. This shape corresponds to the meridional circulation pattern near the NITC: updrift above the NITC and the meridional flows (separation) of the anti-trades at some heights above the NITC. According to the distribution map of radiation temperature for the globe on July 16, 1961, taken by TIROS III, the temperature of cloud top along the ITC over Southeast Asia was similar to that of the Pacific PF with range of 230—260° K (ALLISON, THOMAS, and WARNECKE (1)). This implies that the height of cloud top was both about 10 km. The structure of the convergence zone in the eastern North Pacific was discussed by the TIROS photographic data (SADLER (24), HUBERT (12)). Accumulations of these results may serve our purpose in the present study area in near future.

5.2. The ITC and the PF as related to precipitation

TREWARTHA (27) pointed out that the precipitation zone situates just under the axis of subtropical westerly jetstreams in South China (25—30° N) in winter. It was explained by considering the frequent cyclogenesis and cyclone track under the jet stream. On the other hand, the amount of precipitation under the weak jet stream in North China is half as compared with that of the zone in South China. Why are they active just under the jet stream in South China? This question came from the facts: 1. The frontal zone does not reach to the surface level just under the jet stream axis, but several degrees latitudinally south, according to a model showing jet stream and frontal zone (ENDLICH, McLEAN (5)). 2. On the model presented by MOHRI, it was seen that the polar front started from near the polar jet core, declining to south, reaches at the surface just below the subtropical jet stream core (MOHRI (14), (15)).

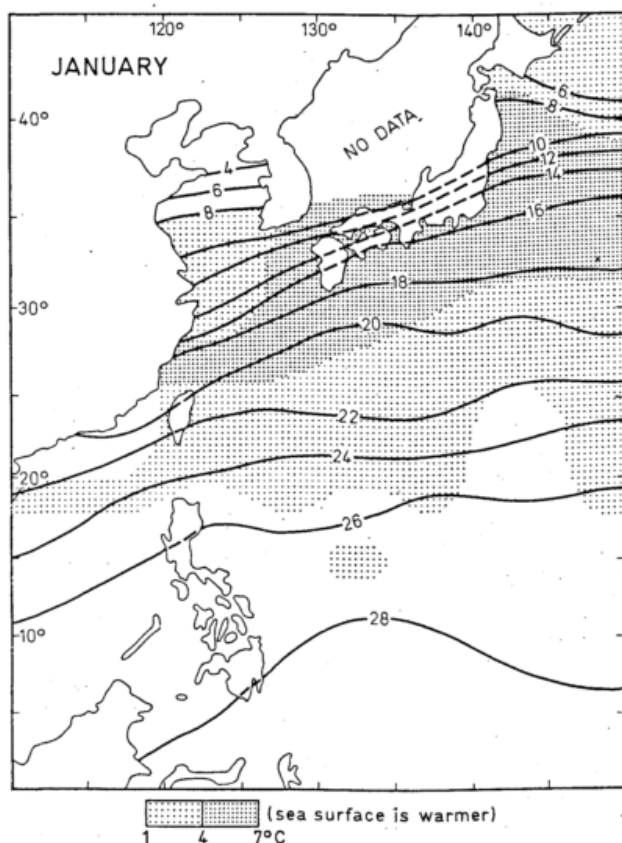


Fig. 10

Distribution of sea surface temperature (isotherm in °C) and the area, where sea surface is warmer than air in January.

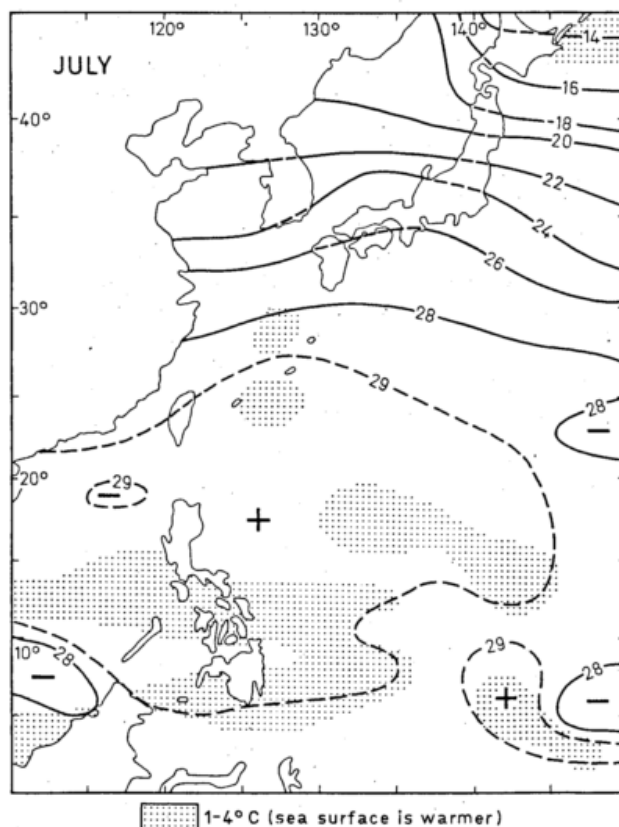


Fig. 11

Same as fig. 10, but in July.

Observing the cross-sections of steadiness in figs. 6—9, we may answer to the question as follows: When the steadiness-minimum line is connected to any PF, it becomes active and consequently precipitation is abundant along it. The distributions of air streams together with the ITC, rainfall amount and the cyclone tracks over South and Southeast Asia were given by RAMANATHAN (21). By comparing the figures in the present paper with his figures, it was elucidated that, when the steadiness-minimum line was connected to the Southwest Asian PF, plenty precipitation along it was observed at 80° E in April and October and, also when it was so to the Pacific PF, much precipitation (100—200 mm) was seen at 120° E in January, April and October.

In the sea areas the relation between the position of the ITC and rainfall distribution is not so clear, probably because of small number of the observation points. A good example in July is: Over the Indian Ocean, the area of the ITC shows relatively high percentage of occurrence of rainfall (20—30%, which is roughly equivalent to 50—100 mm in a month). Over the Northwest Pacific, the distribution area of the development and movement of the typhoons coincides perfectly with that of the ITC in fig. 4, giving maximum number on the northeast of the Philippines (FRANK, JORDAN (10)). Geographical distribution of frequency of the tropical depressions during the cool season (November through April) distinguished three distinct sub-areas: The Bay of Bengal, the South China Sea and the east of the Philippines (RAMAGE (19)). The location of the sub-areas corresponds to the ITC in October shown in fig. 5, because the latitudinal change of the ITC during the cool season is not so great.

5.3. The relationship between the position of the ITC and the PF and the sea surface temperature

Using the marine climatological tables (Data 3) compiled for each square (2° latitudes and 5° longitudes) for

each month, the average values of 1956—60 for each square were calculated. To study the relationship between the positions of the ITC and the PF and the sea surface temperature, the maps showing the distribution of the sea surface temperature and the area, where the sea surface is warmer than the air were made for January (fig. 10) and for July (fig. 11). One can easily compare fig. 10 with fig. 2 und fig. 11 with fig. 4, because the both data covered the same years period.

As far as the area shown in fig. 10 concerned, the perfect coincidence is observed between the position of the Pacific PF and the area, where the sea surface is 4—7° C warmer than the air. Once it was pointed out by REED (22), that th position of the PF in the Pacific related to the sea surface temperature distribution: the warm current in the Pacific Ocean. However, the distribution of the temperature difference between the sea surface and the air may be better to explain the position of the PF through the process of air-sea interaction.

The figures in July show again good positional accordance with each other. The position of the ITC shown in fig. 4 coincides with the area, east of the Philippines, where the sea surface is 1—3° C warmer than the air. So-called Taiwan convergence and the Pacific PF in the east of Hokkaido, Japan, in fig. 4 is clearly seen also in fig. 11.

From the climatological viewpoint, therefore, the position of the ITC and the PF accordance with the areas, where the sea surface is more over 4° C warmer than the air in January and 1—3° C in July. For the individual year, such relationship has not yet been studied, but it seems to be very important for the long range weather forecasting.

References

- (1) ALLISON, L. J.; THOMAS, I. G.; WARNECKE, G.: A quasi-global presentation of TIROS III radiation data. NASA SP-53, Sci. Techn. Inf. Div. NASA (1964).
- (2) ARAKAWA, H.: Relation among beginning of dry season in Java, establishment of SW monsoon in India and onset of Bai-u in the Far East. Proc. IGU Reg. Conf. Japan 1957 (1959) S. 589—592.
- (3) DAO, SH. Y.; CHEN, L. SH.: The structure of general circulation over continent of Asia in summer. 75th Ann. Vol. Meteor. Soc. Japan (1957) S. 215 to 229.
- (4) DOBBY, E. H. G.: Winds and fronts over Southeast Asia. Geogr. Rev. 35 (1945) S. 204—218.
- (5) ENDLICH, R. M.; McLEAN, G. S.: The structure of the jet stream core. J. Meteor. 14 (1957) S. 543—552.
- (6) FLETCHER, R. D.: The general circulation of the tropical and equatorial atmosphere. J. Meteor. 2 (1945) S. 167—174.
- (7) FLOHN, H.: Wilhelm Meinardus und die Revision unserer Vorstellungen von der atmosphärischen Zirkulation. Z. Meteor. 7 (1953) S. 97—108.
- (8) FLOHN, H.: Large-scale aspects of the summer monsoon in South and East Asia. 75th Ann. Vol. J. Meteor. Soc. Japan (1957) S. 180—186.
- (9) FLOHN, H.: Recent investigations on the mechanism of the summer monsoon of southern and eastern Asia. Sympos. Monsoon of the World (1960) S. 75—88.
- (10) FRANK, N. L.; JORDAN, C. L.: Climatological aspects of the intensity of typhoons. Geophys. Mag. 30 (1960) S. 131—148.
- (11) GARBELL, M. A.: Tropical and equatorial meteorology. New York (1947).
- (12) HUBERT, L. F.: ITC and high level analysis aids. Proc. Inter-Regional Sem. on Interpretation and use of Meteorological Satellite Data. Japan Meteor. Agency Techn. Rep. 47 (1965) S. 47—56.
- (13) KURASCHIMA, A.: Taiki kanryu to kisetsufu. (General circulation and monsoon) Kisetsufu by Nemoto et al. (1959) S. 201—283.
- (14) MOHRI, K.: On the fields of wind and temperature over Japan and adjacent waters during winter of 1950—1951. Tellus 5 (1953) S. 340—358.
- (15) MOHRI, K.: Jet stream and upper fronts in the general circulation and their characteristics over the Far East. (Pt. II) Geophys. Mag. 29 (1959) S. 333 to 412.
- (16) OTANI, T.: Converging line of the northeast trade wind and converging belt of the tropical air current. Geophys. Mag. 25 (1954) S. 1—122.
- (17) PALMER, C. E. et al.: The practical aspect of tropical meteorology. Air Force Surv. Geophys. No. 76 (1955) 195 p.
- (18) PEDELABORDE, P.: Les moussons. Paris (1958) S. 1—208.
- (19) RAMAGE, C. S.: Relationship of general circulation to normal weather over southern Asia and the western Pacific during the cool season. J. Meteor. 9 (1952) S. 403—408.
- (20) RAMAGE, C. S.: Notes on the meteorology of the tropical Pacific and southeast Asia. Air Force Surv. Geophys. No. 126 (1960) S. 141 p.
- (21) RAMANATHAN, K. R.: Monsoons and the general circulation of the atmosphere. Symp. on Monsoons of the world (1960) S. 53—64.
- (22) REED, R. J.: Principal frontal zones of the Northern Hemisphere in winter and summer. Bull. Amer. Meteor. Soc. 41 (1960) 591—598.
- (23) RIEHL, H.: Tropical meteorology. New York (1954) 392 p.
- (24) SADLER, J. C.: TIROS observations of the summer circulation and weather patterns of the eastern North Pacific. Symp. Tropic. Meteor. (1963) S. 553 to 571.
- (25) SAWYER, J. S.: Memorandum on the intertropical front. British Met. Off. Met. Rep. 2 (1951) No. 10.
- (26) THOMPSON, B. W.: An essay on the general circulation of the atmosphere over Southeast Asia and the West Pacific. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 77 (1951) S. 569—597.
- (27) TREWARTHA, G. T.: Climate as related to the jet stream in the orient. Erdkunde 12 (1958) S. 205 to 214.
- (28) TREWARTHA, G. T.: The earth's problem climates. Madison (1961) 334 p.
- (29) WAGNER, A.: Zur Aerologie des indischen Monsuns. Gerlands Beitr. Geophys. 30 (1931) S. 196 bis 238.
- (30) WATTS, I. E. M.: Equatorial weather. London (1955) 224 p.
- (31) YOSHIMURA, M.: Annual change in frontal zones in the Northern Hemisphere, Geogr. Rev. Japan 40 (1967) S. 393—408.
- (32) YOSHINO, M. M.: Rainfall, frontal zones and jet streams in early summer over East Asia. Bonner Meteor. Abh. 3 (1963) S. 1—127.
- (33) YOSHINO, M. M.: Atmospheric circulation over the Northwest Pacific in summer. Meteor. Rdsch. 20 (1967) S. 45—52.

Data Sources

- Data 1. Meteorological Department, Thailand: Upper winds over Southeast Asia and neighbouring areas. 1965.
- Data 2. Joint Task Force Seven: Mean monthly upper tropospheric circulation over the tropical Pacific during 1954—1959.
- Data 3. Marine Division, Japan Meteorological Agency, Tokyo: Marine climatological tables of the North Pacific Ocean, 1942—60 Pt. 1 1962.

DK 551.513 : 551.583 (261)

Langfristige Schwankungen der troposphärischen Zirkulation über dem Nordatlantik im Zeitraum 1949—1966

von

KAREL BAYER und VĚRA BAYEROVÁ

Zusammenfassung

Die zonalen Windkomponenten in der 500-mb-Fläche für die Periode 1949 — 1966 weisen markante Schwankungen im Zeitabstand von 2 bis 3 Jahren zwischen 70° und 50° W und zwischen 10° und 30° E auf, während über dem zentralen Gebiet Nordamerikas und des Nordatlantiks eine ausgesprochene Erhaltungsneigung zu sehen ist. Diese Eigenschaften des Höhenwind- bzw. Höhendruckfeldes stehen im Zusammenhang mit systematischen Verschiebungen und Änderungen der quasipermanenten Druckzentren in dem mittleren Bodendruckfeld. Verschiedene Varianten von Koppelung der Schwankungen in der 500-mb-Fläche und der Änderung im Bodendruckfeld wurden typisiert. Die Erscheinung wurde am Beispiel des Zeitraumes 1961 — 1966 ausführlich untersucht.

Abstract

The zonal wind components at the 500-mb-level for period 1949—1966 show an important oscillation from 2 to 3 years between 70° and 50° W and between 10° and 30° E. In the region of North America and in the central region of the North Atlantic there is a clear tendency of persistence. These features of the high-level wind- respectively pressure-field are related to systematic shifts and intensity fluctuations of the quasipermanent pressure pattern in the mean pressure-field at sea-level. Different variants of the relationship to the oscillations at the 500-mb-level and the oscillations in the pressure-field at sea-level are discussed. The phenomenon has been investigated extensively by means of the example for the period 1961 to 1966.

Einleitung

Die jährliche Periode gehört zu den einwandfreien periodischen Vorgängen in der Atmosphäre. Die entsprechenden Jahreszeiten in einzelnen Jahren ähneln sich, aber gleichzeitig unterschieden sie sich auch untereinander, und zwar manchmal ganz wesentlich. Wenn wir schematisch von der Jahreswelle sprechen werden, bedeuten diese Unterschiede entweder eine Änderung der Amplitude, oder eine Phasenverschiebung, oder sogar eine Änderung der Wellenlänge. Oder, und dies können wir mit Recht voraussetzen, kombinieren sich manchmal alle, manchmal nur gewisse Änderungen verschiedenartig, denn die Natur hat keine Lust, uns etwas zu erleichtern.

Wir wollen nun wissen, ob diese unterschiedlichen Jahreswellen ganz nach dem Zufallsgesetz um die allgemeine Klimatendenz schwanken, oder ob wir auch in mehreren Jahren eine gewisse Historie voraussetzen können. Damit meinen wir nicht die schon längst nachgewiesenen Klimaschwankungen und Klimatendenzen von einigen Jahrzehnten, sondern die Geschichte der Atmosphäre, welche gerade die von Monat zu Monat auftretenden

jahreszeitlichen Änderungen mit solchen Jahrzehnte andauernden Klimatendenzen verbindet. Falls die Schwankungen von einzelnen Jahren einer Klimatendenz entlang willkürlich zerstreut sind als Folge der zufällig entstehenden Wolken aus- oder auflösenden Wirbeltätigkeit der Atmosphäre in großen Ausmaßen — der Tätigkeit, die die Komponenten des Wärmehaushaltes wieder beeinflusst — dann ist eine eventuelle klimatologische Voraussage des allgemeinen Charakters der Jahreszeiten des nächsten Jahres vollkommen unmöglich. Es gibt aber auch eine zweite Möglichkeit, daß nämlich eine Erhaltungsneigung der Atmosphäre selbst, oder im Kontakt mit den angrenzenden Medien, Ozeanen, Kontinenten und dem Weltraum existiert. Es besteht die Möglichkeit der Existenz gewisser, ein Jahr übergreifender Tendenzen, ähnlich wie es bei den kurzfristigen atmosphärischen Prozessen in den mehrere Tage andauernden Großwetterlagen und den mit ihnen verbundenen Witterungen der Fall ist. Keinesfalls wollen wir von neuem eine Jagd nach Perioden unternehmen, aber es ist physikalisch gar nicht abwegig, eine Existenz von mehreren Jahre andauernden Tendenzen gewisser physikalischer Vorbereitungen der extremen Jahre für möglich zu halten.

Die Entscheidung zwischen diesen beiden Möglichkeiten zu bekommen, wollen wir vor allem an Hand von Jahresmittelwerten versuchen. Man darf dabei nicht vergessen, daß selbstverständlich gerade durch die Mittelbildung über einen verhältnismäßig langen Zeitraum den möglichen Verzerrungen Platz gegeben wird.

Wir möchten einen Vergleich mit den täglichen Mitteln durchführen. Es ist üblich, die täglichen Mittelwerte von den meteorologischen Elementen zu berechnen. Man weiß, daß wir dann eine Verzerrung der Realität bekommen. Erstens verschwindet der tägliche Gang, zweitens kann es an gewissen Tagen zu einer Witterungsumstellung kommen, die nicht genau mitberücksichtigt wird. Die erste Hälfte des Tages gehört noch zu einem bestimmten Witterungstyp, nach dem Durchzug einer ausgeprägten Front beginnt dann eine ganz andere Witterungsperiode. Die Tagesmittel verwischen diesen Vorgang. Ähnlich sieht es mit den Jahresmitteln aus. Sie beseitigen nicht nur den jährlichen Gang, sie verwischen auch die Tatsache, daß manchmal die erste Hälfte des Jahres ganz anders aussieht als die zweite (z. B. niederschlagsmäßig oder temperaturmäßig usw.). Bewußt haben wir doch mit den „unvernünftigen“ Jahreswerten begonnen.

Wir verfolgen dabei die Bedingungen der atmosphärischen Zirkulation hauptsächlich im Raum des Nordatlantiks und der angrenzenden Teile der beiden Kontinente Nordamerikas und Europas. Wo möglich, versuchen wir auch einen hemisphärischen Vergleich durchzuführen. Wir untersuchen nicht direkt das Windfeld, sondern wir gehen von dem Luftdruckfeld aus. Als Material dienen uns die Mittelwertskarten (1).

Zwischenjährliche Veränderlichkeit des Bodendruckfeldes

Bei dem Bodendruck widmen wir unsere Aufmerksamkeit vor allem den Tiefdruck- und Hochdruckzentren der Mittelwertskarte. Wir setzen voraus, daß die Karten der Monatsmittel des Luftdrucks sinnvoll sind. Die Tiefdruck- und Hochdruckgebiete einer solchen Karte zeigen uns die Räume, in welchen die Tiefdruck- oder Hochdruckgebiete des aktuellen Bodendruckfeldes am häufigsten vorkommen, also die Lagen der quasi-permanenten Druckgebilde, welche durch ihre Lage und Intensität die Zirkulation in ihrem Wirkungsbereiche charakterisieren. Wie BERNHARDT (2) gezeigt hat, lassen sich die monatlichen Luftdruckfelder gut auch mathematisch erfassen mit Hilfe von LEGENDRE-Polynomen. Wir wollen voraussetzen, daß auch die jährliche Mittelwertskarte die Hauptzirkulationszentren der Atmosphäre sinnvoll schildert.

Für Europa ist das Zusammenspiel der beiden nordatlantischen Zentren, des Islandtiefs (T_{IS}) und des Azorenhochs (H_{AZ}), ausschlaggebend. Wir können uns vorstellen, daß die mittlere Jahreskarte (3) aus den einzelnen Jahreskarten entstand. Verfolgen wir nun T_{IS} und H_{AZ} in den einzelnen Jahren des Zeitraumes 1949 bis 1966 (Abb. 1). Was die Lage anbelangt, zeigte sich T_{IS} beständiger in der Breitenlage, H_{AZ} beständiger in der Längelage. Am häufigsten liegt T_{IS} bei $60^\circ N$ (in 15 Fällen von 18) und H_{AZ} auf dem Breitenkreis $30^\circ N$ (in 11 von 18). Beide Druckzentren befanden sich am häufigsten auf $30^\circ W$, und zwar T_{IS} in 12 Fällen von 18 und H_{AZ} in 14 Fällen von 18. Diese Angaben sind den mittleren Karten (1) entnommen, wo wir immer den niedrigsten bzw. höchsten Schnittpunktwert des geographischen Netzes für den Mittelpunkt des Gebildes halten.

Betrachten wir nun die Schwankungen der Druckwerte in den Zentren der beiden atlantischen Druckgebilde (Abb. 1). Die Druckdifferenz Δp zwischen T_{IS} und H_{AZ} hat Minima in den Jahren

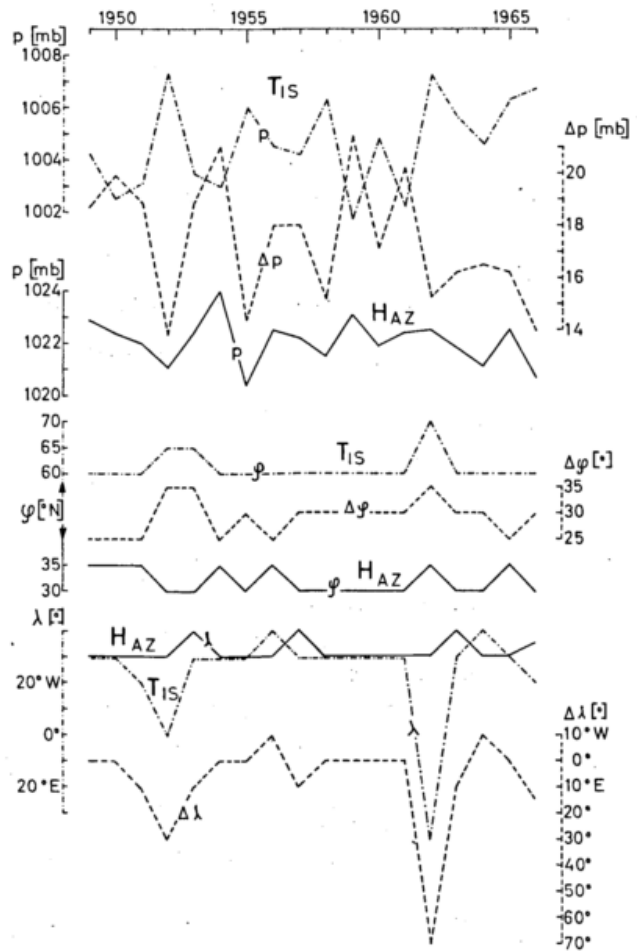


Abb. 1

Aus der Karte der Jahresmittel des Luftdrucks (1):

- $p(T_{IS})$ = der tiefste Schnittpunktwert des Luftdrucks in mb in Bereich des Islandtiefs.
- Δp = Differenz des Luftdrucks $p(H_{AZ}) - p(T_{IS})$.
- $p(H_{AZ})$ = höchster Schnittpunktwert des Luftdrucks in mb im Bereich des Azorenhochs.
- $\varphi(T_{IS})$ = Breitenlage des $p(T_{IS})$ in $^\circ$ der geogr. Breite.
- $\Delta \varphi$ = Breitenendifferenz zwischen der Lage des T_{IS} und des H_{AZ} in $^\circ$ der geogr. Breite.
- $\varphi(H_{AZ})$ = Breitenlage des $p(H_{AZ})$ in $^\circ$ der geogr. Breite.
- $\lambda(T_{IS})$ = Längelage des $p(T_{IS})$ in $^\circ$ der geogr. Länge.
- $\lambda(H_{AZ})$ = Längelage des $p(H_{AZ})$ in $^\circ$ der geogr. Länge.
- $\Delta \lambda$ = Längendifferenz zwischen der Lage des T_{IS} und des H_{AZ} in $^\circ$ der geogr. Länge. (0° = beide Zentren liegen an demselben Meridian. Abweichung nach W oder E nach der Verschiebung des T_{IS}).
- A_i, S_i ($i = 1$ bis 4) = Typ der zwischenjährlichen Änderungen (Erläuterung siehe im Text).

1952	} 3 Jahre Zeitabstand
1955	
1958	} 3 Jahre "
1960	
1962	} 2 Jahre "
1966	

und Maxima in den Jahren

1950	} 4 Jahre Zeitabstand
1954	
1956/57	} 2 Jahre "
1959	
1961	} 2 Jahre "
1961	

Dabei sieht man in der Darstellung (Abb. 1) zwei ganz auffallende Perioden. Seit dem Jahre 1950 bis 1961 trugen die beiden nordatlantischen Druckzentren zur Verminderung oder Vergrößerung der Druckdifferenz gleichzeitig bei. Zwischen den Jahren 1962 und 1965 stellt man dagegen einen parallelen Verlauf der beiden Mittelpunktswerte fest. Wenn wir die geographische Lage der Zentren genauer verfolgen, dann sehen wir, daß die größte Entfernung beider Zentren in meridionaler als auch in zonaler Richtung zu denselben Jahren auftrat, und zwar 1952 (1953), 1962. Die größte Entfernung der beiden Druckzentren ist hauptsächlich durch die Verschiebung des Islandtiefs nach Osten verursacht. Dabei sieht man, daß die Verschiebungen des Azorenhochs immer ein Jahr später nach einer Abweichung des Islandtiefs von der Lage der beiden nordatlantischen Druckzentren an demselben Meridian vorkamen. Die Entfernung des Islandtiefs von der Normallage beim 30. Meridian westlicher Länge ging bei den größten Abweichungen in den Jahren 1952 und 1962 zweimal nach Osten und einmal, nämlich im Jahre 1956, nach Westen vor sich. Beim Azorenhoch handelte es sich immer um die Verschiebung nach Westen. Was die Verschiebungen über die Breitenkreise anbelangt, sehen wir, daß in den Jahren 1952 und 1953 beide Zentren mit demselben Betrag zum gegenseitigen Entfernen beigetragen haben, wogegen im Jahre 1962 nur die Verschiebung des Islandtiefs nach Norden die Entfernung verursachte. Das Azorenhoch verminderte die Differenz durch eine Verschiebung ebenfalls nach Norden.

Meridionale Höhenunterschiede der 500-mb-Fläche

Verfolgen wir nun das Höhendruckfeld an Hand von Mittelkarten. Mit zunehmender Höhe verschwindet zuerst die Polarantizyklone und das Saharatiefdruckgebiet, wie wir z. B. auf der SCHERHAGSchen Karte des 850-mb-Niveaus sehen können (3), dann Asienhoch, Irantief und beide ozeanischen Tiefdruckgebiete als selbständige Luftdruckgebilde, und es entsteht der Polarwirbel mit einem Tiefdruckkern über Baffin-Bai und über dem Sibirischen Eismeer, wie es uns die 700-mb-Fläche zeigt (3). Die Kerngebiete der subtropischen Antizyklonen sind in der 700-mb-Fläche im Vergleich mit der Bodenkarte um ca. 20° nach Westen und 10° nach Süden im Atlantik und um 40° nach Westen und ebenfalls um 10° nach Süden im Pazifik verschoben. In der 500-mb-Fläche (3) verschieben sich die subtropischen Hochdruckzentren noch weiter zum Südwesten, es entsteht ein weiteres Hoch über der Sahara und ein einziges Tiefdruckzentrum des nordhemisphärischen Zirkumpolarwirbels, welches die mittlere Lage über den nördlichsten kanadischen Inseln einnimmt. Diese Lage des Zentrums des nordhemisphärischen Zirkumpolarwirbels bleibt dann beiläufig auch in den mittleren Karten der 300-, 200- und 100-mb-Fläche erhalten. Im großen und ganzen sind also die atmosphärischen Strömungsverhältnisse über West- und Mitteleuropa durch die meridionalen Luftdruckgradienten über dem Nordatlantik bestimmt. Wir möchten deshalb im weiteren die Höhendifferenzen der 500-mb-Fläche in zwei Breitengürteln verfolgen: zwischen 35° und 55° N (Z_S) und zwischen 55° und 75° N (Z_N) auf jedem zehnten Längengrad. Führen wir diese Berechnungen für die Jahresmittel der Höhe der 500-mb-Fläche durch, dann bekommen wir die in Abbildung 2 und in Abbildung 3 vorgeführten Isoplethendarstellungen.

Betrachten wir zuerst die Abbildung 2, wo die jährlichen Höhendifferenzen der 500-mb-Fläche im südlichen Breitenstreifen, d. h. die Differenzen zwischen 35° N und 55° N dargestellt sind. Während diese meridionalen Differenzen über Nordamerika und über dem zentralen Gebiet des Nordatlantiks eine ausgesprochene Erhaltungsneigung aufweisen, kommt es im Raum des 60. Längengrades West, d. h. also im Küstengebiet Nord-

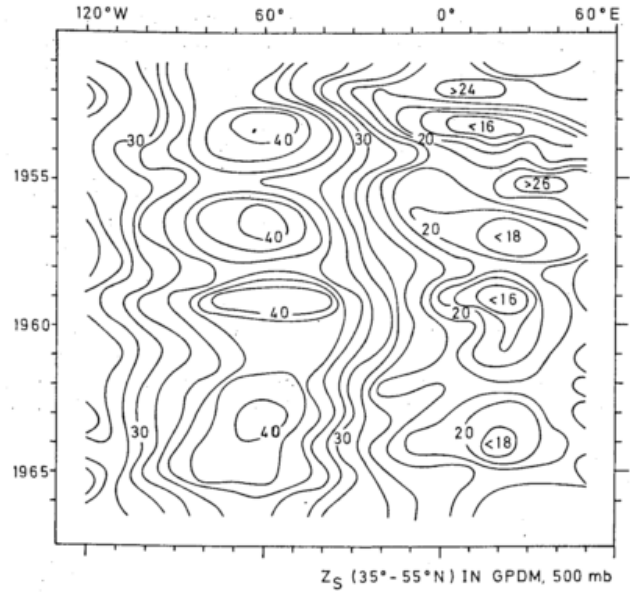


Abb. 2

Meridionale Höhendifferenzen der Jahresmittel der 500mb-Fläche in geopotentiellen Dekametern zwischen 35° N und 55° N für jeden zehnten Meridian im Raum zwischen 120° W und 60° E.

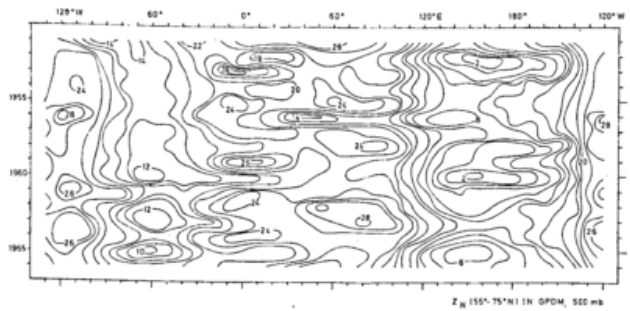


Abb. 3

Meridionale Höhendifferenzen der Jahresmittel der 500mb-Fläche in geopotentiellen Dekametern zwischen 55° N und 75° N für jeden zehnten Meridian auf der Nordhalbkugel.

amerikas und in dem Einzugsgebiet der nordatlantischen Frontalzone zu gewissen „quantenhaften“ Erhöhungen der zonalen Windkomponente mit den Maxima in den Jahren

- 1953 } 3 Jahren Zeitabstand
- 1956 } 3 Jahren Zeitabstand
- 1959 } 4 Jahren Zeitabstand
- 1963 }

Eine weitere bemerkenswerte Tatsache ist dabei die entsprechende Schwankung im europäischen Raum zwischen 10° E bis 30° E. Dabei entsprechen den maximalen Werten an der amerikanischen Küste die Minima in Europa und umgekehrt. Wenn wir nun dieses Bild mit dem nördlichen Breitengürtel, d. h. mit den Höhendifferenzen der 500-mb-Fläche zwischen 55° und 75° N vergleichen (Abb. 3), sehen wir eine beträchtlich verminderte Erhaltungsneigung über Amerika u. dem Atlantik. Die Schwankungen an der amerikanischen Küste und über Europa sind aber gut zu erkennen, diesmal wieder mit der eindeutigen Gegenläufigkeit zu den südlichen Indizes in der Abbildung 2.

Als weiteres Merkmal bekommen wir in der zirkumpolar erstreckten Darstellung des nördlichen Z_N -Indexes im Vergleich zum Atlantik eine analog sich verhaltende Atmosphäre über dem Pazifik und seinen Küstengebieten. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß die Erhaltungsneigung hier nicht an den Zentralbereich Asiens, sondern an den östlichen Teil des Kontinents

unmittelbar vor der Küstenzone gebunden zu sein scheint. Weiter zum Osten folgt dann die breite gestörte Zone der Schwankungen, mit den maximalen Oscillationen um 160° E, d. h. auf der Länge von Kamchatka und noch weiter nach Osten eine enge Zone der Erhaltungseigung über dem Ozean, wieder dicht vor der gestörten Küstenzone Westamerikas. Hier ist wieder bemerkenswert die eindeutige Gegenläufigkeit im Vergleich mit dem atlantischen Raum dieses nördlichen Gürtels.

Um die Struktur der meridionalen Höhendifferenzen der 500-mb-Fläche zu erkennen, berechnen wir nun nicht nur zwei Indizes, Z_S und Z_N , sondern alle fünf Breitengrad-Differenzen. Resultierende Isoplethendarstellung für den 60. westlichen Längengrad zeigt uns die Abbildung 4. Die Breitenlage der Maxima ist ab-

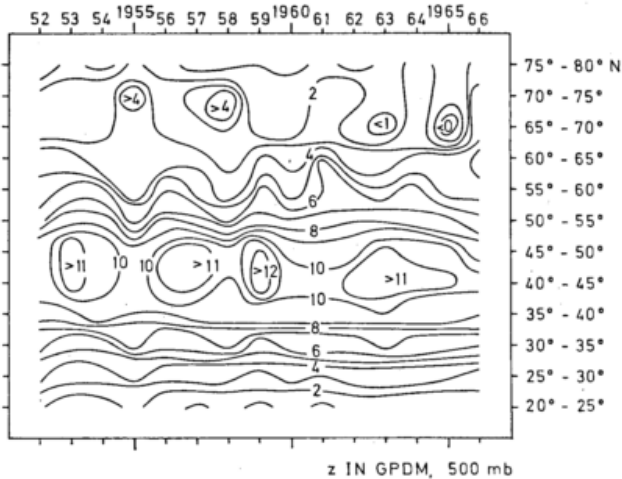


Abb. 4

Die 5 Breitengrad-Höhendifferenzen der Jahresmittel der 500mb-Fläche in geopotentiellen Dekametern bei 60° W.

solut persistent in dem ganzen untersuchten Zeitraum; sie ist an den 60° Längengrad W zwischen 40° und 50° N gebunden. Dabei sieht man aber in den Jahren der Verminderung der Zonalkomponente des Windes in diesem Teil des sechzigsten Längengrades eine markante Erhöhung der Zonalkomponente des Windes im hohen Norden, zwischen 70° und 75° N.

Eine der merkwürdigsten Tatsachen bei den Isoplethendarstellungen von Zonalindizes sind die Schwankungen, die besonders zwischen dem 35° und 55° Breitengrad sich geltend machen. Auf Grund der Untersuchungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre ergibt sich nämlich heutzutage, daß die Atmosphäre eine kleine Speichermöglichkeit besitzt. Die Erscheinungen, die sich hier aufzeichnen, deuten dagegen mehrjährige Tendenzen an. Dieses Ergebnis zeigt also anscheinend ein überraschend großes „Gedächtnis“ der Atmosphäre an.

Um eine bessere Vorstellung von der Bildung der Jahresmittel zu bekommen, berechnen wir die Werte der Z_N - und Z_S -Indizes für einzelne Monate des Zeitraumes 1961 — 1966. Die entsprechenden Isoplethendarstellungen weisen vor allem markante jahreszeitliche Schwankungen auf. Man bekommt auf 60° W die Hauptmaxima von Z_N im Herbst, sekundäre Maxima im Frühling. Minimale positive Werte oder sogar negative Werte von Z_N erhalten wir im Spätwinter; ein sekundäres Minimum zeigt die Sommermonate. Im südlichen Breitengürtel überwiegt auf 60° W ein Wintermaximum, wogegen die Minimalwerte von Z_S man im Frühling und im Frühsommer findet.

Diese klimatische Jahreswelle weist aber beträchtliche Unterschiede auf, wenn wir einzelne Jahre betrachten. Auf der Abbildung 5 sehen wir in der oberen

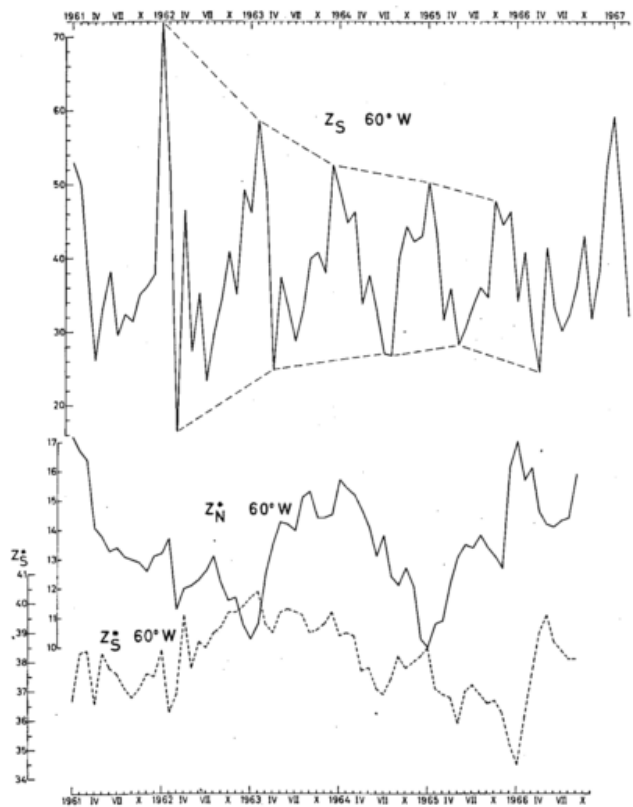


Abb. 5

Z_S = Meridionale Höhendifferenzen der Monatsmittel der 500mb-Fläche in geopotentiellen Dekametern zwischen 35° N und 55° N auf dem Längengrad 60° W.

Z_N^* = Einmonatlich übergreifende Jahresmittel der Höhendifferenzen der 500mb-Fläche in GPDM zwischen 55° N und 75° N auf 60° W.

Z_S^* = Einmonatlich übergreifende Jahresmittel der Höhendifferenzen der 500mb-Fläche in GPDM zwischen 35° N und 55° N auf 60° W.

Kurve den Verlauf des Z_S auf 60° W in den Monatsmitteln. Man sieht vier markante Jahreswellen, wobei die Amplitude sich nach dem ausgeprägten Ansatz im Winter 1961/62 immer weiter vermindert, so daß die graphische Darstellung an eine gedämpfte Schwingung erinnert. Gleichzeitig mit der Verminderung der Amplitude geht auch eine Verschiebung der Minima von der engen Nachbarschaft mit den winterlichen Maxima immer weiter an die Frühlings- und Sommermonate vor sich. Im Jahre 1966 sieht man von dieser Jahreswelle schon gar nichts. Diese Darstellung läßt von der interannualen Schwankung aus der Abbildung 2, mit einem Maximum im Jahre 1963, nichts erkennen. Vielmehr müssen wir den Verdacht haben, daß der hohe Jahreswert des Jahres 1963 nur durch die Tatsache verursacht wurde, daß in diesem Kalenderjahr zufälligerweise zwei Wintermaxima, und zwar im Februar und im Dezember, zusammenfielen. Die übergreifenden Jahresmittel Z_S^* im unteren Teil der Abbildung 5 zeigen uns aber, daß dies nicht der Fall ist. Das fast ständige Anwachsen der Z_S^* -Werte zum Maximum im Jahresmittel vom Februar 1963 bis Januar 1964 zeigt uns die Realität gewisser, eine Jahreswelle überschreitender Tendenzen. Die überzufällige Gegenläufigkeit der Z_N^* -Werte bestätigt nur die physikalische Existenz solcher Erscheinungen.

Das kumulative Addieren der Monatswerte von Z_S auf 60° W bestätigt die schon früher (4) angedeutete Tatsache, daß nämlich die Frühlingsmonate für die weitere Entwicklung der Zirkulationsverhältnisse im ganzen restlichen Teil des Kalenderjahres ausschlaggebend sind. Die spätestens im Mai angedeutete Ten-

denz der Summenkurve von Z_S hat sich im ganzen Zeitraum 1961 bis 1966 nie später in einem einzelnen Jahr geändert. Diese wichtige Rolle besonders der Monate April und Mai, welche besonders großen Schwankungen unterworfen sind, kommt auch in Abbildung 6 klar zur

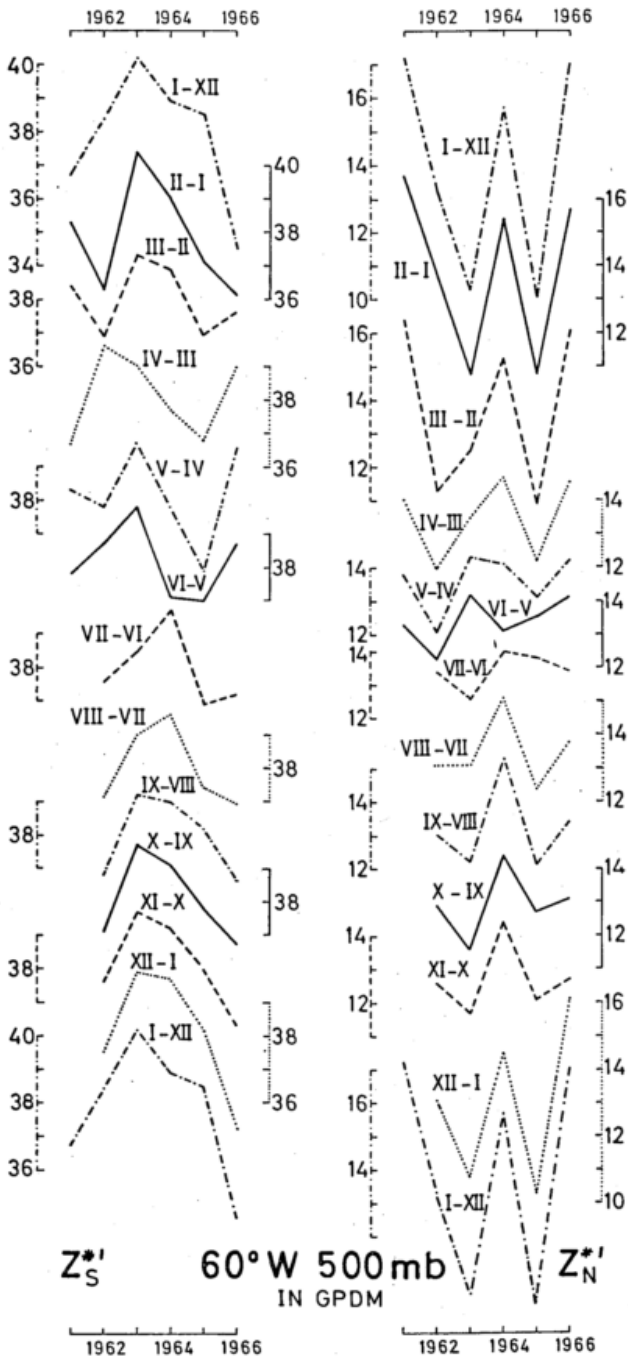


Abb. 6

Verlauf der meridionalen Höhendifferenzen der 500mb-Fläche auf 60°W zwischen 35°N und 55°N (Z_S^*) bzw. 55°N und 75°N (Z_N^*) in GPDM in verschiedenen gebildeten Jahresmitteln: I — XII = übliche Jahresmittel im Kalenderjahr vom Januar bis Dezember des gegebenen Jahres; II — I = Jahresmittel vom Februar des gegebenen Jahres bis zum Januar des nächsten Jahres; III — II = Jahresmittel vom März des gegebenen Jahres bis zum Februar des nächsten Jahres usw. Die Kurven mit VII — VI beginnend, sind zum folgenden Jahr automatisch verschoben.

Deutung. Die mit den Frühlingsmonaten anfangenden und schließenden Jahresmittel (März bis Februar nächsten Jahres, April bis März nächsten Jahres und Mai bis April nächsten Jahres) weisen immer eine Änderung des zwischenjährlichen Trends auf.

Die Abbildung 6 demonstriert uns auch einen wesentlichen Teil der Problematik der Jahresmittelwerte. Mit Unrecht spricht man von der kleinen Zuverlässigkeit der Jahresmittel. Die Jahresmittel sind für das Studium der interannualen Veränderlichkeit notwendig. Eine große Rolle spielt aber die Tatsache, welche Jahresmittel man benutzt. Der größte Nachteil der kalendermäßig berechneten Jahresmittel vom Januar bis Dezember ist die Tatsache, daß man dabei einen Teil einer extremen Jahreszeit — des Winters — mit einem anderen Teil des anderen Winters verbindet. Wie große Verzerrungen dadurch entstehen, können wir gerade der Abbildung 6 entnehmen.

Synoptisch — klimatologische Analyse

Der Grund der Verstärkung des Zonalwindes zwischen 35° und 55° N auf 60° W im Jahre 1963 (siehe Abb. 2) liegt vor allem in der beträchtlich vergrößerten Ellipsoidizität des zirkumpolaren Wirbels in diesem Jahr. Während in anderen Jahren der tiefste Wert des arktischen Tiefs in der Jahreskarte der 500-mb-Fläche über Nordkanada liegt, befindet sich dieses Zentrum im Jahre 1963 über der Insel Severnaja Semlja. Dabei ist in dem genannten Jahr dieses Zentrum wesentlich tiefer im Vergleich mit anderen Jahren, wie wir der Abbildung 7 entnehmen können. Aus Sibirien verbreitet sich ein ausgeprägter Trog nach Nordamerika. Diese verstärkte Ellipsoidizität des zirkumpolaren Tiefs im Jahre 1963 bringt eine Vertiefung des ganzen ostamerikanischen Troges mit sich, mit einer gleichzeitigen Erhöhung des ostatlantischen Hochdruckrückens in allen Breiten nördlich 55° N. Man betrachtet dabei eine Verschiebung dieses Hochdruckrückens um ca. 20 Längengrade nach Osten. Mit diesen Erscheinungen ist die markante Vergrößerung der Z_S -Werte auf 60° W und der Z_N -Werte auf 30° E verbunden (siehe Abb. 2 und 3).

Es handelt sich um dieselbe Erscheinung, die wir auch auf den Monatsmittelkarten beobachten können. Die Monate mit hohen Werten Z_S auf 60° W (siehe Abb. 5) gehören zu den kältesten in den östlichen Staaten Nordamerikas. Die Erscheinung ist in dem Sinne der synoptisch-klimatologischen Beschreibung klar; was überraschend ist, das ist die Tatsache, daß dieser Vorgang in einer Reihe von Jahren fast zu derselben Zeit auftritt; er kommt aber mit immer verminderter Intensität zur Geltung, bis er ganz verschwindet (siehe Abbildung 5).

Der Ansatz der Erscheinung verlief im Jahre 1962, also im Jahre mit ausgesprochen überwiegender Meridionalzirkulation. Dieser Charakter des Jahres 1962 wurde durch die überwiegend meridionale Zirkulationsform des Frühlings (Ende Februar bis Anfang Juni) und des Spätherbstes und des Winters (von Mitte September bis Mitte Juni des nächsten Jahres) verursacht. Wenn wir uns an die Untersuchung des Bodendruckfeldes erinnern, dann war das Jahr 1962 gerade durch eine außerordentliche Abschwächung des Druckunterschiedes zwischen T_{IS} und H_{AZ} , durch maximale Entfernung beider Druckgebilde und äußerste Drehung der Verbindungsachse beider Gebilde von normaler Meridionalrichtung in die Richtung SW — NE charakterisiert.

Um die interannuale Veränderlichkeit im Höhenruckfeld und am Boden (siehe Abb. 7) besser verfolgen zu können, haben wir verschiedene Formen der zwischenjährlichen Tendenzen typisiert. Als Hauptmerkmal wurde die Änderung der Werte des Z_S -Indexes auf 60° W genommen. Die Jahre mit dem Anstieg dieser Werte wurden mit „A“ bezeichnet (1953, 1956, 1959, 1962, 1963). Die Jahre mit dem Abstieg der Werte Z_S auf 60° W wurden mit „S“ bezeichnet (1951, 1952, 1955, 1958, 1960, 1965, 1966). Dazu wurden dann auch weitere Kriterien herbeigezogen, und diese Varianten wurden mit Hilfe der Indizes charakterisiert (siehe Abb. 1).

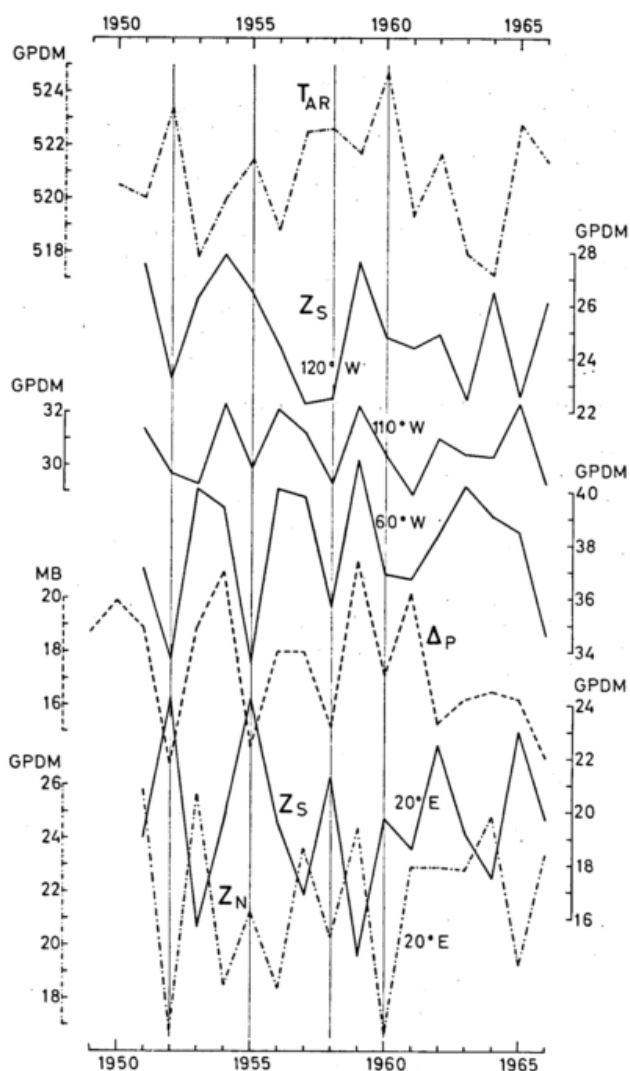


Abb. 7

- T_{AR} = der tiefste Schnittpunktwert der Karte der Jahresmittel der 500mb-Fläche in GPDM.
 Z_S = meridionale Höhendifferenzen der Jahresmittel der 500mb-Fläche in geopotentiellen Dekametern zwischen 35° N und 55° N für verschiedene Längengrade.
 Z_N = meridionale Höhendifferenzen der Jahresmittel der 500mb-Fläche in geopotentiellen Dekametern zwischen 55° N und 75° N für verschiedene Längengrade.
 ΔP = siehe Abb. 1.

Schlußfolgerungen

Die Ergebnisse, die wir erhielten, scheinen uns anzudeuten, daß in dem Zirkulationsfeld der Atmosphäre sich wirklich mehrjährig andauernde Tendenzen abzeichnen. Die Existenz solcher Tendenzen könnte in der Zukunft gewissen klimatologischen Vorhersagen dienen und für die Modellierung der allgemeinen Zirkulation wichtig sein. Es scheint, daß ähnlich wie zu gewis-

sen Jahreszeiten eine Neigung zur Blockierung besteht, die wir schon früher (5) mit den sogenannten Witterungssingularitäten in Zusammenhang gebracht haben, wie auch in längeren Perioden als ein Jahr solche Tendenzen in der Atmosphäre existieren, welche zu den häufigen Blockierungen und zur Entstehung von langen Wellen in den bevorzugten Räumen führen.

Eine andere Frage ist nun, eine physikalische Erklärung für diese Erscheinungen zu finden. Wenn wir bei der Atmosphäre selbst keine so lang andauernde Speicherung voraussetzen können, und wenn wir keine extraterrestrische Steuerung kennen, dann bleibt eine Möglichkeit der Existenz eines Vermittlers. Diese Rolle könnte z. B. der Ozean übernehmen, in welchem sicherlich größere Speicherungsmöglichkeiten vorauszusetzen sind.

Die Aufgabe sehen wir erstens in einer ausführlichen statistischen Verarbeitung des Materials zusammen mit den Angaben der Komponenten des Wärmehaushaltes der Atmosphäre und der Erdoberfläche. Dies läßt sich allerdings nur mit Hilfe einer elektronischen Rechenmaschine lösen. Der zweite Schritt muß notwendigerweise eine physikalische Erklärung suchen. Das bedeutet, eine mathematische Simulation der langfristig schwankenden Atmosphäre zu versuchen. Da möchten wir unsere Mitteilung mit der Äußerung schließen, daß, unserer Meinung nach, die besprochenen Ergebnisse die Notwendigkeit zeigen, der großen Tradition der Deutschen Seewarte entsprechend, das unterschiedliche Verhalten der Atmosphäre über der See, oder genauer über den verschiedenen Teilen der Ozeane und des Festlandes gründlich von allen Seiten zu studieren.

Für die großzügige Unterstützung dieser Untersuchungen und für wertvolle Hinweise und Ratschläge sind wir Herrn Prof. HERMANN FLOHN aus Bonn mit unserem besten Dank verpflichtet. Für sehr wichtige kritische Bemerkungen und Ratschläge möchten wir ebenfalls Herrn Dr. HELMUT KRAUS aus München unseren Dank sagen.

Literatur

- (1) Die Großwetterlagen Mitteleuropas 1949 — 1966. Deutscher Wetterdienst, Offenbach a. M.
- (2) BERNHARDT, F.: Darstellung einer Luftdruckverteilung durch Kugelfunktionen. Z. Meteor. 11 (1957) S. 65 — 69; 16 (1962) S. 178 — 193.
- (3) SCHERHAG, R.: Klimatologische Mittelkarten der Nordhemisphäre. Berliner Wetterkarte v. 20. 1. 1967, Beilage 17/67.
- (4) BAYER K., BAYEROVÁ, V.: Klimatologische Zusammenhänge zwischen dem Druck- und Temperaturfeld der Atmosphäre und den Temperaturverhältnissen der Erdoberfläche. Ann. Meteor. N. F. Nr. 3 (1967) S. 52 — 60.
- (5) BAYER, K.: Witterungssingularitäten und allgemeine Zirkulation der Erdatmosphäre. Trav. Inst. Géophys. Acad. Tschécosl. Sci. No. 125 (1960) S. 521—634.

DK 551.501.724:551.501.75

Räumliche und zeitliche Wind- und Temperaturschwankungen, ermittelt aus Schwarmaufstiegen

von

IBO SCHMIDT

Zusammenfassung

Im Sommer 1966 wurde zur Bestimmung der räumlichen und zeitlichen Variationen von Wind, Temperatur und Luftdichte im nordwestdeutschen Raum 14 Tage lang ein Sondermeßnetz betrieben. Dieses umfaßte 9 Radiosonden- und 8 Windmeßstationen, die tagsüber stündliche Windmessungen und fünf Radiosondenaufstiege ausführten. Die Sondenstationen lagen ca. 20—25 km voneinander entfernt; die Windmeßstationen hatten Abstände von 10 bis 15 km.

Aus 1586 Pilotballon- und 500 Radiosondenaufstiegen wurden die zeitlichen und räumlichen Veränderungen des Windes, letztere in longitudinaler und lateraler Richtung, bestimmt. Als Maßzahlen für die Veränderlichkeit des Windes werden die Streuungen in Abhängigkeit von der räumlichen bzw. zeitlichen Distanz angegeben und außerdem die Beständigkeit berechnet.

Für Temperatur und Dichte werden die zeitliche und räumliche Veränderlichkeit ebenfalls durch die Streuungen angegeben.

Abstract

In order to obtain variations of wind, air temperature, and air density, a special network for serial ascents was operated in northwestern Germany in summer 1966 during one fortnight. It consisted of 9 radiosonde and 8 rawin stations, which performed hourly wind measurements and five radiosonde soundings during daytime. The sonde stations lay about 20—25 km apart; the rawin stations had mutual distances of 10—15 km.

The observations (1586 wind and 500 radiosonde observations) were evaluated in order to estimate the variations of the wind in space and time. The wind variations in space were subdivided into variations along the mean wind and cross wind variations. The variabilities of the wind depending on the distances in space or time were characterized by their mean root square values. Persistence values were derived.

The variations of temperature and density in space and time are given by their mean root square values.

Einleitung

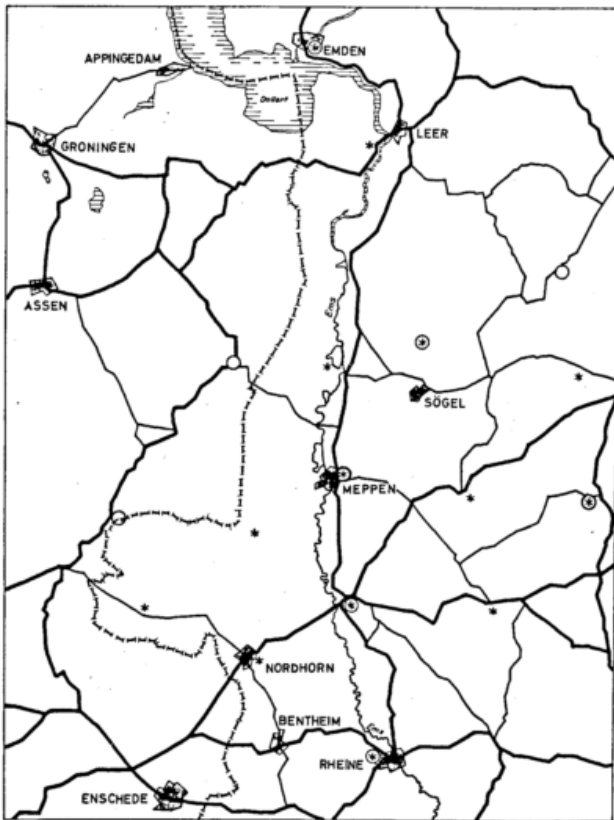
Die Kenntnisse über räumliche und auch zeitliche Schwankungen meteorologischer Elemente im mesometeorologischen Bereich (zeitliche Abstände von einigen Stunden, räumliche Distanzen etwa zwischen 20 und 200 km) sind auch heute noch gering. Das synoptische aerologische Netz erlaubt die Erfassung dieser Schwankungen wegen der größeren Maschenweite in Raum und Zeit nicht.

Für die angewandte Meteorologie ist aber eine Kenntnis der genannten Schwankungen von beträchtlichem Interesse. Aus diesem Grunde übernahm das Institut für Meteorologie der Technischen Hochschule Darmstadt die Auswertung der Meßdaten eines aerologischen Sondermeßnetzes, das im Juli 1966 im nordwestdeutschen Raum betrieben wurde. In diesem unterhielt die Bundeswehr 13 Höhenwindmeßstationen (davon 5 mit Radiosondenstation). Ferner beteiligte sich der Deutsche Wetterdienst mit seiner aerologischen Station

Emden am Windmeßprogramm und steuerte auch die normalen synoptischen Aufstiege bei. Die niederländischen Streitkräfte beteiligten sich mit 2 Sondenstationen, die belgischen mit einer Sondenstation. Das Meßnetz wird in der Abbildung 1 gezeigt; man entnimmt ihr einen Abstand der Windmeßstationen von ca. 15 km, der Sondenstationen von ca. 25 km.

Vom 7. bis 20. 7. 1966 wurden an 11 Tagen an jeder Windmeßstation stündlich von 8—16 Uhr Windmessungen und an jeder Sondenstation fünf Aufstiege (9, 11, 12, 15 und 16 Uhr) ausgeführt. Ferner wurde in 2 Nächten der Höhenwind stündlich von 20 bis 2 Uhr gemessen und an den Sondenstationen um 21, 22, 0 und 2 Uhr Sonden gestartet.

Der Meßplan sah insgesamt 517 Aufstiege und 1771 Pilotierungen vor. Ausgeführt wurden 1586 Pilotierungen und 500 Aufstiege. Von diesen erreichten ca. 30% 12 km. Sämtliche Messungen wurden 40 Minuten nach Startzeit abgebrochen.



LAGE DER STATIONEN

○ Radiosondenaufstiege, * Pilotballonaufstiege, ⊙ Radiosonden- und Pilotballonaufstiege

Abb. 1

Vom 7. bis 16. Juli herrschte Westdrift mit häufigen Frontdurchgängen am Boden und aufeinander folgenden Höhentroggen und -keilen. Am 16. schnürte sich aus einem breiten, über dem Meßgebiet liegenden Trog ein Kaltlufttropfen ab, an dessen Nordflanke bis zum 20. 7. in allen Höhen Ostströmung herrschte. Besonders im Südteil des Gebiets kam es am 19. und 20. zu Gewittern.

Die mittlere Windgeschwindigkeit betrug in 500 m ca. 15 kt und erreichte zwischen 8 und 10 km 40 kt. Die Beständigkeit des Windes lag in 500 m etwa bei 0.4 und nahm bis 10 km auf etwa 0.25 ab.

Die drei ausländischen Stationen benutzten Radiotheodoliten vom Typ GMD-1; da dieses Gerät nur die Winkelgrößen von Azimut und Inklination mißt, kann es die Bahn von Pilotballons nicht verfolgen. Da diese Stationen nur Schichtmittelwerte des Windes über 500 Meter Höhe mitteilten, wurden die Ergebnisse dieser Stationen bei der Auswertung der Windmessungen nicht verwendet.

Die Stationen Emden, Meppen und Rheine verwendeten Decca-Radargeräte, die Schrägentfernung, Inklination und Azimut messen; ebenso wie die übrigen Stationen, die militärische Radargeräte benutzten, wird hier ein Instrumentenfehler von 50 m bei der Schrägentfernung und von 0.3° bei den Winkelgrößen angegeben.

Die holländischen und belgischen Stationen starteten amerikanische Sonden vom Typ AN-AMT-4; die deutschen Stationen verwendeten die Sonde M 60 der Firma Graw.

Aufbereitung der Sondenmessungen

Mit den üblichen Methoden (Bestimmung der virtuellen Temperatur, wobei die spezifische Feuchte aus der gemeldeten relativen Feuchte unter Verwendung der Magnus-Formel erhalten wurde, und Verwendung der hydrostatischen Grundgleichung) wurden zunächst die Höhen der markanten Punkte über Grund bestimmt. Ergab sich eine vom Boden abgehobene überadiabati-

sche Schichtung, so wurde dieser Gradient durch Abänderung von Temperaturwerten an markanten Punkten adiabatisch gemacht. Dann wurden die Höhe (über Grund) von 9 ausgewählten Isobarflächen zwischen 1000 und 250 mb bestimmt. Für jeden Aufstieg wurden die Schichtdicken zwischen den benachbarten Isobarflächen ermittelt und für jeden Termin und jede Schicht das Flächenmittel aus den Schichtdicken der einzelnen Stationen berechnet. Für eventuelle Fehlerkorrekturen wurden die nunmehr verfügbaren Abweichungen der individuellen Schichtdicken vom Flächenmittel bestimmt. Hatten diese Abweichungen bei einem Aufstieg in den verschiedenen Schichten mindestens siebenmal dasselbe Vorzeichen, so wurde diesem Aufstieg ein „systematischer“ Fehler zugeordnet. Da bei einem sehr großen Fehler einer Sonde auch alle Abweichungen der anderen, richtig messenden Sonden von einem Vorzeichen sein dürften, wurde der systematische Fehler nur korrigiert, wenn höchstens 2 Aufstiege des betreffenden Termins einen solchen Fehler zeigten. In diesem Falle wurde durch die Abweichungen, die gegen die Schichtdicke aufgetragen wurden, eine Ausgleichsgerade gelegt und von den Abweichungen subtrahiert. Ferner wurde in jeder Schicht zu jedem Termin der mittlere absolute Fehler der Abweichungen bestimmt. Wenn eine Abweichung einen größeren Betrag aufwies als das Zweifache dieses absoluten Fehlers, wurde ihr ein „zufälliger Fehler“ zugeschrieben. Eine Korrektur erfolgte, indem die betreffende Abweichung zu Null gesetzt wurde, d. h. es wurde die mittlere Schichtdicke eingesetzt.

In der Mehrzahl aller Fälle hatten mehr als zwei Sonden systematische Fehler, so daß nur zufällige Fehler korrigiert wurden. Dabei waren die deutschen Sonden häufiger zu warm als zu kalt, während die amerikanischen Sonden, besonders an der Station 2, oft zu kalt waren.

Aufbereitung der Windmessungen

In der Regel lagen die Radarablesungen (Schrägentfernung, Azimut und Inklination) zu Beginn jeder Minute nach Start vor. Wenn eine Meßlücke von weniger als 5 Minuten auftrat, etwa weil der Ballon in den ersten Minuten nach Start noch nicht vom Radargerät aufgefaßt war oder eine Ablesung zur vollen Minute unterblieb, so wurde diese Lücke durch lineare Interpolation (in den Zylinderkoordinaten Höhe, Horizontalabstand und Azimut, in die alle Koordinaten zunächst transformiert worden waren) ausgefüllt. Bei größeren Lücken wurden die Ablesungen oberhalb der Lücke nicht verwendet. Die Radarmeßwerte wurden dann einigen Plausibilitätskontrollen unterworfen: Die Aufstiegs geschwindigkeit zweier aufeinander folgender Ablesungen (im Minutenabstand) durfte nur um nicht zu große Beträge von der über den ganzen Aufstieg gemittelten Vertikalgeschwindigkeit abweichen, und der Verlauf von Azimut, Schrägentfernung und Inklination mußte genügend glatt sein.

Falls ein Radiosondenaufstieg vom Radargerät verfolgt wurde, waren die Ballonhöhen auf zweierlei Weise gegeben: Durch (minütlich interpolierte) Sondenhöhen und Radarhöhen. Dieser Umstand erlaubte die Anwendung einer Ausgleichsrechnung nach einem von DE JONG angegebenen Verfahren zur Bestimmung einer optimalen Ballonposition. Aus Zeitgründen kann ich hier nicht näher darauf eingehen.

Aus diesen optimalen Positionen wurden durch einfache trigonometrische Rechnung die Nord- und Ostkomponenten des Windvektors bestimmt und über zwei Minuten geglättet. Durch Interpolation zwischen den vertikal benachbarten Werten wurden die Windkomponenten in 333, 667, 1000, 1333, 1667, ..., 11667, 12000 m über Grund bestimmt.

Zeitliche Windänderungen

Die Auswertungen wurden für die Höhen 0,5, 1, 2, ..., 12 km über Grund durchgeführt. Zunächst soll die zeitliche Änderung des Windes im Intervall 1—24 Std. betrachtet werden. Da es von Interesse ist, eine Änderung der Longitudinal- von derjenigen der Lateral- Komponente zu unterscheiden, muß zunächst eine Zerlegung des Windvektors in diese beiden Komponenten vorgenommen werden. Sie ist schematisch in der Abbildung 2 dargestellt. Für die Bestimmung der zeitlichen Variabilität des Windes wird als Longitudinal- Komponente μ diejenige verstanden, die in Richtung des Vektors $v_{i,k,t}$ fällt; lateral wird die Komponente senkrecht dazu, v , genannt. Der Vektor $v_{i,k,t} + \tau$ wird

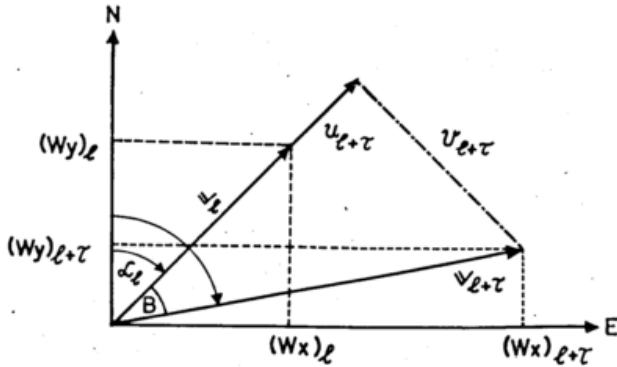


Abb. 2
(Korrektur: Ändere Winkel „B“ in „\beta“)

zunehmend in diese beiden Komponenten zerlegt. Dies wird für alle Schichten k , Stationen i , Termine t und Zeitdifferenzen τ ausgeführt; durch Mitteilung der Quadrate $(u_{i,k,t} - u_{i,k,t+\tau})^2$ erhält man die Variabilitäten der Longitudinalkomponenten für alle Höhen und Zeitdifferenzen. In der Abbildung 3 sind jedoch nicht die so bestimmten Variabilitäten aufgetragen, weil deren Verlauf sehr ungleichmäßig ist und auch Abnahmen bei zunehmender Zeitdifferenz zeigt. Deshalb wurden aus den erhaltenen Variabilitäten, die durch einen Ausdruck $a \cdot \tau^b$ dargestellt werden sollten, mit der Methode der kleinsten Quadrate die Werte von a und b bestimmt. Analog wurde mit der Lateralkomponenten verfahren. Mit diesen Werten wurden für alle Werte der Zeitdifferenz diejenigen Variabilitäten errechnet, die in der Abbildung 3 aufgetragen sind. Der Kurvenparameter ist die Zeitdifferenz τ . Die Exponenten b liegen in Bodennähe bei 0,3 und wachsen bis 0,7 in 10 km an.

Räumliche Windänderungen

Da die Verteilung der Stationen unregelmäßig war und die Auswertung getrennt für longitudinale und laterale Distanzrichtungen vorgenommen werden sollte, mußte für diese Klassifizierung eine besondere Prozedur angewandt werden. Zunächst wurde das Flächenmittel des Windvektors (für jede Schicht und jeden Termin) und dessen Richtung bestimmt. In der Abbildung 4 ist dies schematisch dargestellt: Wenn die Richtung von der Station i zur Station j mit der Windrichtung einen Winkel $\gamma \geq 45$ einschloß, erfolgte die Zuordnung zur lateralen Distanzklasse, andernfalls zur longitudinalen Entfernung. In jeder Klasse wurde nach der Entfernung der beiden Stationen unterschieden, wobei eine Klassenbreite von 10 km festgelegt war.

Die Windvektoren an den Stationen wurden wiederum in ihre longitudinalen und lateralen Komponenten zerlegt, wobei als longitudinal die Richtung des Flächenmittels des Windvektors zugrunde gelegt wurde, wie bei der Festlegung der Distanzrichtung.

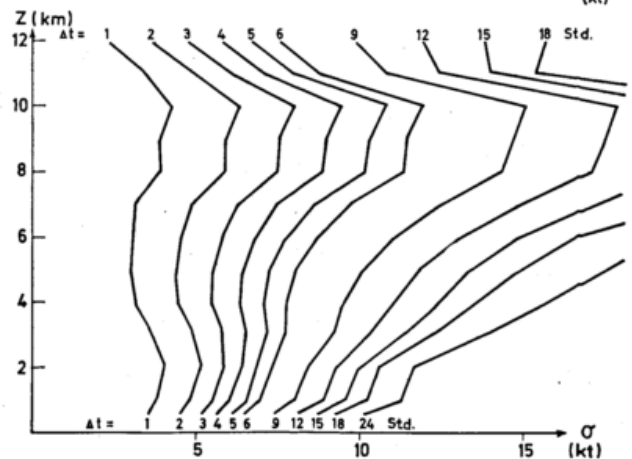
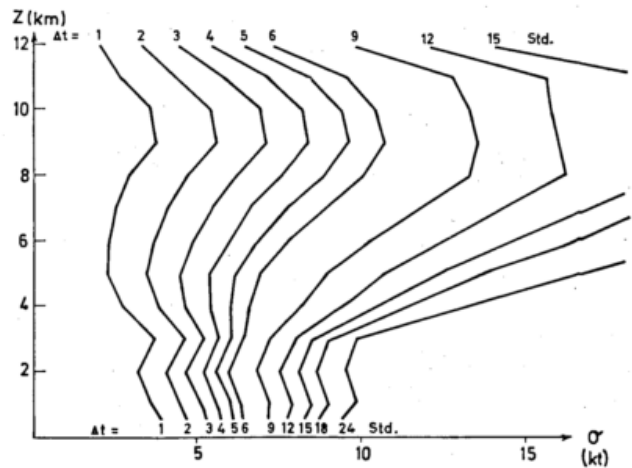


Abb. 3
Oben: Zeitliche Variabilität des Windes, Longitudinalkomponente
Unten: Lateral-Komponente

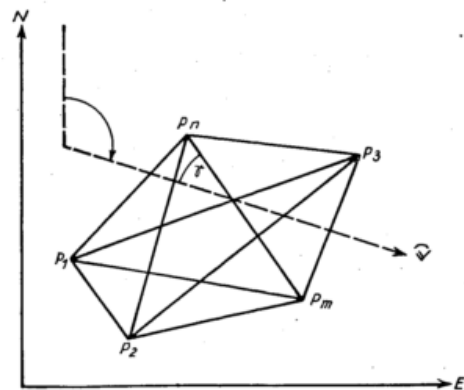


Abb. 4

Nach diesen Festlegungen lassen sich die Variabilitäten (Longitudinal- und Lateral-Komponente, beide in longitudinaler und lateraler Distanzrichtung) für alle Schichten und Distanzklassen bestimmen. Die Abbildung 5 zeigt wiederum die (analog den zeitlichen Änderungen) über die Entfernung ausgeglichenen Variabilitäten der Longitudinalkomponenten für beide Distanzrichtungen. In der Abbildung 6 ist die Variabilität der lateralen Komponente gezeigt; sie ist von gleicher Größenordnung wie die der Longitudinalkomponente.

Räumliche und zeitliche Temperatur- und Dichteänderungen

In analoger Weise wie für die Windänderungen wurde die Bestimmung der Variabilitäten für Druck und Temperatur vorgenommen. Der geringeren Anzahl der Sondaufstiege gegenüber den Pilotballonaufstiegen entsprechend, wurden bei der Bestimmung der räum-

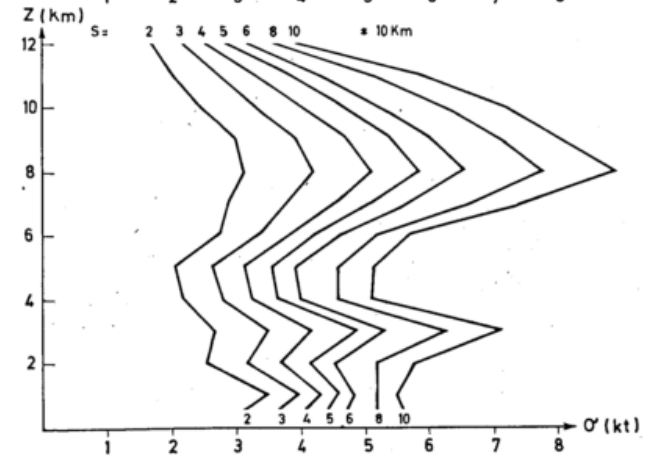
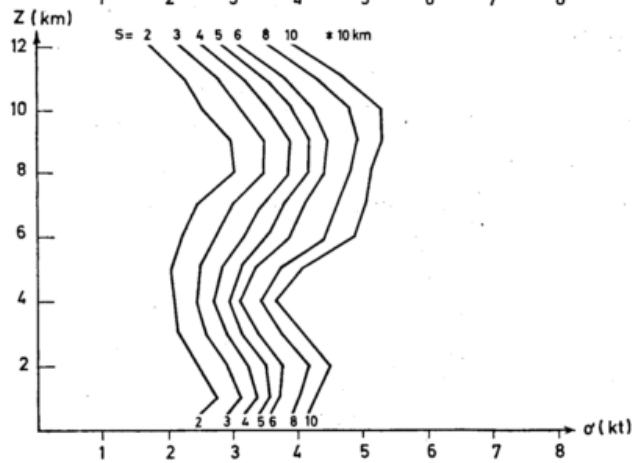
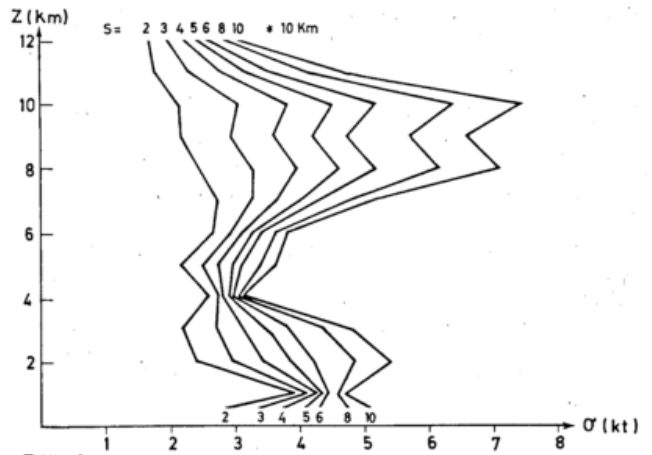
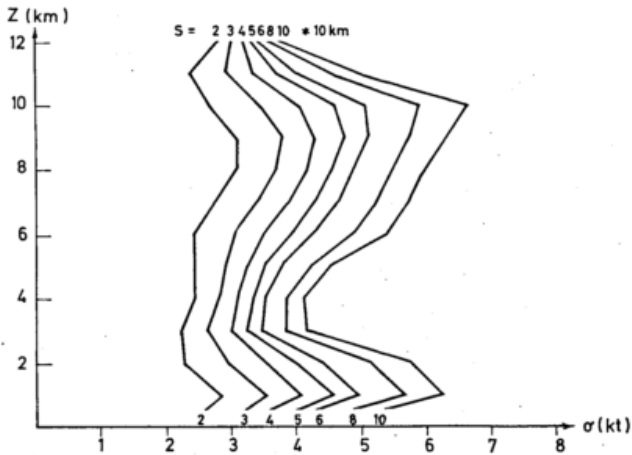


Abb. 5
Oben: Räumliche Variabilität des Windes, Longitudinalkomponente
s: longitudinal
Unten: s: lateral

Abb. 6
Oben: Räumliche Variabilität des Windes, Lateralkomponente
s: longitudinal
Unten: s: lateral

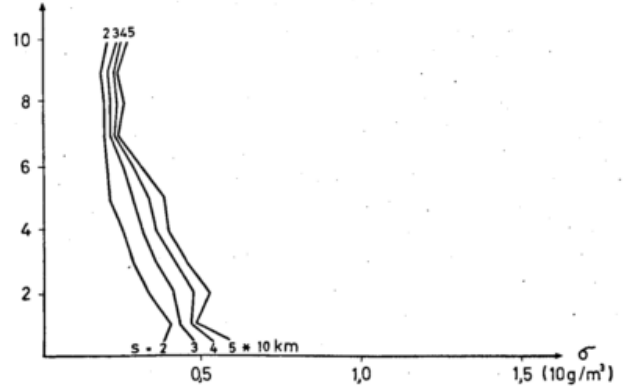
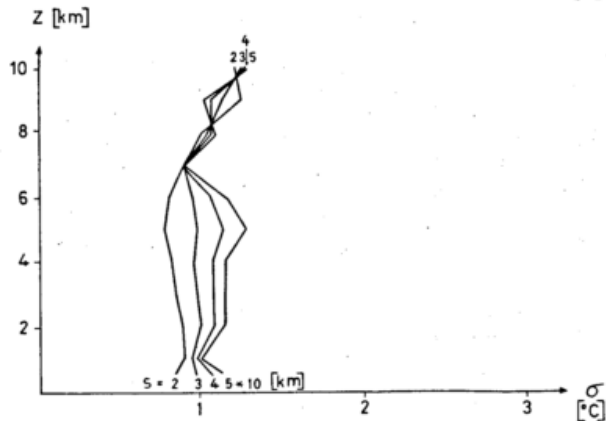
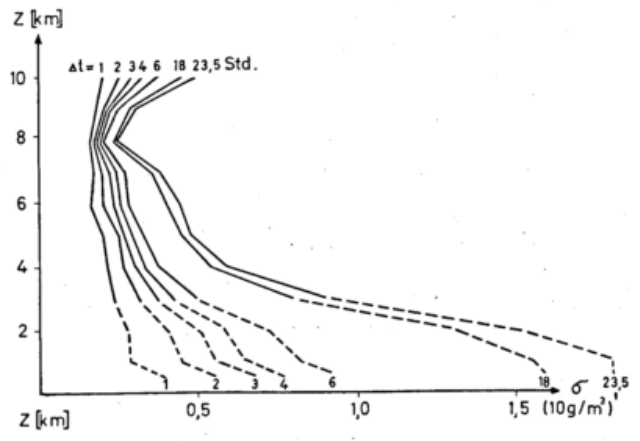
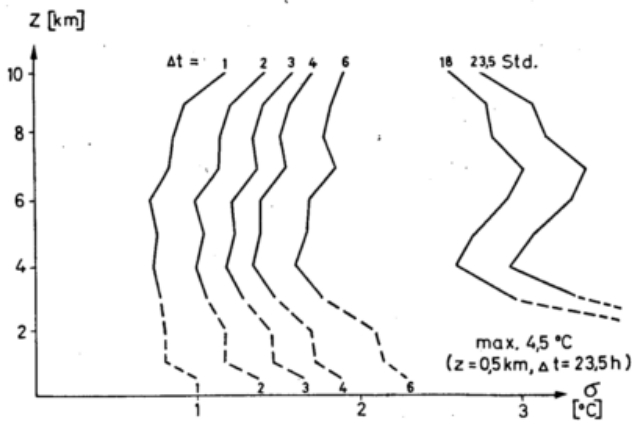


Abb. 7
Oben: Zeitliche Variabilität der Temperatur
Unten: Räumliche Variabilität der Temperatur

Abb. 8
Oben: Zeitliche Variabilität der Dichte
Unten: Räumliche Variabilität der Dichte
(Korrektur: Ändere Abszissenbeschriftung oben und unten in: „5 10 15 (g/cm³)“)

lichen Variabilitäten die Entfernungsklassen 20 km breit gewählt, und es entfiel eine Unterscheidung zwischen lateraler und longitudinaler Distanzrichtung. Bei der Ermittlung der zeitlichen Variabilität wurden bei Zeitdifferenzen von mehr als neun Stunden jeweils drei Stunden in eine Klasse zusammengefaßt; für Differenzen unter sieben Stunden erhielt jede Stunde eine eigene Klasse. Wieder wurden die analog der Glättung beim Wind ausgeglichenen Variabilitäten der Tempera-

tur in der Abbildung 7 und die der Dichte in der Abbildung 8 dargestellt. Der Tagesgang der Temperatur machte sich bis über 2 km Höhe bemerkbar; deshalb kann man bei den zeitlichen Variabilitäten eine solche Glättung eigentlich nicht durchführen, und es sind nur der Vergleichbarkeit mit höheren Schichten halber diese Werte punktiert verbunden worden. Die räumliche Variabilität ist bei Temperatur und Dichte oberhalb 6 km nur durch Instrumentenfehler bestimmt.

DK 551.511.6 : 551.551

Der langwellige Teil des Turbulenzspektrums in der freien Atmosphäre

von

RAINER ROTH

Zusammenfassung

Messungen anderer Autoren zeigen, daß sich der Bereich des $-5/3$ -Gesetzes in den Turbulenzspektren der freien Atmosphäre bis zu Wellenlängen erstreckt, die in der Größenordnung der Hoch- und Tiefdruckgebiete liegen. In diesen Spektren beobachtet man außerdem bei kleineren Wellenlängen zwischen 6000 km und 1 km Bereiche, in denen turbulente Energie erzeugt wird. Der Verlauf der spektralen Energiedichte in der Nachbarschaft eines Produktionsbereiches, der in ein bereits vorhandenes Spektrum eingebettet ist, wird theoretisch untersucht. Das Ergebnis zeigt, daß bei der Diskussion von solchen Spektren der Transferterm nicht vernachlässigt werden darf.

Abstract

Measurements have shown that the $-5/3$ -spectral law in the tropospheric turbulence extends to scales of the scales of the highs and lows. However, these spectra often show input regions of turbulent energy at higher wavenumbers. The function of the spectral density in the neighbourhood of these input regions is discussed theoretically. It is shown that the so called transferterm in the function for the spectral density must not be neglected when those spectra are to be discussed.

Als Turbulenz bezeichnet man die einer mittleren Strömung überlagerten Störungen. Um die turbulenten Erscheinungen zu untersuchen, werden häufig Turbulenzspektren — oder genauer Energiespektren der Turbulenz — betrachtet, die angeben, wie sich die in den Störungen enthaltene Energie auf die verschiedenen Wellenzahl- oder Frequenzintervalle verteilt. Wird die turbulente Energie durch irgendeinen Vorgang hauptsächlich bei relativ kleinen Wellenzahlen erzeugt, dann liegt zwischen diesem Produktionsbereich und dem Dissipationsbereich (in der Atmosphäre beginnt dieser bei Wellenzahlen von der Größenordnung 1 cm^{-1} bis 1 mm^{-1}) ein Bereich, in dem weder wesentlich turbulente Energie erzeugt noch in andere Energieformen umgewandelt wird. Dieser Bereich, in dem die Energie nur von größeren zu kleineren Wirbeln abgebaut wird, ist durch eine einfache Beziehung zwischen der spektralen Energiedichte $F(k)$, der Wellenzahl k und der Dissipationsrate ε

$$F(k) = a\varepsilon^{2/3} k^{-5/3}$$

gekennzeichnet. Messungen in der freien Atmosphäre zeigen nun, daß sich dort der Bereich dieses $-5/3$ -Gesetzes bis zu sehr kleinen Wellenzahlen erstreckt, die Wellenlängen entsprechen, die von der Größenordnung der Durchmesser der Hoch- und Tiefdruckgebiete sind (4), (5), (7). Diese Spektren zeigen, daß ein Teil der Energie der atmosphärischen Druckgebilde über die Turbulenz abgebaut wird und daß es nicht möglich ist, die Wettererscheinungen willkürfrei von der Turbulenz zu trennen. Diese Messungen zeigen weiterhin, daß ein-

gebettet in Bereiche, in denen das Spektrum sich durch das $-5/3$ -Gesetz beschreiben läßt, Intervalle liegen, in denen z. B. durch instabile Wellen oder durch Konvektion dem Spektrum weitere turbulente Energie zugeführt wird.

In der Nachbarschaft solcher sekundären Produktionsbereiche ergibt sich ein komplizierter Verlauf der spektralen Energiedichte, der es nicht gestattet, die Spektren dort nur unter dem Gesichtspunkt des $-5/3$ -Gesetzes zu diskutieren, wie das gelegentlich geschieht. Um die Spektren an diesen Stellen richtig zu interpretieren, ist es erforderlich, den Energietransfer im Spektrum mit zu berücksichtigen.

Der Transferterm ergibt sich u. a. aus der FOURIERtransformation der NAVIER-STOKESschen Differentialgleichung. Eine Form dieser FOURIERtransformierten gibt BATCHELOR (1)

[1a, b]

$$\frac{\partial F(k)}{\partial t} = 2 \int Q(k, k') dk' - 2\nu k^2 F(k), \quad Q(k, k') + Q(k', k) = 0$$

die nur den Dissipationsterm $\varepsilon(k)$

$$\varepsilon(k) = -2\nu k^2 F(k) \quad [2]$$

in geschlossener Form ergibt, während sich für den Transferterm nur die allgemeine Struktur angeben läßt. Für diesen Transferterm eine befriedigende Form abzuleiten, ist bis heute eines der Hauptprobleme der Turbulenztheorie. Ein Versuch, diesen Term näher zu beschreiben, stammt von HEISENBERG (3), dessen Formel für das Energiespektrum der Turbulenz

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_0^k F(k) \cdot dk = \left[\nu + C \cdot \int_k^\infty \sqrt{\frac{F(k'')}{k''^3}} dk'' \right] \cdot \int_0^k 2 \cdot F(k') k'^2 dk' \quad [3]$$

nach Differentiation nach der Wellenzahl eine Gleichung ergibt,

$$\frac{\partial F(k)}{\partial t} = -2 \left[\nu + C \int_k^\infty \sqrt{\frac{F(k'')}{k''^3}} dk'' \right] \cdot k^2 F(k) + 2 \cdot C \cdot \sqrt{\frac{F(k)}{k^3}} \int_0^k k'^2 F(k') dk' \quad [4]$$

die gestattet, den Energietransfer im Spektrum zu berechnen. Die Konstante C in dieser Gleichung ist von der Größenordnung 1.

Mit der Gleichung (4) wurde numerisch der Verlauf des Spektrums in der Nachbarschaft eines Produktionsbereiches untersucht, der in dem $-5/3$ -Bereich einer anderen, langwelligeren Quelle liegt. In diesen Berechnungen wurde je Zeitschritt in dem sekundären Produktionsbereich ein Energiebetrag addiert, der der 10-fachen Quellstärke der langwelligeren Quelle entsprach. Für die Verteilung der Quelle in dem sekundären Produktionsbereich wurde eine Gauß-Verteilung angenommen.

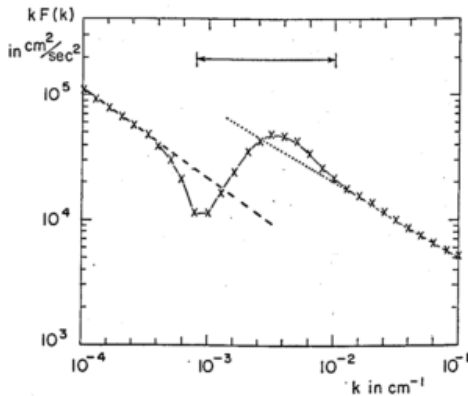


Abb. 1

Berechnetes Energiespektrum der Turbulenz mit sekundärem Produktionsbereich und charakteristischer Tal-Berg-Form. In einigem Abstand links und rechts von dem sekundären Produktionsbereich — in der Abbildung durch einen Doppelpfeil gekennzeichnet — entspricht das Spektrum dem $-5/3$ -Gesetz. (In der Abbildung $-2/3$ -Steigung, da $\log(k \cdot F(k))$ gegen $\log k$ aufgetragen wurde.)

Das Ergebnis der Berechnungen, Abbildung 1, zeigt charakteristische Abweichungen von dem Ausgangsspektrum. Es zeigt sich, daß sich diese Abweichungen nicht nur auf den Bereich des Spektrums beschränken, der sich in Richtung auf höhere Wellenzahlen an diesen Produktionsbereich anschließt, wo natürlich die spektrale Energiedichte des neuen Spektrums höhere Werte aufweisen muß. Das berechnete Spektrum zeigt außerdem eine deutliche Einsattelung in dem Bereich, der unmittelbar neben dem Produktionsbereich in Richtung kleinerer Wellenzahlen liegt.

Dieser Tal-Berg-Verlauf ist tatsächlich auch in gemessenen Spektren beobachtet worden. So weisen REITER und BURNS (6) auf ausgeprägte Höcker hin, die in einer Anzahl von Spektren auftreten, ohne diesen Verlauf jedoch erklären zu können. Eines dieser „Höcker-Spektren“ soll hier zum Vergleich mit dem be-

rechneten Modellverlauf in der Form gegeben werden (Abb. 2), in der es in der Originalpublikation von BURNS und RIDER (2) enthalten ist.

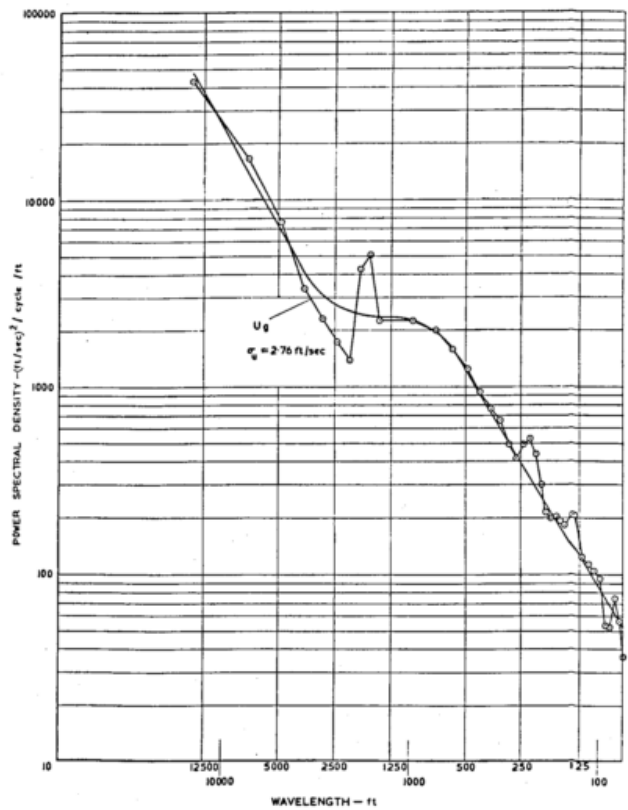


Abb. 2

Energiespektrum der Turbulenz für die Longitudinalkomponente (Flug Nr. 18, run B, nach [2]) mit typischer Höcker-Form.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß das hier gezeigte Ergebnis der numerischen Berechnung sich qualitativ auch für andere Ansätze des Transferterms ergeben muß, da die FOURIER-Transformation der NAVIER-STOKESschen Differentialgleichungen wegen der nichtlinearen Terme in jedem Fall auf Faltungsintegrale führt, die dafür sorgen, daß prinzipiell das Spektrum an jeder Stelle durch den Verlauf des gesamten Spektrums bestimmt wird.

Literatur

- (1) BATCHELOR, G. K.: The theory of homogeneous turbulence. Cambridge (1953) S. 85.
- (2) BURNS, A.; RIDER, C. K.: Project TOPCAT — Power spectral measurements of clear air turbulence associated with jet streams. Publ. No. 9 (1968), Univ. Melbourne, Meteor. Dep.
- (3) HEISENBERG, W.: Zur statistischen Theorie der Turbulenz. Z. Phys. 124 (1948) S. 614.
- (4) PINUS, N. Z.; REITER, E. R.; SHUR, G. N.; VINNICHENKO, N. K.: Power spectra of turbulence in the free atmosphere. Tellus 19 (1967) S. 206.
- (5) PINUS, N. Z.; SHUR, G. N.; VINNICHENKO, N. K.: Spectra of wind speed and temperature fluctuations in the stratosphere. Vortrag gehalten auf der 14. Generalversammlung der IUGG-IAMAP, Luzern 1967.
- (6) REITER, E. R.; BURNS, A.: The structure of clear air turbulence derived from TOPCAT aircraft measurements. J. atmosph. Sci. 23 (1966) S. 206.
- (7) RHYNE, R. H.; STEINER, R.: Power spectral measurements of atmospheric turbulence in severe storms and cumulus clouds. NASA Techn. Note D-2469 (1964).

DK 551.558.21

Dichotomy of mountain lee wave theories and field test measurements

by

RALPH D. REYNOLDS

Abstract

Comparison of field test measurements of mountain lee waves to several current mountain wave theories emphasize the need for either the development of a more definitive theory which may be used to predict both simple and complex waves and their associated vertical velocities on the meso-micro scale, or the development of passive sensors.

Several of the current mountain wave theories are tested against a complex mountain lee wave recorded by radar tracked superpressure balloons at White Sands Missile Range. Preliminary results for the detection of mountain waves using a laser radar (LIDAR) are presented.

Zusammenfassung

Vergleiche von Testmessungen in situ von Lee-Wellen an Gebirgen mit verschiedenen gängigen Theorien betonen die Notwendigkeit, entweder eine genauere Theorie zu entwickeln, die es gestattet, sowohl einfache wie auch komplexe Wellen und die damit verbundenen vertikalen Geschwindigkeiten im Meso- und Mikrobereich vorherzusagen, oder einen passiven Meßfühler zu entwickeln.

Einige der gängigen Theorien über Lee-Wellen an Gebirgen wurden an einer komplexen Lee-Welle überprüft, die an der Raketenstation von White Sands mit Hilfe eines durch Radar verfolgten Überdruckballons aufgenommen wurde. Vorläufige Ergebnisse über die Erfassung von Lee-Wellen mit Hilfe eines Laserradars werden vorgetragen.

Introduction

The basic mission of the mountain wave study at White Sands Missile Range (WSMR), New Mexico, is to furnish the ballistic meteorologist with a workable method for determining the occurrence, location, and strength of mountain lee waves over the missile range.

The WSMR mountain wave study has been in operation for five spring seasons, and over 200 plots of balloon flights have been obtained. Of these radar traces, 30 percent show no detectable wave, 50 percent show a simple wave pattern, and 20 percent show a complex wave pattern. A complex wave pattern is defined here as a series of waves in horizontal succession displaying erratic wavelength and waveheights. Of these complex waves, only the one that showed a well defined wave system prior to reaching the San Andres Mountains (fig. 1) and also downstream over the missile range is investigated in depth. This complex wave changed wavelength and waveheight with time, and the vertical velocities increased from 1.0 m sec⁻¹ to 5.0 m sec⁻¹.

Most of the mountain wave theories tested for the complex wave gave fair results for the location and intensity of a mountain wave for the simple sine wave types that damp with time but still lack the precision needed for ballistic work. None of the theories tested apply to complex waves per se. Since 20 percent of the

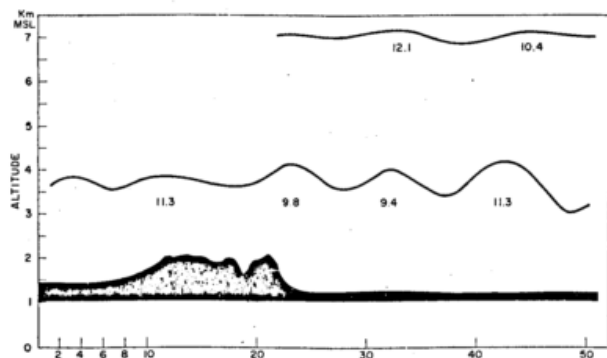


Fig. 1

The zonal cross section shows the complex wave at a mean altitude of 3.5 km. The wavelength of each wave is shown. The upper wave at 7 km displays a very slight waveheight. The first wavelength, A, where λ equals 7.6 km is not complete, but is measured from the beginning of the radar data to the subsequent trough position; the following waves are measured from trough to trough positions. Wave E has a wavelength of 11.3 km.

waves recorded at WSMR are of a complex nature, applicable lee wave theories were tested against the complex wave to find if any theory agreed with the observations, and also, if any would explain the physical cause of the complex wave.

Background

A mountain lee wave is a gravity wave caused by, and is stationary with respect to, some barrier in the fluid flow. A gravity wave is a wave disturbance in which buoyancy acts as the restoring force on parcels displaced from hydrostatic equilibrium. The time scale is caused by buoyancy having a characteristic frequency, the BRUNT-VAISAALA frequency $\omega = [(g/T)(\gamma_d - \gamma)]^{1/2}$, where g = acceleration of gravity, γ_d = dry adiabatic lapse rate, γ = ambient lapse rate, and T = temperature in degrees absolute.

The mountain wave equation may be expressed in the form

$$\partial^2 w / \partial z^2 + (L^2 - k^2) w = 0 \quad [1]$$

where $L^2 = g\beta/U^2 - \partial^2 U / U \partial z^2 / U$

- w = vertical velocity
- k = horizontal wave number
- g = acceleration of gravity
- U = horizontal wind speed in the undisturbed flow
- $\beta = (1/\theta) (\partial\theta/\partial z)$ the static stability
- θ = potential temperature
- z = height

The mountain wave theory indicates that the wavelength of any lee wave will lie somewhere between the maximum and minimum values of $2\pi/L$ through the troposphere (ALAKA, (1)).

The mountain wave study field test procedures using specially adapted AMT/15 radiosondes which were flown on superpressure balloons have been reported previously (LAMBERTH, REYNOLDS and WURTELE (10); REYNOLD and LAMBERTH (11)). The balloon-detected wave cross sections shown in the illustrations were taken from computer reductions of the AN/FPS-16 radar digital data which were recorded on magnetic tape at a rate of one data point per second and smoothed by averaging for 30-second intervals.

BOOKER and COOPER (2) have shown that superpressure balloons follow the free airstream with relatively high fidelity while traversing mountain waves, thus it is believed that the true airstream flow during mountain wave conditions is accurately depicted by the radar-tracked oscillations of the superpressure balloons as shown in this study.

The complex wave and associated parameters

One of the more unusual aspects of the complex wave (fig. 1) is the existence of a fairly well defined gravity wave prior to reaching the mountains. This was the only dominant pre-mountain wave that has been recorded during the mountain wave study at WSMR. Normally, as shown in fig. 2, the stream flow is level until the proximity of the last peak is reached, then the wave begins in the lee of the mountain. (To simplify references hereafter to any portion of the complex wave, the waves will be referred to as wave A for the first wavelength to wave E for the last wave.) As shown in fig. 1, wave B, having a waveheight of 300 m, in the complex series is exactly in phase with the first ridge of the mountain, and wave C shows a definite increase in waveheight to 580 m. Thus, it appears that resonance or reinforcement may be responsible for this increased waveheight. Wave D has a waveheight of 580 m, and then wave E increases to a waveheight of 1165 m. This increase did not follow through to the upper levels where the waveheight 7 km are very weak.

The vertical velocities ranged from a maximum of 1.0 m sec^{-1} in waves A and B to 2.9 m sec^{-1} in waves C and D, and to a maximum of 5.0 m sec^{-1} near the last inflection point of wave E.

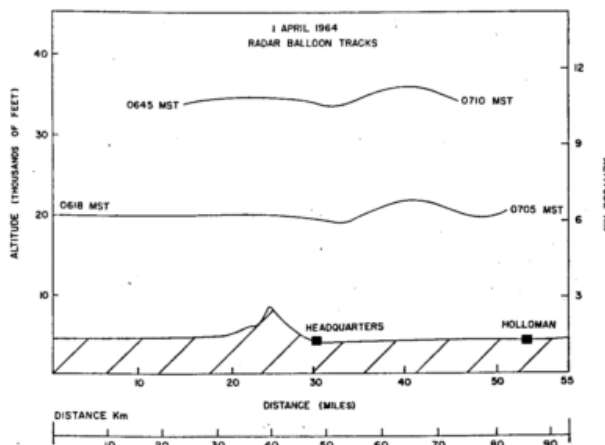


Fig. 2

The balloon track for 1 April 1964 shows the straight level flow of a balloon prior to reaching the mountains. This straight line flow is characteristic of mountain wave balloon tracks prior to reaching the mountains.

Prior to and during the recording of the complex mountain wave, the sky was cloudless. The relative humidity was less than 28 percent from the surface to 8.5 km where the humidity went below the threshold of measurement. A long wave trough was centered over Utah and western Arizona, a minor trough accompanied the cold front moving through central Arizona and western Colorado (fig. 3).

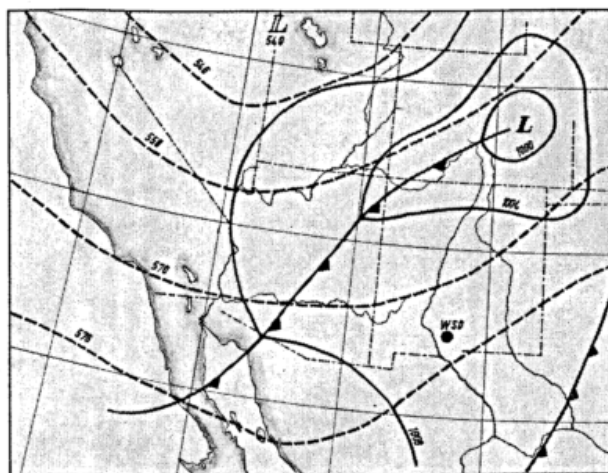


Fig. 3

The 500mb contours, the dashed lines, show a long wave trough position centered over the Great Basin area. The surface cold front is approaching White Sands Missile Range (WSD) from the west.

The west-east cross section for the mountain wave and the mountain is shown in fig. 1; the mountain range is orientated basically N-S. The wavelengths shown are for the u-component of the waves. The actual crossing of the mountain and relationship between the two balloons are shown in fig. 4 where it is seen that the balloons were close in space and time.

A rawinsonde was released at 0300 MST 12.8 km south of the 1200 MST position of the balloon track shown in fig. 4. The temperature from this rawinsonde is plotted on a Skew-T diagram (fig. 5). There are seven discernible changes which produced eight strata of stability in the lapse rate from the surface to 200 mb. These eight stability layers were used to compute the L^2 parameter used in this study. A second rawinsonde was released at 0900 MST from the same position as the 0300 MST release point. The only difference in the two observations was that a superadiabatic lapse rate existed in the surface boundary layer at 0900 MST.

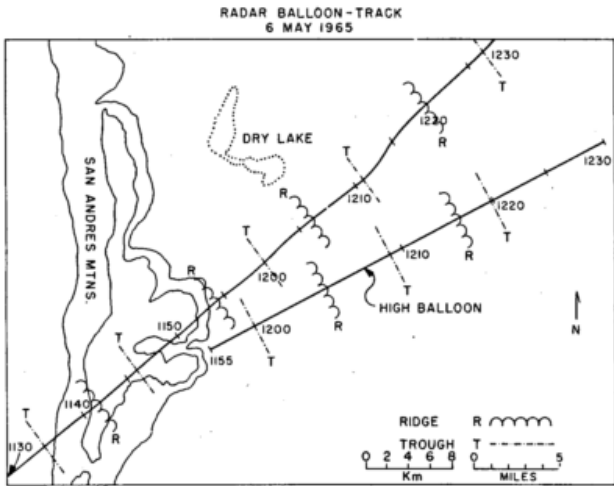


Fig. 4

The radar balloon-track shows that the two balloons were close in time and space. Note that the trough positions of the upper and lower, when connected, parallel the mean N-S position of the mountain ridge.

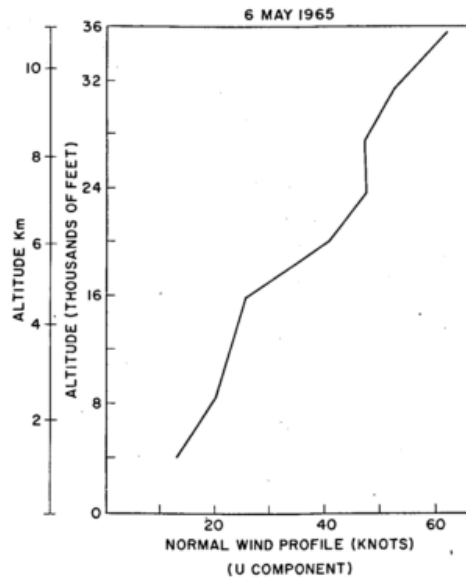


Fig. 6

The normal wind profile is in fact also a zonal wind profile since the mountain ridge is orientated N-S. The increases linearly with height.

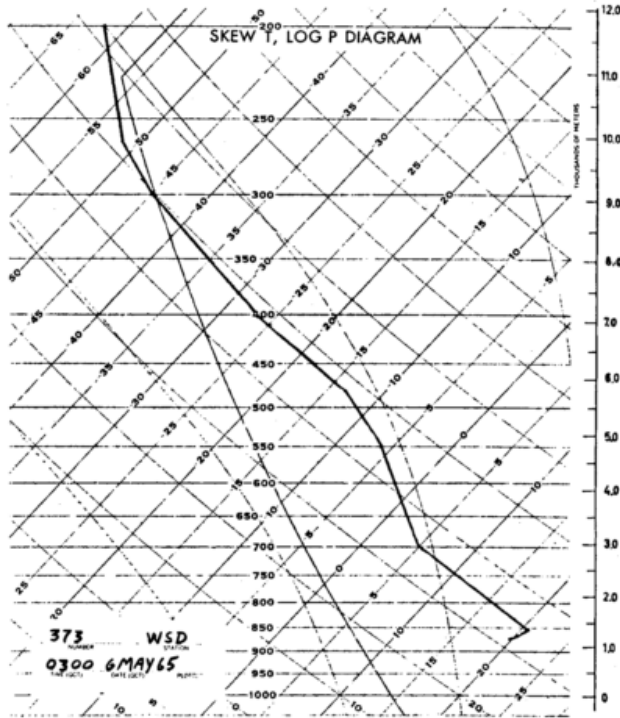


Fig. 5

The Skew-T diagram shows dry adiabatic lapse rates in the layer above the surface inversion and between 5.9 to 7.2 km. The lapse rate is moist adiabatic between 3.0 to 4.9 km.

The wind profile normal to the San Andres Mountains, which in this case is also a zonal wind profile, is shown in fig. 6. This wind profile was calculated from the 0300 MST rawinsonde (notice that the winds increase almost linearly with height).

The static stability was computed for the eight basic levels using the following expression from FOLDVIK (6):

$$S = 0.336/\bar{T} (0.288 - (\bar{p}/\bar{T}) (\Delta T/\Delta p)) \text{ sec}^{-2} \quad [2]$$

where ΔT is the temperature difference corresponding to the pressure difference Δp , and \bar{p} and \bar{T} are the mean pressure and temperature in the layer.

The quantity L^2 was computed by dividing S in Eq. [2] by U^2 ; the resulting L^2 profile is shown in fig. 7. A large majority of L^2 profiles show a maximum value near the surface layer, then decrease exponentially to

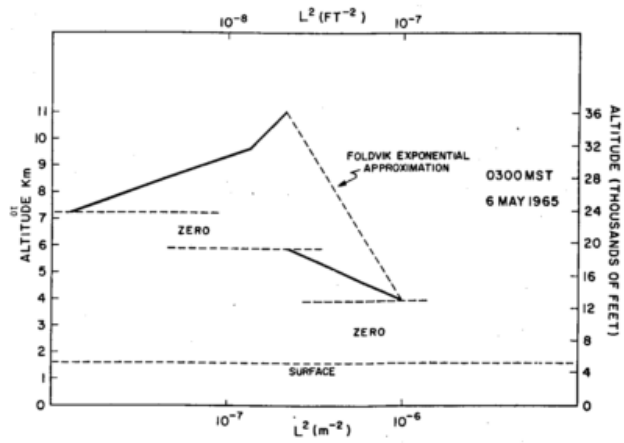


Fig. 7

The L^2 profile based on the 0300 M radiosonde shows a pronounced level of stability near 4.0 km.

a minimum value near the level of maximum winds in the vicinity of the tropopause. This particular L^2 profile is complex with a secondary maximum at 4 km which is the strata where the complex wave existed. The minimum value occurred near 7 km, the level of the upper balloon flight. SCORER (12) showed that the maximum amplitude in lee waves is usually associated with or near layers of maximum L^2 .

Quantitative analysis of applicable theories

The static stability of the atmosphere varies widely in shallow layers from day to day, whereas the mean stability through the troposphere does not, thus some researchers expect the lee wavelength to be proportional to the mean tropospheric wind speed. CORBY (4) obtained a correlation coefficient of 0.91 between the observed wavelength and the mean tropospheric wind speed between 850—200 mb. CORBY's regression equation is:

$$\lambda \text{ (km)} = 0.585 \bar{U} \text{ (m sec}^{-1}\text{)} - 2.8 \quad [3]$$

FRITZ (7) found that his observations of mountain wavelengths observed from cloud measurements obtained from weather satellites agreed well with CORBY's regression equation. Using the data from this complex

wave and CORBYs equation, a wavelength of 9.4 km is forecast. This is in agreement with the wavelength of waves C and D. CORBYs method gives a good empirical measurement.

The question arises of what should be the wavelengths of the free waves in the airstream, given the static stability and wind field for the complex wave case. The complex wave train has three or more wavelengths (fig. 1).

One of the best methods for determining the free waves in an airstream is given by FOLDVIK (6) in an extension of an earlier report by PALM and FOLDVIK (5). FOLDVIK presents the desired wave solution of the lee wave equation by using linearized boundary conditions for vertical velocities set up by a symmetrical mountain profile as:

$$w = -2\pi H U(o) \left(\frac{\rho(o)}{\rho(z)}\right)^{1/2} \sum_{k=k_r} k b e^{-kb} \frac{J_{k'/c}\left(\frac{l(z)}{c}\right)}{\frac{d}{dk} J_{k'/c}\left(\frac{l(o)}{c}\right)} \cos kx; \quad [4]$$

$x > 0$

where the wave numbers of the free waves in the airstream are given by:

$$J_{k'/c}\left(\frac{l(o)}{c}\right) = 0 \quad [5]$$

where:

- w = vertical velocity
- U = horizontal wind (undisturbed flow)
- H = height of the mountain
- ρ = density
- k = horizontal wave number
- b = half width of the mountain
- J = Bessel function of the first kind
- $l^2 = S/U^2$: previously defined as L^2
- c = $1/z \ln [l(o)/l(z)]$ where z = altitude in km.

The term "c" is used as an exponential approximation of the l^2 profile from the surface layer (above the friction layer) to the level of the tropospheric wind maximum.

Using FOLDVIKs method, a value is obtained for:

$$c = .133 \text{ km}^{-1} \text{ for the troposphere from 1.5 km to 11 km.}$$

From Eq. 4, the following Bessel equation is obtained:

$$J_{k'/c}(12.33) = 0.$$

From Tables of Functions (JAHNKE & EMDE (9)), three solutions are obtained as follows: 0.35, 2.5, and 5.0 that result in wave numbers of .046 km^{-1} , 0.3325 km^{-1} , and 0.665 km^{-1} , respectively. These wave numbers yield wavelength of 136.5 km, 18.8 km, and 9.4 km, respectively. The longest wavelength normally does not exist under normal meteorological conditions, thus only the 18.8 km and 9.4 km wavelengths will be considered. The shortest wavelength should predominate near the surface and the longer wave at higher levels (FOLDVIK, (6)). Thus, the wavelength that should be excited by the mountains on the day of the complex wave should be 9.4 km and 18.8 km and are in workable agreement with the measured wavelengths to the lee of the mountains. The biggest weakness of the FOLDVIK method is that it is too subjective in the choice of H or c; a slight logical variation of either parameter can result in a forecast wavelength differing by an order of magnitude.

FOLDVIK also developed a formula for calculating the maximum vertical velocity for one or two free waves in the atmosphere by:

$$|w_1| \max = \left(2.5 + \frac{0.7}{cL_1}\right) H_c U(o) \left(\frac{\rho(o)}{\rho(h_1)}\right)^{1/2}, \quad [6]$$

where $h_1 = c^{-1} \ln \frac{l(o)}{l(o) - 2.2c}$

$$|w_2| \max = 3.2 H_c U(o) \left(\frac{\rho(o)}{\rho(h_2)}\right)^{1/2}, \quad [7]$$

where $h_2 = c^{-1} \ln \frac{l(o)}{l(o) - 5.5c}$

where h_1 and h_2 are the heights where w_1 and w_2 attain their maximum values. For the complex wave case, the following values were obtained:

$w_1 = 2.2 \text{ m sec}^{-1}$ at $h_1 = 3.2 \text{ km}$
 $w_2 = 2.9 \text{ m sec}^{-1}$ at $h_2 = 5.6 \text{ km}$

The height and vertical velocity of w_1 are in good agreement with the height of the recorded vertical velocities of the complex wave with the exception of the 5.0 m sec^{-1} recorded in wave E. There were no measurements taken to verify the velocities at 5.6 km.

If the lower airstream is hypothesized to observe the mountain as two separate peaks which are 9.4 km apart, the distance between the first and last peaks of the mountains cross section (fig. 1), then the following equation of GERBIER and BERENGER (8) may be used:

$$w = w_1 + w_2 = 2w_0 \cos \pi a/\lambda \cos [2\pi/\lambda (x-a/2)] \quad x > a \quad [8]$$

where w_0 is the maximum vertical velocity "set up" by one ridge which for the complex wave case is 2.2 m sec^{-1} . The ridges are at equal height, one at $x = 0$ and the other at $x = a$. An inspection of the above equation shows that although the wavelength of the resultant motion is unaltered, the amplitude varies in the relationship of a/λ , where λ is the wavelength. The maximum value of w is obtained where $\lambda = a, a/2, a/3 \dots$ and the wave motion is cancelled when $\lambda = 2a, 2a/3 \dots$

For the complex wave, $\lambda = a$, resulting in a maximum value of $w = 4.4 \text{ m sec}^{-1}$ which is in good agreement with the observed 5.0 m sec^{-1} . If Eq. 8 were tested using the longer 18.8 km wavelength, it is interesting to note that this longer would result in zero amplitude; thus if resonance did occur in this complex wave it would be due entirely to the 9.4 km wavelength of the free waves in the airstream.

WURTELE and FALDVIK (15) showed in their non-linearized theory that the lee slope of a mountain is the predominant factor in the production of mountain lee waves. It was possible that the slope of the leeward edge of the mountain over which the complex wave existed may have been of the exact slope that would give optimum enhancement to the wave system which would account for the maximum waveheight in wave E, however, the dilemma arises again of why wave E is reinforced and wave D not.

A possible explanation of the wave pattern may lie in the pronounced variation of the topography in the direction normal to the wind flow. In fact, the balloon tracks were over the most complex portion of the San Andres mountains.

The three-dimension theories of SCORER and WILKINSON (12) and WURTELE (14) apply only to isolated peaks whereas the peaks of the San Andres are presumably close enough to influence each other. In any case, if we apply the formulas of WURTELE (14) we expect maximum vertical velocities crescent-shaped patterns, concave downwind, and centered about 5 km downwind of each peak. These patterns do not superimpose to give the observed intensification.

Passive sensor for mountain wave detection

In February-March, 1967, Stanford Research Institute (SRI) funded by the Atmospheric Sciences Office, WSMR, placed one of their ruby lidars in the Bishop, California area (fig. 8) to test the feasibility of mountain wave detection.



Fig. 8

Bands of lenticular clouds in the lee of the Sierra Nevadas looking north from the lidar site. The MK 1 ruby lidar is in the foreground.

Lidar observations of the distribution of particulate matter (cloud particles and dust) have revealed wave motions in air flow over mountains in two very different situations. In one case, the wave structure was apparent in the visible cloud layers; lidar measured the wavelength, amplitude, and height with good precision

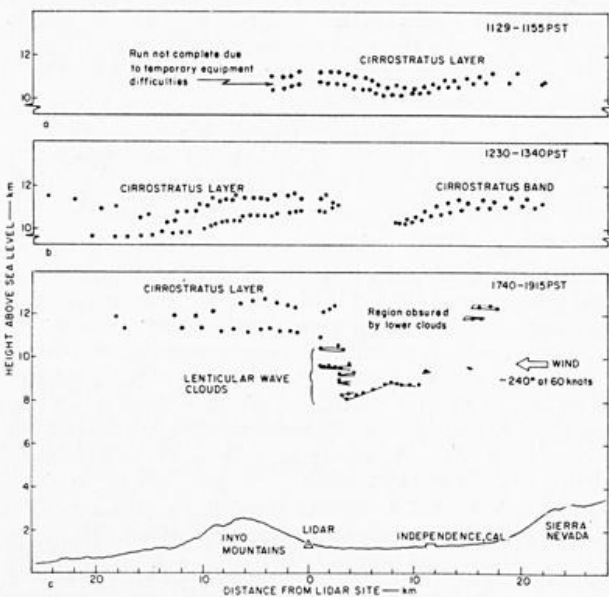


Fig. 9

Lidar observation of wave clouds in the lee of the Sierras, March 1967. The black dots represent actual lidar measurements. The waveheight was 1 km; the wavelength 10 km.

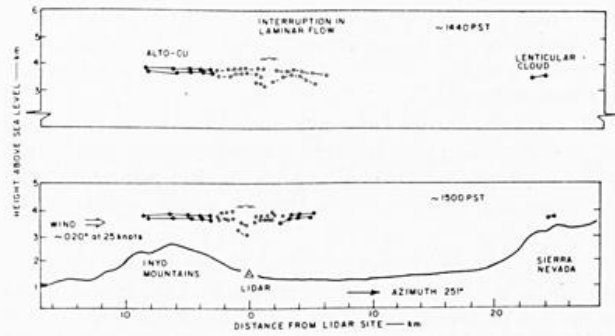


Fig. 10

Lidar observations of lenticular clouds in the northeasterly flow above the Inyo Mountains, 19 February 1967. The open dots represent lidar measurements of invisible clouds or particulate matter.

(fig. 9). In the other case (fig. 10), the lidar observations revealed structure in what visually appeared to be clear air and also revealed the apparent interruptions of the laminar flow.

Conclusions

For general forecasting, the work of CORBY gives reasonable results; it has the advantage of being straightforward and fast. It is not adequate for the ballistic meteorologist who needs the forecast wavelength to within the nearest kilometer and the vertical velocity to the nearest 0.5 m sec⁻¹. Even the more advanced work of FOLDVIK fails to deliver these results. One of the primary faults with FOLDVIK's method is that the choice of parameters used in the computations is too subjective. Logical variations in the choice of L and c can result in forecast wavelengths differing by an order of magnitude.

The major problem is that there are no theories for flow oblique to a ridge or for mountain profiles that are complex. The theories in existence at this time treat only winds that are normal to a symmetrical mountain. More research is needed to formulate improved theories which may be applied to ballistic impact predictions. The most promising method of obtaining the ballistic parameters needed for impact prediction at this time appears to be the utilization of passive sensors such as the lidar.

REFERENCES

- ALAKA, M. A.: The airflow over mountains. WMO techn. Note No. 34 (WMO No. 98, TP. 43). WMO Geneva (1960).
- BOOKER, D. R.; COOPER, L. W.: Superpressure balloons for weather research. *J. appl. Meteor.* 4 (1965) pp. 125.
- CORBY, G. A.; WALLINGTON C. E.: Airflow over mountains; The lee wave amplitude. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 82 (1956) pp. 266-274.
- CORBY, G. A.: A preliminary study of atmospheric waves using radiosonde data. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 83 (1957) pp. 49-60.
- FOLDVIK, A.; PALM, E.: Contribution to the theory of two-dimensional mountain waves. *Geophys. Norvegica* 21 (1960) No. 6, pp. 1-30.
- FOLDVIK, A.: Two dimensional mountain waves-A method for the rapid computation of lee wavelengths and vertical velocities. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 88 (1962) pp. 271-285.

- (7) FRITZ, S.: The significance of mountain lee waves as seen from satellite picture. *J. appl. Meteor.* 4 (1965) pp. 31—37.
- (8) GERBIER, N.; BERENGER, M.: *Monogr. Météor. Nat.* No. 20 (1960) 65 pp.
- (9) JAHNKE, E.; EMDE, F.: *Tables of functions.* Dover New York (1945) 304 pp.
- (10) LAMBERTH, ROY, L.; REYNOLDS, R. D.; WURTELE, M. G.: Mountain lee waves at White Sands Missile Range. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 46 (1965) pp. 634—636.
- (11) REYNOLDS, R. D.; LAMBERTH R. L.: Ambient temperature measurements from radiosondes flown on constant-level balloons. *J. appl. Meteor.* 5 (1966) pp. 304—307.
- (12) SCORER, R. S.; WILKINSON, M.: Waves in the lee of an isolated hill. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 82 (1956) pp. 418—419.
- (13) WALLINGTON, C. E.: A numerical study of the topographical factor in lee waves. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 84 (1958) pp. 428—433.
- (14) WURTELE, M. G.: The three-dimensional lee waves. *Beitr. Phys. Atmosph.* 29 (1957) pp. 242—251.
- (15) WURTELE, M. G.; FOLDVIK, ARNIE: The computation of the transient gravity wave. *Roy. Astron. Soc.* 14 (1967) pp. 1—24.

DK 551.551

Zusammenhang zwischen Bögigkeitsfaktor und Turbulenzspektrum

von

ELKE GRIMM

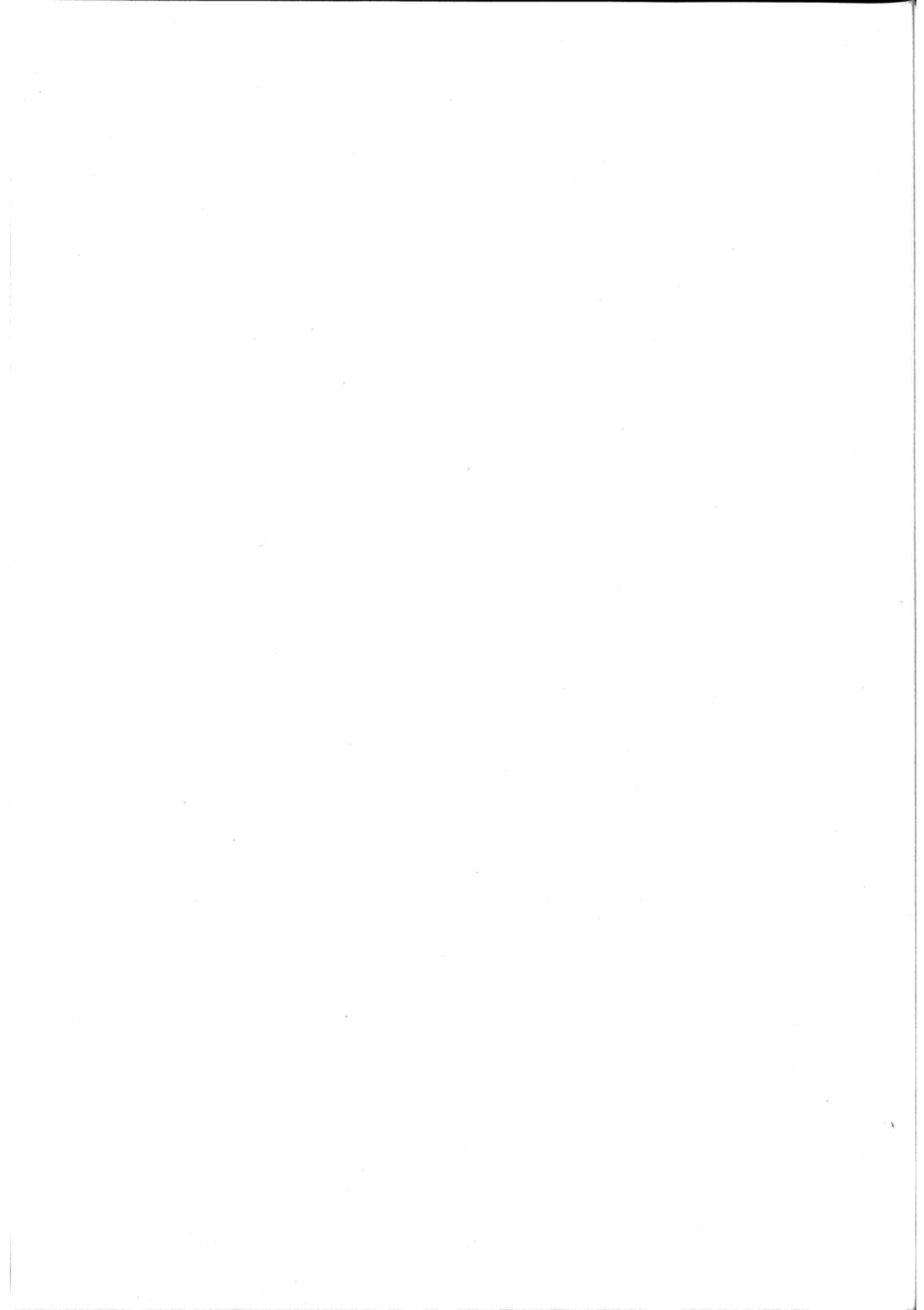
Zusammenfassung

Nach einer von RICE entwickelten Theorie wird der Erwartungswert für den Bögigkeitsfaktor (Verhältnis von Spitzenwert zu Mittelwert der horizontalen Windgeschwindigkeit) in Abhängigkeit vom Turbulenzspektrum und der Beobachtungszeit angegeben. Es werden Turbulenzspektren aus Windregistrierungen (Mainflingen) nach dem Verfahren von BLACKMAN-TUKEY berechnet und durch Anwendung eines Filters variable Beobachtungszeit und gleitende Mittelbildungszeit berücksichtigt. Die nach der angegebenen Theorie berechneten Erfahrungswerte für den Bögigkeitsfaktor werden mit entsprechenden Auswertungen der Windregistrierungen verglichen; die Übereinstimmung ist gut.

Abstract

RICE's theory on maxima of a random variable is applied in order to derive the expectation value of the gust factor (ratio of maximum to the mean value of the horizontal wind velocity) depending on the power spectrum and the sampling time. The spectral estimates are computed from records (Mainflingen) using the method of BLACKMAN-TUKEY. The effect of sampling and average time is taken into account. Comparisons between the expectation value of the gust factor and experimental data show a good agreement.

5. Verschiedenes



DK 551.521:92

Oscar Frölich,
ein Pionier der meteorologischen Strahlungsforschung

von

JOHANNES GEORGI

Zusammenfassung

OSCAR FRÖLICH, Schüler des berühmten Mathematikers FRANZ NEUMANN, später Leiter der Abteilung für Physik bei Siemens, verfaßte schon 1868 einen Artikel über die Absorption der Wärmeenergie von der Sonne und ihren Einfluß auf die Temperaturen auf der Erde. Er entwickelte systematische Instrumente und Methoden zur Messung der Strahlungsenergie der Sonne und der Atmosphäre. Hiermit und dank seiner analytischen Fähigkeiten stand er mit 13 Beiträgen zwischen 1868 und 1888 in den führenden Zeitschriften für Physik 20 Jahre in vorderster Front dieses Wissenschaftszweiges.

Es ist daher verwunderlich festzustellen, daß seine Forschungsarbeit bei den zeitgenössischen Meteorologen in Vergessenheit geraten ist. Es scheint eine Frage der historischen Gerechtigkeit zu sein, die Aufmerksamkeit der Meteorologen auf diesen ersten meteorologischen Strahlungsforscher zu richten, 100 Jahre nach seiner ersten Arbeit über die Strahlung.

Abstract

OSCAR FRÖLICH, scholar of the famous mathematician FRANZ NEUMANN, later director of the department of physics of Siemens proposed as early as 1868 a paper about the absorption of the caloric energy of the sun and its influence on the temperature of the earth. He systematically developed instruments and methods for the measurement of the radiant energy of the sun and the sky. With these and with his analytical capacity he stayed, for 20 years, in the leading front of this discipline, contributing 13 papers in the leading physical periodicals between 1868 and 1888.

Therefore, it is curious that this research work was not recognized by the contemporary meteorologists and was forgotten up to now. It seems to be a question of historical justice to draw the attention of the meteorologists on this first meteorological radiation-physicist, 100 years after his first radiation paper.

Daß die Kenntnis der kalorischen Bestrahlungsstärke der Sonne eine sehr wichtige Aufgabe darstellt, bedarf wohl in diesem Kreise keiner besonderen Begründung. Die von der Sonne der Erde zukommende Wärmestrahlung ist das *primum movens*, das die Atmo- und Hydrosphäre in Bewegung setzt, dadurch die Gesteine in nähernde Erde verwandelt und so die Bedingungen schafft für die Biosphäre, die Pflanzen-, Tier- und Menschenwelt. Schon die ersten Forscher haben erkannt, daß exakte Strahlungsmessungen erlauben würden, wissenschaftlich so wichtige Fragen wie die Absorption der Wärmestrahlung in der Atmosphäre und ihr weiteres Schicksal, oder das Eindringen in den Erdboden und dessen Temperatur-Änderungen auch theoretisch zu erfassen. Aber eine besonders wichtige Aufgabe kann noch heute nicht als gelöst betrachtet werden: die Frage nach der Konstanz oder zeitlichen Änderung dieser Strahlung, die ja auch für die Zukunft der Menschheit von allergrößter Bedeutung ist. Hierfür muß eine weit höhere Meßgenauigkeit angestrebt werden. So wenig wir erwarten dürfen, eine säkulare Änderung der Wärmestrahlung der Sonne während unserer begrenzten Lebens-

zeit festzustellen, so sehr muß angestrebt werden, diese Messung so exakt auszuführen, daß sie noch in späteren Jahrhunderten als physikalisch zuverlässiger Ausgangswert dienen kann. Wenn wir hier absehen von der Beeinflussung dieser Strahlung beim Durchgang durch die Atmosphäre, so lehrt uns schon die geschichtliche Entwicklung und die Vielzahl der dabei entwickelten Methoden die Schwierigkeiten abschätzen, die einer zuverlässigen und zugleich absoluten, d. h. in physikalischen Maßeinheiten angebbaren Messung entgegenstehen.

Als älteste Strahlungsmessung im heutigen Sinne erwähnt der um die Strahlungsforschung hochverdiente JOHANN HEINRICH LAMBERT (geboren 1728, mit 49 Jahren an Tbc gestorben), daß ein Mann aus Siena das Gefäß eines Reaumur-Alkoholthermometers einseitig mit Ruß geschwärzt und den beträchtlichen Unterschied der Ablesung festgestellt habe, je nachdem die Sonnenstrahlung auf die geschwärzte oder blanke Seite des Thermometergefäßes auftraf. LAMBERT selbst hat 1772 diese Messungen wiederholt, und zwar als erfahrener Experimentalphysiker mit den beiden Methoden, durch

die sich noch heute die Strahlungsmessungen unterscheiden: statisch, d. h. bis die Thermometersäule zum Stillstand kam und dadurch Gleichgewicht zwischen Einstrahlung und Verlust durch Ausstrahlung, Konvektion und Leitung anzeigte, und dynamisch, indem er den Temperaturanstieg als Funktion der Beobachtungszeit beobachtete. Es ist bekannt, daß ARAGO diese Meßmethode verbessert hat, indem er 1844 von dem bekannten holländischen Glasbläser BUNTEN zwei Thermometer, eines berußt, das andere blank, in evakuierter Hülle einschmelzen ließ, eine Methode, der noch zu unserer Zeit MAX ROBITZSCH erneut wissenschaftliche Geltung verschafft hat.

Den ersten Versuch einer Absolutmessung scheint JOHN HERSCHEL d. J. (1792—1871) vermittels eines von seinem Vater Sir FR. WILH. HERSCHEL (1738 bis 1822) erdachten „Actinometers“ gemacht zu haben. In „Poggendorffs Annalen der Physik“ von 1837 gibt er, leider ohne Beweis, an: Die Ablesung dieses Instrumentes, multipliziert mit 6,1, liefere den Absolutwert der solaren Bestrahlungsstärke.

Aber freilich lieferten die übrigen Messungen nur Relativwerte. Es war ein Schritt von größter Tragweite, als der französische Physiker CLAUDE SERVAIS MATTH. POUILLET (1790—1868, Schüler von BIOT und GAY-LUSSAC) die in der Experimentalphysik bekannte Methode der Kalorimetrie in die meteorologische Strahlungsmessung einführte durch seine Veröffentlichung von 1837: „Über die Sonnenwärme, das Strahlungs- und Absorptionsvermögen der atmosphärischen Luft und die Temperatur des Weltraumes“. Damit nicht genug, untersucht er u. a. die in der Zeiteinheit von der Sonne ausgesandte wie auch die von der Erde empfangene Wärmemenge, die Frage der allmählichen Erkal tung der Sonne infolge der dauernden Abgabe einer so ungeheuren Wärmemenge, ein angesichts der damaligen Kenntnisse über chemische Wärmezeugung höchst aktuelles Problem, sowie die Temperatur der Erdoberfläche, falls die Sonnenstrahlung nicht wirkte. Seine Methode erscheint ebenso einfach wie überzeugend: Eine Kapsel aus Metallblech enthält eine genau bestimmte Masse Wassers. Die auf die Sonne gerichtete Kreisfläche ist geschwärzt, und ein in das Wasser reichendes Thermometer läßt die Erwärmung des Wassers infolge der absorbierten Wärmestrahlung der Sonne messen.

Aber so weittragend auch diese Ergebnisse sein mochten — das am weitesten verbreitete Ergebnis dürfte die Bestimmung einer die Erde umgebenden Eisdicke sein, die durch die Wärmestrahlung der Sonne in einem Jahr geschmolzen werden kann —, so standen und fielen sie mit der Genauigkeit der zu Grunde liegenden Pyrheliometer-Messungen, einer Genauigkeit, die wie überall durch Größen zweiten Grades bestimmt wird, deren exakte Feststellung allgemein besondere Schwierigkeiten bietet. Es seien hier nur genannt die Einflüsse der Umgebung, insbesondere des Windes und der vom Erdboden und benachbarten Gegenständen ausgehenden Wärmestrahlung, der die eigene Ausstrahlung des Meßgefäßes entgegenwirkt.

Jedenfalls war der deutsch-schweizerische Strahlungsforscher OSCAR FRÖLICH, dessen vor 100 Jahren begonnenen Arbeiten hier zum ersten Male, wenn auch nur kurz gewürdigt werden sollen, durch die ursprüngliche, kalorimetrische Methode POUILLETs so beeindruckt, daß er den Versuch machte, praktisch und theoretisch die von ihm klar erkannten Fehlerquellen zu eliminieren. OSCAR FRÖLICH wurde 1843 in Bern geboren und starb 1909 in Berlin. Er studierte in Bern und Königsberg, wo er Schüler des berühmten Mathematikers und theoretischen Physikers FRANZ NEUMANN wurde und mit einem selbst für unsere Begriffe

anspruchsvollen Thema: „Einfluß der Absorption der Sonnenwärme in der Atmosphäre und die Temperatur der Erde“ promovierte. Als Dozent für Mathematik und Physik lehrte er an der Landwirtschaftlichen hohen Schule in Hohenheim und wurde mit 30 Jahren leitender Physiker (damals Ober-Elektriker genannt) bei SIEMENS, später auch Dozent an der Technischen Hochschule Berlin. Von seiner Dissertation 1868 ab gerechnet hat er 20 Jahre lang, bis 1888, in 13 Veröffentlichungen dasselbe Thema unermüdlich variiert. sowohl praktisch wie theoretisch.

Während seine beiden nächsten Arbeiten der Theorie der Erdbodentemperatur und der Registrierung von Sonnen- und Himmelsstrahlung vermittels einer mit Flüssigkeit gefüllten, berußten Hohlkugel und thermoelektrischer Temperaturmessung bzw. Registrierung galten, griff er 1872 mit einer Arbeit „Über Verbesserungen am Pouillet'schen Pyrheliometer“ die Analyse der dem ursprünglichen Instrument anhaftenden Fehlerquellen auf. Sympathisch berührt die Einleitung: „Die POUILLETschen Untersuchungen über Sonnenwärme haben mit Recht eine gewisse Berühmtheit erlangt, weil in denselben zum ersten Male die von der Sonne ausgestrahlte, die von derselben auf die Erde eingestrahlte Wärme, das Absorptionsvermögen der Atmosphäre usw. absolut gemessen wurde.“

Er diskutiert die möglichen Fehlerquellen, die er durch folgende Anordnung zu vermeiden hofft (Abbildung 1). Im Mittelpunkt des Apparates befindet sich

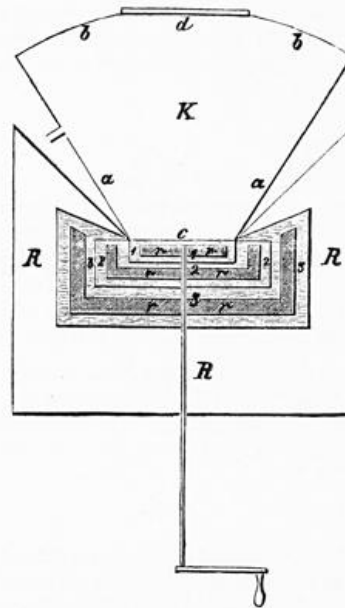


Abb. 1

Vorschlag F.s zur Verbesserung des POUILLETschen Pyrheliometers. 1: Wassergefüllte, mit der vorderseitig berußten Empfängerfläche auf die Sonne gerichtete Kalorimeterdose. 2, 3: Wassergefüllte Dosen zum Schutz der Kalorimeterdose; Temperatur der 3 Dosen mit Thermoelementen zu messen. r: Rührflügel zur Vermeidung von Temperaturschichtung. R: äußerstes Schutzgefäß, mit Eiswasser oder Isoliermaterial zu füllen. — K = „Konus“, dessen geschwärzte Kegelfläche a die durch das Steinsalzfenster d einfallende Himmelsstrahlung absorbiert; die innen hochpolierte Kugelfläche b soll die von der Empfängerfläche reflektierte oder emittierte Wärmestrahlung derselben wieder zuführen.

der ursprüngliche Meßkörper POUILLETs, nämlich die etwa 100 ccm Wasser fassende, flache, auf der Vorderfläche berußte Kapsel aus Silberblech. Sie selbst mußte eine wesentliche Veränderung erleiden, indem der Wasserinhalt durch einen Rührer durchmischt und auch die Temperatur nicht durch ein Thermometer, sondern durch „Thermoketten“, d. h. Thermoelemente gemessen werden sollte. Dieses Kalorimeter im eigentlichen Sinne

wird seitlich und rückwärts umschlossen von mehreren, hier zwei mit Wasser gefüllten Gefäßen, ebenfalls mit Rührflügeln zum Durchmischen und Thermoelementen zur genauen Temperaturmessung. Das äußerste Gefäß kann für Absolutmessung mit Eiswasser als verlässlichster Umgebungstemperatur gefüllt werden, während für Relativmessungen, die also nur die Änderungen der Sonnenwärme geben sollen, dieser Raum mit Isoliermaterial, etwa Wolle oder Sägespäne, gefüllt wird.

Besonders liebevoll ist die Eintritts-Seite für die Sonnenstrahlung ausgestaltet, um sowohl alle von der Sonne kommende Wärmestrahlung zu erfassen, als auch fremde Strahlung, auch diejenige des Himmels, vom Kalorimetergefäß fernzuhalten. Auf diesem soll ein Konus aus Metallblech luftdicht befestigt werden, der nach vorn durch den Kugelabschnitt b abgeschlossen ist. In dessen Mitte ist eine Steinsalzplatte von gleichem Durchmesser wie die berußte Oberfläche der Kalorimeterkapsel luftdicht eingesetzt, so daß dieser ganze Vorbau evakuiert werden kann. Die konische Fläche a ist innen geschwärzt, damit an ihr die seitlich durch das Fenster d eindringende Himmelsstrahlung, ohne das Kalorimeter zu beeinflussen, absorbiert wird. Andererseits ist der Kugelabschnitt b innen blank poliert. Frölich weiß, daß die erwärmte, schwarze Oberfläche des Kalorimeters langwellige Strahlung aussendet und auch einen wenn auch kleinen Teil der Sonnenstrahlung reflektiert. Diese sonst als Verlust zu buchende Abstrahlung soll an der blanken Kugelfläche auf das Kalorimeter zurück reflektiert werden, — Vorsichtsmaßnahmen, mit denen FRÖLICH noch heute unter den Strahlungsphysikern einzig dasteht!

Nun, all dieses soll erzielt werden. Aber der Werttropfen dieser physikalisch bis aufs letzte ausgeklügelten Konstruktion ist, daß sie, soweit festzustellen war, niemals praktisch verwirklicht oder gar für Absolutmessungen eingesetzt worden ist; man stelle sich allein die mechanische Schwierigkeit vor, die drei konzentrischen Wassergefäße mit ihren, auf derselben Achse sitzenden Rührflügeln wasserdicht und mit den isoliert einzuführenden Thermoelementen zusammenzubauen. Aber die auf genauestem physikalischem Verständnis beruhende Konstruktion als vorbildliche geistige Leistung wird davon ja nicht berührt, und ebensowenig die Theorie, die, für Absolut- wie Relativmessungen bis ins Einzelne durchgeführt, allein 5 Druckseiten Differentialgleichungen umfaßt. Diese Arbeit wurde 1871 in Hohenheim vollendet, und es wäre von großem Interesse, wenn dort, etwa in alten Programmen, sich noch ein Niederschlag davon, vielleicht sogar Nachricht über ein Versuchsmodell finden sollte.

Dafür, daß diese theoretischen Überlegungen und Rechnungen nicht zu einem gebrauchsfähigen Strahlungsmeßgerät geführt haben, spricht der Umstand, daß Frölich anschließend weitere Konstruktionen erdenkt, so wie erwähnt schon 1872 eine geschwärzte, mit Kalorimeterflüssigkeit gefüllte Hohlkugel aus dünnem Kupferblech, deren Temperatur durch mehrere Thermoelemente gemessen wird, deren zugehörige passive Lötstelle sich in einem daneben befindlichen temperaturkonstanten Gefäß befindet; auch hier kann die Flüssigkeit durch einen Rührer durchmischt werden. Bemerkenswert ist sein Vorschlag, mit dieser Kalorimeterkugel, die tags als Kugelpyranometer die Sonnen- und Himmelsstrahlung mißt, nachts als vorweggenommenes Pyrgeometer die „nächtliche Strahlung der Atmosphäre und des Weltraums“ zu messen. Um seine Kugel der Wärmestrahlung des Erdbodens zu entziehen, bringt er zwischen beide eine polierte Metallfläche, — was alles schon in jener Frühzeit der Strahlungsmessung eine bewunderswerte Vertrautheit im Umgang mit den kurz- und langwelligen Strahlungsströmen und ihren ver-

schiedenen Reflexions- und Absorptionsverhältnissen zeigt.

Nachdem FRÖLICH sich selbst von den außerordentlichen Schwierigkeiten einer physikalisch einwandfreien kalorimetrischen, daher im strengen Sinne absoluten Strahlungsmessung überzeugt hatte, blieb auch ihm der Canossagang nicht erspart zur Verwendung der damals, seit ihrer Einführung durch MACEDONIO MELLONI 1831 in die Strahlungsmessung unentbehrlich gewordenen, aber zu einer Absolutmessung nur mit großer Schwierigkeit verwendbaren *Thermosäule*, mit der er nun von 1879 bis 1884 arbeitete, aber wieder in noch heute vorbildlicher Weise.

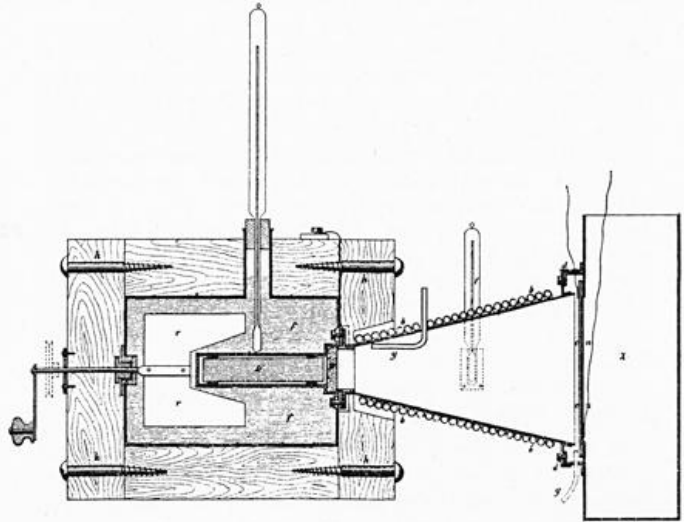


Abb. 2

Erklärung siehe im Text. Dieses Pyrheliometer O. FRÖLICHs mit thermoelektrischer Messung der solaren Bestrahlungsstärke wurde von ihm jahrelang zu ausgedehnten Meßreihen verwendet.

Im Mittelpunkt des hier abgebildeten Strahlungsmessers ist die zylindrische Thermosäule zu sehen, durch Korkringe thermisch isoliert in einem dünnen Metallrohr fixiert, deren aktive oder „warme“ Lötstellen zu einer vorn geschwärzten Empfängerplatte für die zu messende Strahlung ausgebildet sind, während die passiven oder „kalten“ Lötstellen sich in einem durch Rührer durchmischten Petroleumbad befinden, dessen Temperatur durch ein feines Thermometer gemessen wird.

Am vorderen Ende des Apparates sehen wir einen blank polierten Konus aufgesetzt, der damals wegen der Unempfindlichkeit der Messung gern verwendet wurde, um als „Multiplikator“ die durch eine große Öffnung eintretende Strahlung auf der viel kleineren Empfängerfläche zu konzentrieren. FRÖLICH wußte wohl, daß dieser Trichter, falls er aus der Umgebung eine vom Instrument abweichende Temperatur erhalten sollte, durch Eigenstrahlung die Messung fälschen würde; wir sehen daher den Trichter außen von einem dünnen Rohr in vielen Windungen umgeben, das von Wasser durchflossen eine wohldefinierte Temperatur des Trichters gewährleistet.

Es wurde schon betont, daß eine Thermosäule nur Relativmessungen erlaubt. So mußte FRÖLICH sich ein Eichgerät schaffen, indem er auf die Öffnung des Trichters einen Kasten mit erwärmtem Wasser setzte, dessen Strahlungstemperatur er bemerkenswerter Weise nicht mit einem Thermometer, sondern durch ein flächenhaftes, die ganze Öffnung des Trichters überdeckendes und daher die von dem Eichgefäß in den Trichter gelangende schwarze Strahlung integrierendes Thermoelement maß. Zur Messung der Sonnenstrahlung allein konnte die große Öffnung des Trichters durch ein ring-

förmiges Wassergefäß verschlossen werden, das nur eine zentrale Öffnung entsprechend der Fläche der Thermo- säule besaß. Wieder hat FRÖLICH umfangreiche Korrek- tionsrechnungen beigegeben für mögliche kleine Wärmeunterschiede des in seinem Metallrohr einge- schlossenen Thermoelements gegenüber dem Petro- leumbad, sowie für eine vielleicht von der Kühlflüssig- keit etwas verschiedene Temperatur des Trichters. Das einzige, was wir heute grundsätzlich zu beanstanden hätten, ist die Eichung bis zu etwa 100° C, die für die dunkle atmosphärische Gegenstrahlung zwar geeignet ist, nicht aber eine Extrapolation auf die Sonnen- und Himmelsstrahlung gestattet. Aber leider besteht ja auch heute noch die gleiche Schwierigkeit: Noch immer fehlt uns eine flächenhafte, konstante Strahlungsquelle von 5—6000°, also der spektralen Verteilung der Sonnen- strahlung entsprechend. Wieder darf zum Lobe unseres Autors berichtet werden, daß er diesen Mangel erkannte und sich eine Eich-Lichtquelle schuf, die das beste dar- stellt, was auch heute geschaffen werden könnte: FRÖLICH erhitzte ein flachgedrücktes Rohr aus Platin in einem „schwarzen Körper“ durch mehrere Knallgas- lampen zur Weißglut, womit er eine wenigstens sonnen- ähnliche kalorimetrisch verifizierte Strahlungsquelle zur Eichung seines Strahlungsmessers verwirklichte. Noch heute ist ja, trotz unendlicher darauf verwendeter Anstrengungen, die Absolutmessung der Sonnenstrah- lung nicht einmal auf 1% gesichert, was einen schlechten Ausgangspunkt darstellt für die zu erwartenden säku- laren Strahlungsmessungen, von denen zu Anfang ge- sprochen wurde.

In seiner letzten Arbeit von 1888 faßt FRÖLICH noch einmal die Probleme der instrumentellen Strahlungs- messung, wie auch der Beeinflussung der einfallenden Sonnenstrahlung durch die Atmosphäre zusammen. In- zwischen hatte er sich auch mit der Methode von LANGLEY zur Berücksichtigung der atmosphärischen Absorption (seit 1877) auseinandersetzen müssen. Aber dann bricht seine so intensiv betriebene Arbeit, die eine große Zahl von Meßwerten geliefert hatte, plötz- lich und aus unbekanntem Grunde ab.

Während aber zu erwarten gewesen wäre, daß die europäischen meteorologischen Zentralanstalten und Observatorien auf dem hier gelegten experimentell und theoretisch gesicherten Grunde weiterbauten und so, parallel zu den großartigen Arbeiten von LANGLEY, ABBOT und ihren Nachfolgern in den USA ein un- abhängiges Vergleichswerk schufen, und obwohl FRÖ- LICHs Arbeiten und Meßergebnisse in den bekanntesten physikalischen und meteorologischen Zeitschriften leicht zugänglich waren, wurde er so vollständig ver- gessen, daß selbst SÜRING, der in den von ihm bear- beiteten Ausgaben des Hann'schen Lehrbuches der Meteorologie die neuen amerikanischen Strahlungs- Meßergebnisse ausführlich darbietet, ihn nur an einer ganz nebensächlichen Stelle ohne Quellenangabe und sogar noch falsch geschrieben erwähnt. Der einzige Forscher, der auf FRÖLICHs Untersuchungen auf- baute, war der kürzlich verstorbene Professor WALTER WUNDT, dessen frühe Arbeiten von 1906, 1907 und 1909 von der Messung der Sonnenstrahlung unter Be- rücksichtigung der Absorption in der Atmosphäre handelten.

Noch 1924 hat FRANZ LINKE, später FRANZ BAUR eine europäische, den Einrichtungen der Smithsonian Institution gleichwertige Forschungsstelle für diese grundlegenden Messungen gefordert. Im besonderen hat LINKE 1943 im Handbuch der Geophysik metho- dische Bedenken gegen die von ABBOT als Leiter des Astrophysical Observatory in Washington mitgeteilten kurzfristigen Schwankungen der Solarkonstanten an- gemeldet. Wie anders und wieviel fruchtbarer hätte die Entwicklung der solaren Strahlungsforschung in Europa

verlaufen können, wenn man sie hier etwa gleichzeitig mit den USA, auf FRÖLICHs reichen Erfahrungen auf- bauend, als wichtige Zukunftsaufgabe in Angriff ge- nommen hätte. Stattdessen wurden immer wieder An- läufe genommen, die früher oder später starben, ohne daß ihre Methoden und Ergebnisse zur Sicherung der wissenschaftlichen Kontinuität wenigstens von ähn- lichen Einrichtungen übernommen worden wären. Ich denke dabei u. a. an das unter dem älteren ANGSTRÖM und G. GRANQUIST in Uppsala bestehende Institut für Sonnenforschung, an die „International Union for Cooperation in Solar Research“, die noch 1906 einen „Congrès Solaire“ in Oxford abhielt, oder an die so aussichtsreichen, aber auch nicht weitergeführten Ver- suche von FEUSSNER mit dem HENNING-TINGWALD- schen Absolut-Pyrheliometer des Meteorologischen Ob- servatoriums in Potsdam.

Wenn hier OSCAR FRÖLICH herausgestellt wurde als leider vergessener Wegbereiter für die moderne Messung der Sonnenstrahlung in allen ihren Aspekten, so ist er keineswegs der einzige Vorläufer, dem dieses Schicksal des Vergessenwerdens zuteil wurde. Wer kennt schon den Namen des Oberbergrates C. L. ALT- HANS, der 1853 seine „Resultate aus direkten Messun- gen der Sonnenwärme“ veröffentlichte, die zur Haupt- sache mit einem Pyrheliometer POUILLETscher Bauart gewonnen wurden? Auch er hat schon 1850 den Einfluß der atmosphärischen Absorption untersucht, sowie den Einfluß der thermischen Trägheit des Erdbodens auf die Lufttemperatur; seine Meßwerte wandte er ebenfalls an, um die ganze, von der Erde und vom Mond erhaltene Strahlungswärme der Sonne zu errechnen, den Tempe- raturgang in 1 m Tiefe auf dem Mond, die Erwärmung einer die Erde umgebenden Wasserschicht von 1 m Dicke und das Schmelzen einer ebensolchen Eisschicht. Mit einem selbsterbauten Gerät mißt er die Temperatur- verteilung an verschiedenen Punkten der Sonnen- scheinbe. Noch SCHMID in seinem Lehrbuch der Meteorologie von 1860 zitiert ALTHANS ausführlich, und BUYS-BALLOT erbittet seine Mithilfe zur Bestätigung der von ihm klimatisch gefundenen solaren Periodizität. Aber dann ist auch sein Name so völlig verschwunden, daß es jetzt nicht mehr möglich war, irgendwelche per- sönliche Nachrichten über ihn zu erhalten. Auch der Name des Gießener Physikprofessors H. BUFF ist zu Unrecht völlig in Vergessenheit geraten trotz seiner für 1876/78 vorbildlichen Untersuchungen über die „dunk- le“, d. h. langwellige Ein- und Ausstrahlung, die er be- reits bei seinen Messungen von der „sichtbaren“, d. h. kurzwelligen Sonnen- und Himmelsstrahlung zu trennen wußte. Oder noch ein Beispiel aus neuerer Zeit: Vor der 83. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte 1911 in Karlsruhe hielt E. STEPHANI, „Leiter der Son- nenwarte Cassel“ drei Vorträge über Auftreten und Zahl der Sonnenflecken. Diese stützten sich auf mehrere tausend Zeichnungen, die STEPHANI gewonnen hatte, indem er das Sonnenbild auf einen Schirm projizierte und die Flecken abzeichnete. Da bekanntlich alle Reihen von Sonnenflecken infolge ungünstigen Wetters unvoll- ständig sind, könnten auch heute noch die mehrere tausend Zeichnungen STEPHANIs zur Vervollständi- gung anderer, z. B. der bekannten Züricher Reihe dienen. Aber leider war weder über das Schicksal dieses hochwertigen wissenschaftlichen Materials, wie seiner Sonnenwarte, noch über seine Person irgend etwas in Erfahrung zu bringen.

Um mit einer heiteren Bemerkung zu schließen: Auch ich gehöre ja zu der Schar derjenigen, die sich um die Konstruktion eines neuartigen Absolut-Pyrheliometers bemüht haben. Ich glaube, nach den damit angestellten Messungen erfolgreich gewesen zu sein, was nicht aus- schließt, daß ich trotzdem das Schicksal von FRÖLICH und so manchem anderen werde teilen müssen. Aber

während normalerweise das Pyrheliometer so eingerichtet ist, daß es nur die von der Sonnenscheibe ausgesandte Strahlung mißt, nicht dagegen die in der Nähe der Sonne noch ziemlich starke Wärmestrahlung des Himmels, habe ich mir etwas darauf eingebildet, in meinem, schon 1954 ausführlich beschriebenen und auch später noch diskutierten, selbstgebauten Pyrheliometer gleichzeitig die Wärmestrahlung von der Sonnenscheibe und, getrennt davon, die Wärmestrahlung des die Sonne umgebenden Himmelsteiles zu messen. Dies hat den praktischen Zweck, durch den Quotienten beider Meßwerte zugleich ein Maß für die Trübung des Himmels zu erhalten, was an sich wichtig, aber auch notwendig ist für die Extrapolation der gemessenen Wärmestrahlung der Sonne auf deren Wert an der Obergrenze der Atmosphäre, die schon genannte Solarkonstante. Ich dachte schon daran, meine Konstruktion als nicht unwesentliche Neuerung zu veröffentlichen, als ich feststellen mußte, daß ziemlich genau vor 80 Jahren OSCAR FRÖLICH bereits dieselbe Konstruktion zweier konzentrischer Thermosäulen beschrieben hat (Abb. 3). Man

mag daraus ersehen, daß die Beschäftigung mit der Geschichte der meteorologischen Strahlungsmessung nicht nur wissenschaftsgeschichtliche, sondern unter Umständen sogar erhebliche praktische Bedeutung haben kann.

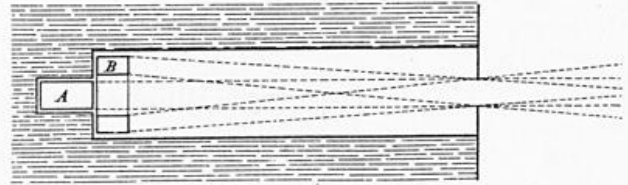


Abb. 3

Vorschlag O. FRÖLICHs (1887), durch eine, die kreisförmige solare Empfängerfläche umschließende ringförmige Thermosäule gleichzeitig auch die Bestrahlungsstärke der Sonnenumgebung zu messen. Dieses Prinzip habe ich, ohne Kenntnis von F.s Arbeiten, in dem 2. Prototyp meines „Kleinen Absolut-Pyrheliometers“ 1954 verwirklicht. Eine Anzahl von Meßwerten dieses Gerätes aus 1954 findet sich in Z. Meteor. 16 (1962) S. 20.

Literatur

Die Arbeiten von OSCAR FRÖLICH finden sich an den folgenden Stellen. Ein ausführliches Schriftenverzeichnis ist dem in der Bibliothek des Deutschen Wetterdienstes aufgenommenen Sonderdruck dieser Arbeit beigelegt.

Diss. Königsberg 1868. Ann. Physik 5. Reihe 20 (1870) S. 647; Ergänz.-Bd. 8 (1878) S. 664, 670; 81 (1884) S. 1

(zu Textabb. Nr. 2), 615; 30 (1887) S. 582 (zu Textabb. Nr. 3). WILDs Repert. f. Meteor. 2 (1872) S. 109 (zu Textabb. Nr. 1), 241; 6 (1879) S. 1 (zu Textabb. Nr. 2). Ber. Akad. Wiss. Berlin, Math.-Nat. Kl., 11. 12. 1876. Verh. Berliner Physik. Ges. Nr. 12 (1883) Zs. Oesterr. Ges. Meteor. 12 (1877) S. 299; 19 (1884) S. 209, 400. Meteor. Zs. (1888) S. 382. ALTHANS, C. L.: Pogg. Ann. Physik 90 (1853). BUFF, H.: Pogg. Ann. Physik 159 (1876) S. 553; Zs. Oesterr. Ges. Meteor. 12 (1877) S. 172.

DK 551.521.32 : 551.508.25

Die langwellige Strahlungsdivergenz über Wasser und über dem festen Boden nach Messung und Rechnung

von

HANS HINZPETER und MANFRIED HEINRICH

Zusammenfassung

Es werden Meßreihen aus je zehn Niveaus zwischen 1 und 6 m über der Erdoberfläche diskutiert. Der Vergleich mit den aus den gleichzeitig gemessenen Temperatur- und Feuchteprofilen berechneten Divergenzen zeigt zunächst die großen Fehlermöglichkeiten, die durch Inhomogenitäten des Bodentemperaturfeldes gegeben sind. Werden diese eliminiert, was über der Wasseroberfläche relativ einfach ist, dann sind die Differenzen zwischen berechneten und gemessenen Divergenzen in diesen Niveaus im Mittel kleiner als 20 Prozent. Die relative Änderung der Divergenz mit der Höhe ist über der Wasseroberfläche etwas größer als über Land, was durch die unterschiedlichen Temperaturprofile zu erklären ist.

Abstract

Series in ten levels between 1 m and 6 m distance from the surface are discussed. A comparison between divergences computed from simultaneously measured profiles of water vapor and temperature and the measured values of the divergence shows the great errors possible due to inhomogenities of the surface temperature field. The elimination of those errors is relatively simple for the water surface. In that case the mean differences between computed and measured values are smaller than 20 % for all revels. The relative variation with the height is greater above the water surface than above the ground due to the different temperature profiles.

Über die Divergenz der langwelligen Strahlung liegen eine Reihe von Messungen [FUNK (1), FRANKENBERGER (2), HAMILTON (3)] vor, von denen die beiden ersten angeben, daß die gemessene Divergenz 30 Prozent größer ist als die mit Hilfe der bekannten Emissionsfunktionen berechneten. Da die Divergenz z. T. für die Labilisierung über See von Bedeutung ist, wurden 1963 von HINZPETER ähnliche Messungen aufgenommen. Sie beschränkten sich auf die Divergenz des von unten kommenden Stroms, da die Temperatur- und Feuchteprofile zwischen Erdoberfläche und Empfänger durch einfache Messungen bestimmt werden können. Als Empfänger wurden polyäthylengeschützte Thermosäulen benutzt. Die Messungen wurden über der Kieler Förde ausgeführt, da die Wasseroberflächentemperatur als sehr homogen angesehen wurde. Diese so gemessenen Divergenzen zeigten im Gegensatz zu den erstgenannten Autoren aber eher kleinere Divergenzen als die Theorie sie liefert.

Da bei solchen Messungen mit polyäthylengeschützten Thermosäulen leicht systematische Meßfehler auftreten können, wurden diese in den letzten Jahren mit verbesserten Empfängern wiederholt, sowohl über der Kieler Förde wie auch über dem bewachsenen Boden einer Koppel. Als Empfänger wurden Thermoelemente nach KORTUM mit kleiner Zeitkonstante und KRS 5-Fenster benutzt. Die Strahlung wurde mit einer vergoldeten Blende auf 12,5 H moduliert. In dieser Anordnung hatten die Empfänger nur einen wirksamen Öffnungswinkel von 120°. Abbildung 1 zeigt die Meß-

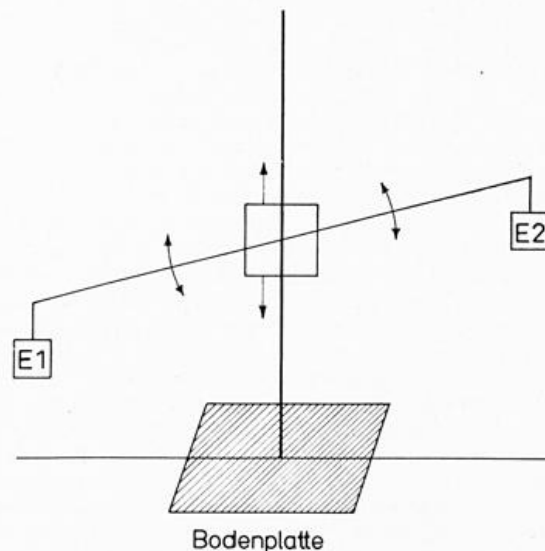


Abb. 1

Schema der Meßanordnung am Mast. Vertikal verschiebbare und schwenkbare Spiere mit den Empfängern E1 und E2.

anordnung. An einem etwa 7 m hohen Mast befindet sich eine 5 m lange Spiere, an deren Enden die beiden Empfänger nach unten gerichtet sind und so je einen Abstand von 2,5 m vom Mast haben. Nimmt man an, daß

die Temperatur- und Feuchtefelder unterhalb der Empfänger spiegelsymmetrisch zum Mast angeordnet sind, dann erhalten beide Empfänger die gleiche Strahlung, wenn sie in gleicher Höhe sind, und die gegeneinander geschalteten Thermolemente liefern dann keine Spannung. Werden beide Empfänger in verschiedene Höhen gebracht, dann sind — wenn nicht die unter dem Empfänger liegende Luft eine konstante von der Höhe unabhängige Temperatur hat, die gleich der Bodenoberflächentemperatur ist — die auf die Empfänger fallenden Strahlungsströme verschieden. Die resultierende Thermospannung ist dann ein Maß für die Differenz der Strahlungsströme und diese kann durch Eichung bestimmt werden. Sind die Änderungen der Lufttemperatur- und des Wasserdampf- und der Wasser- bzw. Bodentemperatur in der Horizontalen zu vernachlässigen, dann ist die Differenz der Strahlungsströme gleich dem über die Höhendifferenz beider Empfänger erstreckten Integral über die Divergenz der Strahlungsströme. Eine Störung des Feldes stellt der Mast dar. Da er nur 10 cm dick ist, wurde sein Einfluß vernachlässigt. Zur Bestimmung der Divergenz wird durch einen Elektromotor die Spiere so geschwenkt, daß die beiden Empfänger eine maximale Höhendifferenz von 1,50 m haben. Das Schwenken von einer Extremlage zur gleichen Extremlage dauert 20 Sekunden, so daß die Thermospannung mit einer Periode von 20 Sekunden schwankt. Die Differenz der Extremwerte der Thermospannung ist das Maß für die Strahlungsdivergenz. Durch einen zweiten Elektromotor kann die Spiere in verschiedenen Höhen zwischen 1,5 und 6 m gefahren werden und so die Divergenz in jenem Höhenintervall in Abhängigkeit von der Höhe bestimmt werden.

Bei der Durchführung der Messungen traten z. T. durch Außerachtlassung vorher eingehaltener Vorsichtsmaßnahmen Fehler auf, deren Möglichkeit für solche Messungen typisch zu sein scheint und die deshalb diskutiert werden sollen.

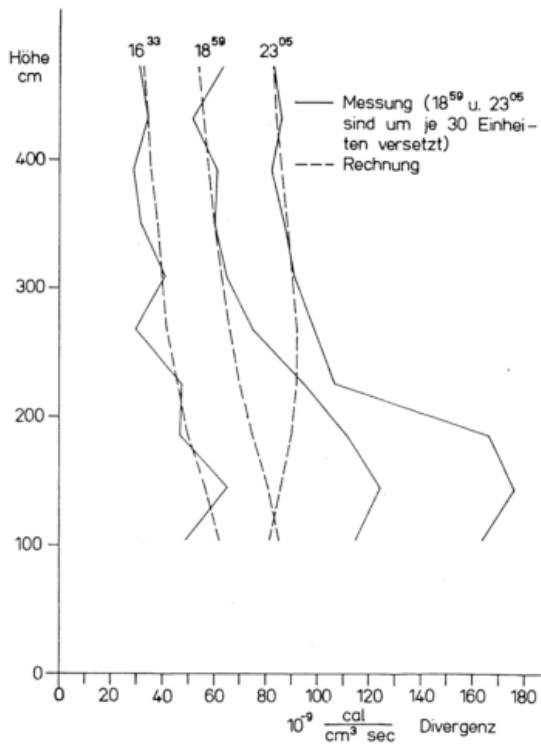


Abb. 2
Drei gemessene Divergenzen aus einer Meßserie über einer Koppel vom 25. 10. 1965 und die dazugehörigen aus dem Temperatur- und Feuchteprofil berechneten Divergenzen.

Abbildung 2 zeigt drei aus den Meßreihen einer Nacht über der Koppelwiese herausgegriffenen Serien. Auf der Abszisse ist die Divergenz in $10^{-9} \text{ cal cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ aufgetragen, auf der Ordinate der Abstand von der Bodenoberfläche in Metern. $10^{-9} \text{ cal cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ entsprechen einer Abkühlungsrate von $0,28^\circ \text{ C}$ pro Tag. Die zweite und dritte Messung sind um jeweils 30 Ordinatenanteile gegenüber der vorhergehenden verschoben. Die gemessene Divergenz ist ausgezogen, die gerechnete gestrichelt. Die etwa bei Sonnenuntergang durchgeführte Serie um 16.33 Uhr zeigt im Mittel eine gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung. Zwei Stunden später tritt unter 3 m Höhe eine wesentliche Zunahme der gemessenen „Divergenz“ auf, die bis 23.05 Uhr dann noch bedeutend anwächst.

Bei diesen Messungen über dem bewachsenen Boden ist die Bodentemperatur nur unsicher zu bestimmen, jedoch verschiebt eine Änderung der in der Rechnung eingesetzten Bodentemperatur die gerechnete Divergenz fast nur parallel zur Ordinate ohne die Höhenabhängigkeit wesentlich zu ändern. Da die relative Feuchtigkeit bei der ersten Messung 84 Prozent betrug, bei der zweiten 86 und bei der dritten 92 Prozent, lag es zunächst nahe — ähnlich wie die früheren Autoren — den Einfluß einer Dunstabsorption zu untersuchen, in der Annahme, daß deren Wirkung durch Aufquellen der Dunsttröpfchen mit der relativen Feuchte zunimmt. Der Dunstabsorptionskoeffizient müßte dann aber etwa 10^4 mal größer sein als der von ZDUNKOWSKI u. a. (4) verwendete; diese Deutung scheidet damit aus. Tatsächlich ist mit weit größerer Wahrscheinlichkeit die Inhomogenität des Bodentemperaturfeldes die Ursache, wie wir mit Hilfe der Abbildung 3 deutlich machen können. Diese zeigt eine typische Messung: unterhalb 2,6 m

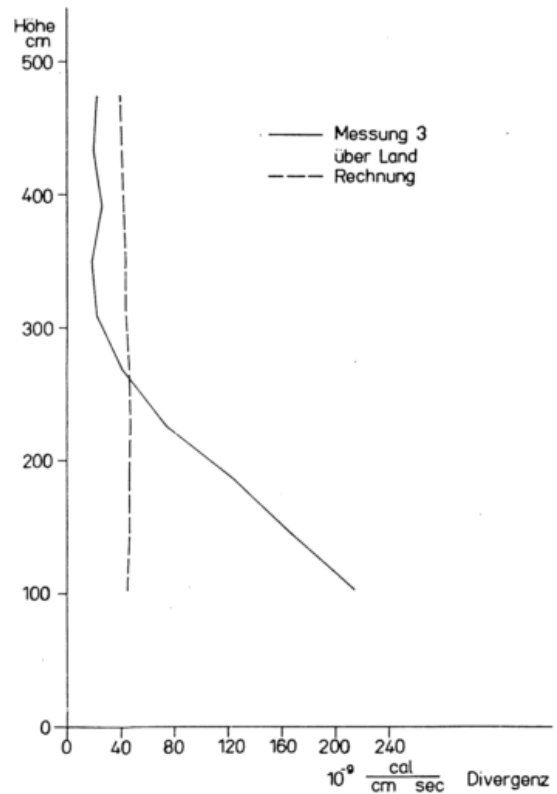


Abb. 3
Typisches Beispiel von gemessener und gerechneter Divergenz über der Koppel (20. 10. 65).

ist die gemessene Divergenz nach unten zunehmend größer als die gerechnete, oberhalb jener Höhe kleiner. Für diese Messungen war — unter Außerachtlassen früherer Abschätzungen über den Einfluß des Mastes — dieser nicht in den Boden eingelassen worden, sondern auf

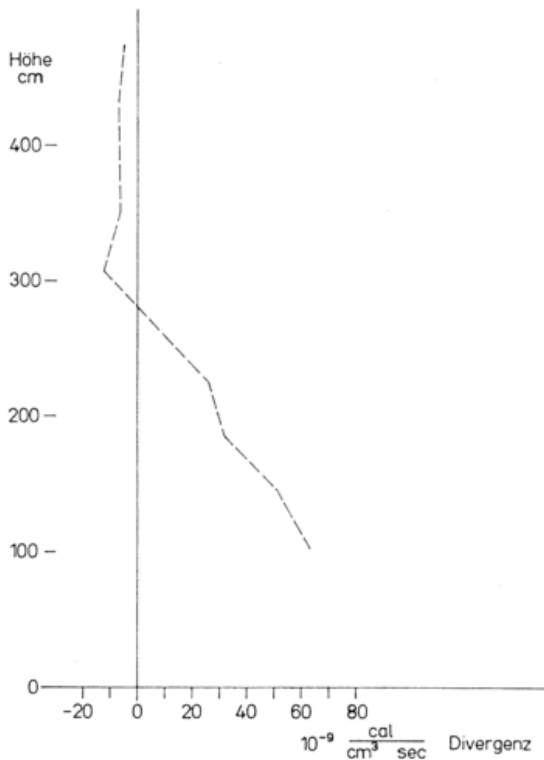


Abb. 4

Ausgezogen: berechnete Divergenz für eine Atmosphäre und Bodenoberfläche gleicher Temperatur (293°K). Gestrichelt: berechnete Differenz der Strahlungsströme für eine Atmosphäre und eine Bodenoberfläche gleicher Temperatur mit einer Grundplatte des Mastes von 3° höherer Temperatur.

einer 2 qm großen Eisenplatte montiert, um möglichst schnelle und einfache Standortwechsel durchführen zu können. Wenn die Wärmebilanz der Bodenoberfläche ausgeglichen ist, werden Platte und umgebendes Grasland etwa die gleiche Temperatur haben. Mit fortschreitendem Wärmeverlust während der Nacht wird aber die Grasoberfläche zunehmend kälter werden als die Eisenplatte. Bei den bisherigen Rechnungen war aber stets vorausgesetzt worden, daß die gesamte Bodenoberfläche die gleiche Temperatur habe.

Setzt man nun in die numerische Rechnung die Geometrie der Ausleger, des Mastes und der Platte ein und wählt die Plattentemperatur 3° höher als die des Graslandes, dann liefert dieses Modell die in Abbildung 4 gegebene Abweichung der Divergenz von der für eine isotherme Atmosphäre geltenden Divergenz 0. Diese Änderung mit der Höhe stimmt weitgehend überein mit der in Abbildung 3 durch die Messung gegebenen.

Für die Messungen über der Kieler Förde mußte der Mast auf den Kopf eines Dalbens von 60 cm Durchmesser montiert werden, der je nach Wasserstand 0,5 bis 1,5 Meter aus der Oberfläche herausragte.

Die Abbildung 5 zeigt das Mittel aller nebelfreien Messungen und der dazugehörigen Rechnungen über der Förde, bei denen die Luft kälter als die Wasseroberfläche war. Die Divergenz ist mit Ausnahme der Höhenbereiche 1 m bis 3 m kleiner als die berechnete. Wahrscheinlich ist auch dies wieder ein Einfluß des Dalbens. In einer isothermen Atmosphäre, die die gleiche Temperatur wie die Wasseroberfläche hat, ist die Divergenz 0 (senkrechte Linie der Abbildung 6). Fügt man die Geometrie des aus dem Wasser herausragenden Dalbens in die Rechnung ein und gibt diesem eine 1,5 ° höhere Temperatur als der Umgebung, dann findet man den in Abbildung 6 gestrichelt gezeichneten

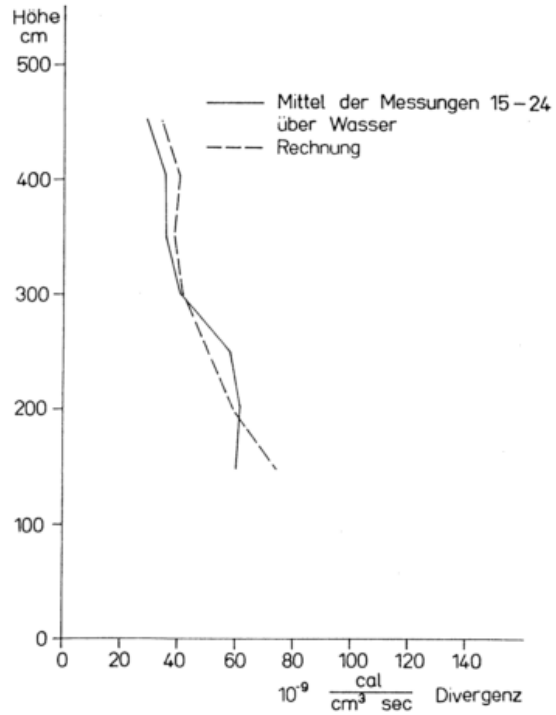


Abb. 5

Mittel der Messungen über der Förde, bei denen die Luft wärmer als das Wasser war (ausgezogen), und Mittel der aus den dazugehörigen Temperatur- und Feuchteprofilen gerechneten Divergenzen (gestrichelt).

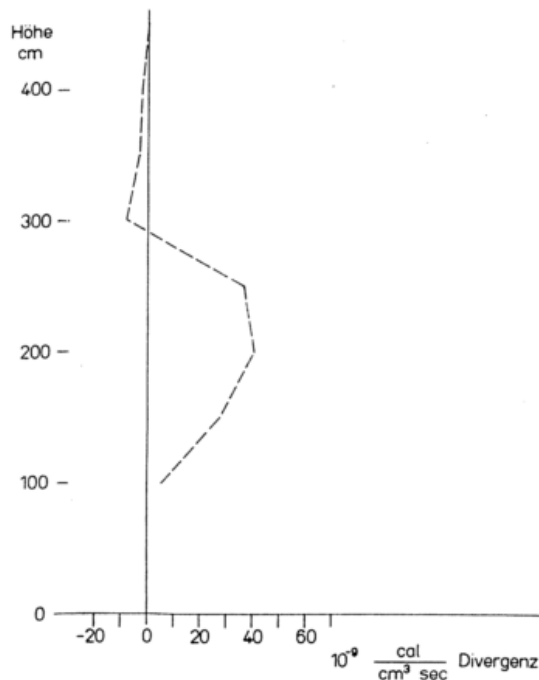


Abb. 6

Ausgezogen: berechnete Divergenz für eine Atmosphäre und Wasseroberfläche gleicher Temperatur. Gestrichelt: berechnete Differenz der Strahlungsströme für eine Atmosphäre und Wasseroberfläche gleicher Temperatur mit einem Dalben von 3° höherer Temperatur.

Verlauf der Differenz der Strahlungsströme, dessen Form weitgehend mit der in Abbildung 5 dargestellten übereinstimmt.

Ein Beispiel von zwei Messungen bei dichtem Nebel (Abbildung 7) zeigt schließlich, daß in der bodennahen Schicht die Absorption von Tröpfchen gegenüber der Absorption des Wasserdampfes klein ist. Bei diesen Messungen war die Sicht kleiner als 50 m und der Dal-

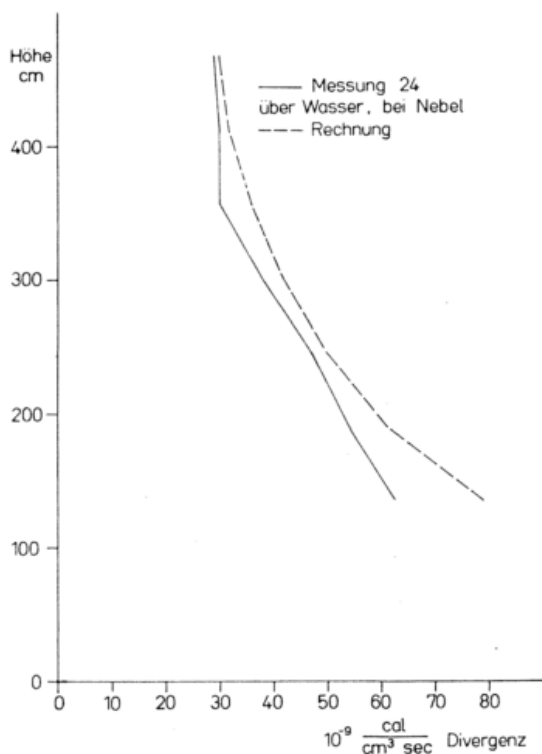


Abb. 7

Vergleich von gerechneter und gemessener Divergenz bei dichtem Nebel (Sicht kleiner als 50 m) über der Förde (31. 5. 66).

ben vollständig mit Nebelwasser bedeckt. Nach Abbildung 7 ist auch dann die gerechnete Divergenz aber 10 Prozent größer als die gemessene.

Wir haben diese durch die Inhomogenität des Bodentemperaturfeldes auftretenden Fehler so ausführlich diskutiert, weil wir annehmen, daß auch bei früheren Messungen anderer Autoren solche Fehler möglich waren. Um diese auszuschalten ist jetzt bei den neuen Empfängern der vom Dalben eingenommene Raumwinkel durch einen senkrecht angeordneten vergoldeten Spiegel abgeschirmt, der etwa 5 cm seitlich vom Empfänger liegt und durch den nun an Stelle des Dalbens der gleich große, zum Spiegel symmetrisch liegende, ungestörte Raumwinkel in den Empfänger reflektiert wird. Mit dieser Anordnung sind bisher 5 Meßreihen durchgeführt worden (Abbildung 8). Alle Meßserien zeigen jetzt in allen Meßhöhen im Rahmen der Meßgenauigkeit Übereinstimmung mit den gerechneten Divergenzen. Diese Messungen liefern im Mittel eine 6 Prozent kleinere Divergenz als die Rechnungen, jedoch ist diese Abweichung nicht gesichert. Allen Rechnungen wurde die Transmissionsfunktion von ELSASSER (5) zu Grunde gelegt. Die Transmissionsfunktion von RODGERS und WALSHAW (6) liefert jedoch eine

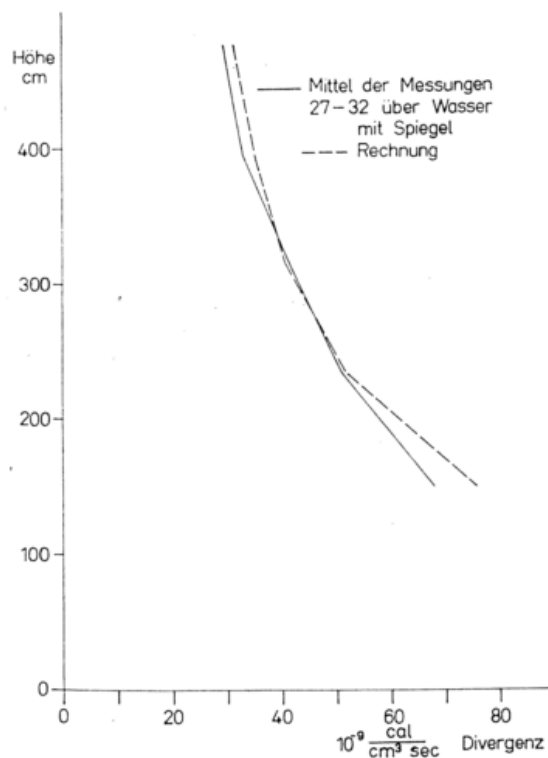


Abb. 8

Mittel aus 6 Messungen über der Förde, bei denen der Raumwinkel des Dalbens ausgeblendet wurde, und Vergleich mit den aus den dazugehörigen Temperatur- und Feuchteprofilen gerechneten Divergenzen.

Divergenz die 24 Prozent über den gemessenen Ergebnissen liegt. Die gerechneten Divergenzen werden noch modifiziert durch das von 1 abweichende Emissionsvermögen der Wasseroberfläche, das hier zunächst mit 1 angesetzt worden ist. Eine genauere Rechnung wurde zunächst nicht durchgeführt, da noch Unklarheiten darüber bestehen, wie weit die in 5 cm Tiefe gemessene Wassertemperatur mit der wirklichen Temperatur der Wasseroberfläche identisch ist oder ob laminare Grenzschichten eine Abweichung der wirklichen Wasseroberflächentemperatur von der in 5 cm Tiefe gemessenen bedingen. Beide Einflüsse würden eine Verringerung der gerechneten Divergenzen liefern.

Herrn HANS-HELMUT RODDE haben wir für die Bereitstellung eines Teiles einer Koppel des Gutes „Alt Bülk“, dem Wasser- und Schiffsamt Kiel, für die Bereitstellung und Einspülen des Dalbens und Bereitstellung einer kleinen Baracke zur Aufnahme der Meßgeräte, sehr zu danken.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die bei der Untersuchung benötigten Mittel.

Literatur

(1) FUNK, J. P.: Measured radiative flux divergence near the ground at night. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 86 (1960) S. 382—389.
 (2) FRANKENBERGER, E.: Entstehung von Strahlungsnebel, *Ber. Dt. Wetterd.*, Nr. 91 (1963), S. 132—135.
 (3) HAMILTON, H. L.: Measurements of infrared radiation divergence and temperature profiles near an air-water interface. In: LETTAU, H.: *Studies of the*

effects of variations in the boundary conditions... Uni. Wisconsin Dep. Meteor. Final Rep. 1965.
 (4) ZDUNKOWSKI, W. u. a.: The effects of atmospheric haze on infrared radiative cooling rates, *J. Atm. Sc.* 23 (1966), S. 297.
 (5) ELSASSER, W. M.: Atmospheric radiation tables, *Meteor. Monogr.*, 4 (1960), Nr. 23.
 (6) RODGERS, C. D.; WALSHAW C. D.: The computations of infrared cooling rate in planetary atmospheres. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 92 (1966), S. 67.

DK 551.501.45 : 551.58

Spektrale Untersuchung klimatologischer Daten im langperiodischen Bereich

von

CHRISTIAN-DIETRICH SCHÖNWIESE

Zusammenfassung:

Das von BLACKMAN und TUKEY (1958) angegebene Verfahren zur Errechnung des Energie- oder Varianzspektrums ermöglicht es, Zeitreihen so zu analysieren, daß sich eine kontinuierliche Verteilung der Varianzbeiträge in Abhängigkeit von der Frequenz ergibt. Mit Hilfe dieses Verfahrens werden drei ausgewählte Klimareihen (Lufttemperatur, Niederschlag und Luftdruck) vom Hohenpeißenberg und von Frankfurt/Main untersucht und mit den Spektren von zwei 1100-jährigen Baumringreihen verglichen. Dabei ergeben sich bei den genannten drei Klimaelementen Varianzmaxima bei 2,2 a, darüber hinaus bei 3,3 a in der Lufttemperatur, bei 4,2 a im Luftdruck und bei 5,0 a im Niederschlag. Die Baumringspektren lassen sich in keine klare Verbindung zu diesen Ergebnissen bringen.

Abstract:

The method for calculating power spectra, published by BLACKMAN and TUKEY (1958), allows to analyse the variance distribution of time series in relation to frequency. This method is applied to three special series of climatological data of temperature, precipitation and pressure, measured at Hohenpeißenberg and Frankfurt/Main (Germany). These spectra are compared with spectra based on two 1100-years series of tree ring width data. There are maxima of variance at 2,2 years in all three elements, moreover at 3,3 years in temperature, 4,2 years in pressure, and 5,0 years in precipitation. No apparent connection has been found with the tree ring spectra.

Einleitung

Die einst so beliebte Periodenanalyse ist heute nicht mehr sehr angesehen. Klimatologiebücher führen zwar eine ganze Reihe von Perioden an, aber alle mit mehr oder weniger großem Fragezeichen versehen, sofern es sich nicht gerade um den Tages- oder Jahresgang handelt. Woher kommt diese Unsicherheit?

Einmal fehlen die kausalen Zusammenhänge. Ein zweiter Grund liegt aber bereits einen Schritt davor: Es ist sehr schwierig, ein Verfahren aufzustellen, das in objektiver und eindeutiger Weise das Auftreten von Perioden erfaßt und gleichzeitig auf klimatologische Reihen anwendbar ist. Denn will man die einzig exakte Methode dieser Art, die Fourieranalyse, auf Klimareihen anwenden, dann versagt sie aus vier Gründen:

- 1) Die Klimareihe liegt nicht in kontinuierlicher, sondern in diskreter Form vor, d. h. sie ist eine Reihe einer in äquidistanten Zeitabständen gemessenen Größe und wird daher Zeitreihe (time series) genannt.
- 2) Keine Klimareihe ist im streng mathematischen Sinn periodisch.
- 3) Es besteht kein Grund, eine harmonische Analyse durchzuführen, da nicht nur ganzzahlige Vielfache einer Grundperiode auftreten können.
- 4) Die beteiligten Perioden können Lücken und Phasensprünge aufweisen.

Verfahren

BLACKMAN und TUKEY (2) haben 1958 ein Verfahren angegeben, das diese Schwierigkeiten löst. Al-

erdings handelt es sich hier nicht mehr um eine Periodenanalyse im strengen Sinn, sondern um eine Schwan-
kungsanalyse (vgl. Punkt 4). Wenn im folgenden von einer „Periode“ die Rede ist, so ist damit nur das Zeitintervall gemeint, das einer Schwankung zugeordnet werden kann, gleichgültig ob diese Schwankung nur einmal auftritt oder öfter und vor allem gleichgültig ob sie sich periodisch wiederholt oder nicht.

Der mathematische Formalismus kann hier nur angedeutet werden. Er führt über die Berechnung der Autokovarianzfunktion

$$C(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} x'(t) \cdot x'(t + \tau) dt, \quad [1]$$

die für $\tau = 0$ die Varianz der Zeitfunktion angibt, und über die Fouriertransformation, die die Aufschlüsselung nach den Frequenzen f liefert, zum Varianzspektrum (power spectrum)

$$P(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} C(\tau) \cdot e^{-2\pi i f \tau} d\tau. \quad [2]$$

Dabei ist $x'(t)$ die Abweichung der Größe $x(t)$ vom Mittelwert und τ die (variable) zeitliche Verschiebung. Das Integral $\int P(f) df$ ergibt wieder die gesamte Varianz der Zeitfunktion. In der Meteorologie hat sich die graphische Darstellung $f \cdot P(f)$ gegen $\ln f$ durchgesetzt. Dann erscheinen in der Ordinate die Einheiten der Meßgröße $x(t)$ im Quadrat, was wieder direkt der Varianz entspricht. Dabei ist

$$\int f \cdot P(f) d \ln f = \int P(f) df. \quad [3]$$

Im Falle der Zeitreihe gehen die Integralformeln in Summenformeln über. Der Zeitabstand zwischen zwei Beobachtungen wirkt dabei wie eine Filterfunktion, die nur Frequenzen unter einer bestimmten Grenzfrequenz passieren läßt; das entspricht der Funktionsweise eines Tiefpasses. Umgekehrt wirkt die endliche Länge der Reihe wie ein Hochpaß. Dadurch werden die Formeln zur Errechnung des Varianzspektrums wesentlich komplizierter (2) (11). Es sei hier nur noch darauf hingewiesen, daß in den folgenden Darstellungen der Varianzspektrums der Anteil der Varianz pro Frequenzintervall aufgetragen ist. In den Ergebnissen werden die in Periodenintervalle umgerechneten Frequenzintervalle angegeben, in denen die Varianzmaxima liegen. Sind diese Intervalle hinreichend klein (bei kurzen Perioden), wird auf die Angabe der beiden Grenzen verzichtet.

Analyse

Zunächst wurden die Monatsmittelwerte der auf dem Hohenpeißenberg gemessenen Lufttemperatur (1781 bis 1967) der spektralen Varianzanalyse unterworfen. Wie zu erwarten, zeigt sich im Varianzspektrum (Abb. 1) der überragende Anteil des Jahresganges, der beim gewählten Ordinatenmaßstab nur zum 28. Teil erfaßt ist. Ein interessantes Nebenergebnis ist, daß alle erfaßten Perioden des Intervalles $400 \text{ mon} \leq T \leq 2 \text{ mon}$ (die Abkürzung 1 mon wird im folgenden für den mittleren Monat mit 30,44 d verwendet) an der Gesamtvarianz beteiligt sind. In kürzerperiodischen Bereich ($T \leq 1 \text{ a}$) ergeben sich Nebenmaxima bei 2,1 mon, 3,6 mon und 6,2 mon.

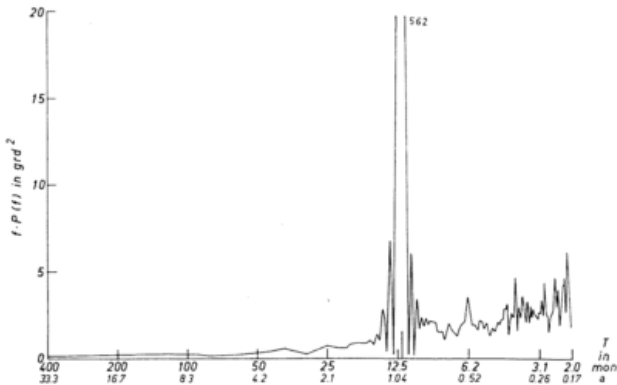


Abb. 1
Varianzspektrum der Monatsmitteltemperaturen,
Hohenpeißenberg 1781–1967.

Um zu einer Analyse des längerperiodischen Bereiches ($T > 1 \text{ a}$) zu kommen, auf dem hier das Hauptgewicht liegen soll, wurden aus den Monatsmittelwerten übergreifende Zwölfmonatsmittel gebildet. Die erste Zahl ist dann das Jahresmittel 1781, die zweite Zahl der Mittelwert von Februar 1781 bis Januar 1782, die dritte der Mittelwert für März 1781 bis Februar 1782 und so fort. Die letzte Zahl ist das Mittel von Dezember 1966 bis November 1967. Wir erhalten also insgesamt zwölf Zahlen weniger, alle Zahlen beziehen sich auf den ersten Wert der Mittelbildung, so daß eine Analyse der übergreifenden Zwölfmonatsmittel von 1781 bis 1966 vorliegt, obwohl noch der November 1967 in diesen Werten enthalten ist.

Hauptzweck dieser Umrechnung ist die Eliminierung des Jahresganges. Im Varianzspektrum erhält man bei Verwendung dieser Werte bei $T = 1 \text{ a}$ ein Minimum. Im Bereich $1 \text{ a} \leq T \leq 2 \text{ mon}$ erscheint eine gedämpfte Sinusfunktion, die von der Fouriertransformation herührt (8). Das ist in Abbildung 2 zu erkennen, die das Varianzspektrum der übergreifenden Zwölfmonatsmittel der Lufttemperatur des Hohenpeißenberges zeigt. Hier ergibt sich eine klare Gliederung der Varianzbei-

träge im längerperiodischen Bereich, deren Maxima in den Periodenintervallen 2,1 — 2,4 a, 3,0 — 3,7 a und 8,3 — 16,7 a liegen.

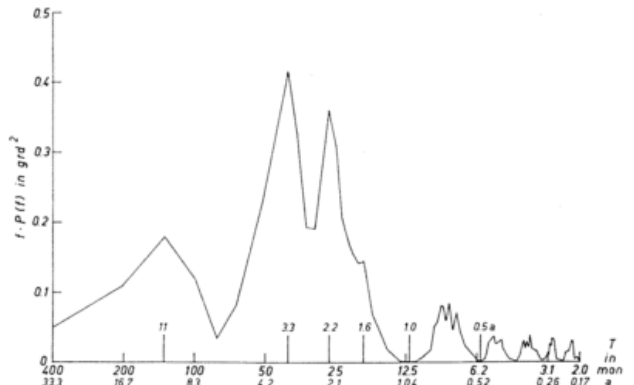


Abb. 2
Varianzspektrum der übergreifenden Zwölfmonatsmittel der
Lufttemperatur, Hohenpeißenberg 1781–1966.

Da die Niederschlagsreihe von Frankfurt/Main kürzer ist (1837 — 1967), ist bei gleichem Genauigkeitsgrad nur eine Spektralanalyse bis 25 a möglich. Das Spektrum der Monatssummen (Abb. 3) weist wieder den Jahresgang auf, allerdings weit weniger ausgeprägt als bei der Temperatur. Nebenmaxima treten bei 2,2 mon, 2,6 mon und 6,0 mon auf. Der Untersuchung im längerperiodischen Bereich lagen die übergreifenden Zwölfmonatsmittel 1837 — 1966 zu Grunde. Hier (Abb. 4) zeigt sich eine deutliche Zweiteilung mit Varianzmaxima, die in den Intervallen 1,9 — 2,3 a und 4,2 — 6,2 a liegen. Ein drittes Maximum bei einer noch längeren Periode, etwa wie es bei der Temperatur (Abb. 2) auftritt, kann, falls es überhaupt vorhanden ist, wegen der Kürze der Reihe nicht erfaßt werden.

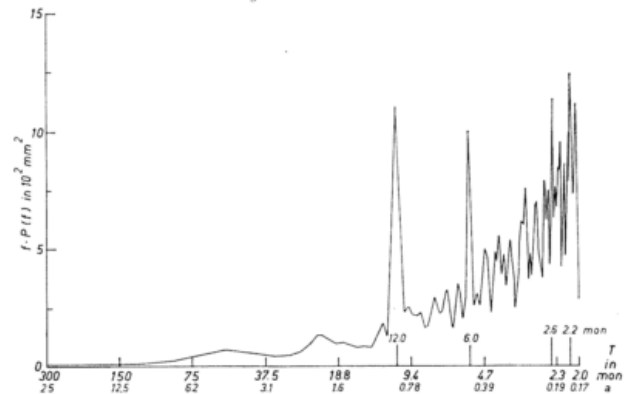


Abb. 3
Varianzspektrum der monatlichen Niederschlagssummen,
Frankfurt/Main 1837–1967.

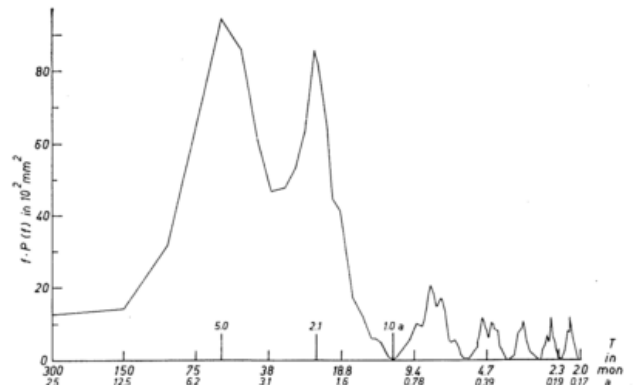


Abb. 4
Varianzspektrum der übergreifenden Zwölfmonatssummen des
Niederschlags, Frankfurt/Main 1837–1966.

Das Varianzspektrum der Monatsmittel des Luftdruckes auf dem Hohenpeißenberg (Abb. 5) nimmt bezüglich des Varianzanteiles des Jahresganges eine Art Zwischenstellung zu Temperatur (Abb. 1) und Niederschlag (Abb. 3) ein. Es zeigen sich neben dem Jahresgang eine Reihe von Nebenmaxima, die größten bei 2,1 mon und 6,1 mon. Das aus übergreifenden Monatsmitteln (1879—1964) gewonnene Spektrum weist zwei Maxima des Varianzanteiles in den Intervallen 2,1 bis 2,8 a und 3,3—5,6 a auf (Abb. 6).

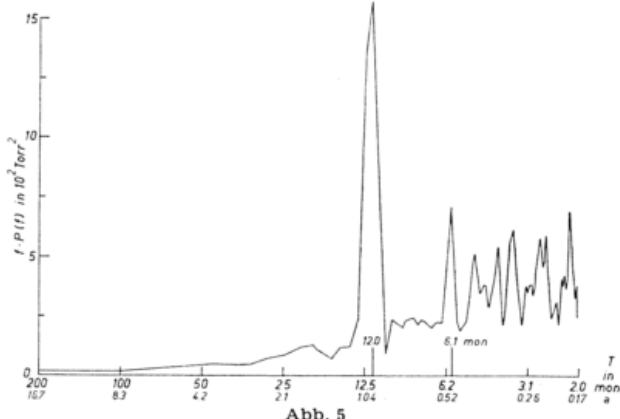


Abb. 5
Varianzspektrum der Monatsmittel des Luftdruckes, Hohenpeißenberg 1879—1965.

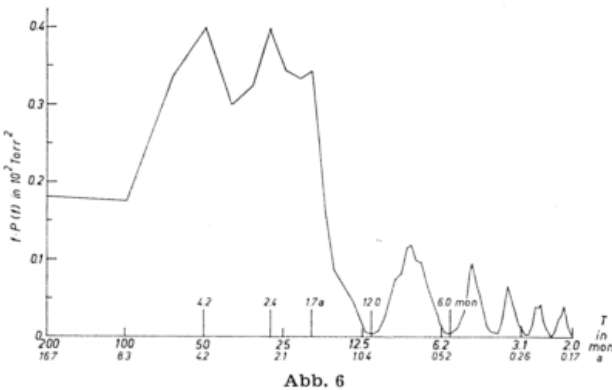


Abb. 6
Varianzspektrum der übergreifenden Zwölfmonatsummen des Luftdruckes, Hohenpeißenberg 1879—1964.

Auf die Ergebnisse im Bereich $T > 1$ a soll kurz eingegangen werden: Bildet man für die in den Abb. 2, 4 und 6 gefundene Periode von etwa 2 a das mit der Reihenlänge gewichtete Mittel, so ergibt sich 2,23 a, ein wohlbekannter Wert, nämlich die 1884 entdeckte (4) und von LANDSBERG (6) ausführlich behandelte Schwankung, die auch in der Stratosphäre als biennale Windoszillation auftritt (5) (9). LANDSBERG (7) u. a. haben die Periodizität dieser Schwankung durch numerische Filtermethoden nachgewiesen. Bei der etwa fünfjährigen Schwankung besteht die Parallele zu der von BAUR (1) postulierten Doppelschwankung der Atmosphäre innerhalb des Sonnenfleckenzyklus. (Weitergehende Vergleiche, kausale Betrachtungen und weitere Analysen folgen in (10).)

Eine vergleichende Analyse zweier Reihen, der die Messung der Breite der Baumringe von Eichen (840 bis 1949) und Tannen (880 — 1959) im süddeutschen Raum zu Grunde lag, erbrachte kein so klares Ergebnis wie die Spektralanalyse der meteorologischen Elemente selbst. Beide Spektren sind weitgehend verwaschen (daher wird auf die Darstellung der Kurven hier verzichtet), insbesondere das der Tanne, das nur bei 2,7 a und noch weniger ausgeprägt bei 12,2 a ein Maximum aufweist. Dann folgt in beiden Spektren ein steiler Anstieg zu großen Perioden (140 a). Das Varianzspektrum der Jahrringbreiten der Eiche zeigt Maxima bei 2,0 a, 6,6 a, 14 a und 31 a, dann erfolgt der erwähnte Anstieg.

Schließlich sei noch auf eine ergänzende Analyse der bereits behandelten Frankfurter Niederschlagsreihe hingewiesen. Die Kurve der Zwölfmonatssummen (Abb. 7 oben) zeigt eine deutlich verringerte Varianz im Zeitabschnitt 1883—1921, was ein Hinweis auf die sog. BRÜCKNER-Schwankung (3) sein könnte. Daher wurde die Reihe in drei 39jährige Abschnitte eingeteilt (1844 bis 1882, 1883—1921, 1922—1960) und getrennt der Varianzanalyse unterworfen. In den betreffenden Varianzspektren (Abb. 7 unten) spiegelt sich nicht nur der unterschiedliche Betrag der Varianz, sondern auch eine Verlagerung des Maximums, was bedeutet, daß im mittleren Zeitabschnitt (1883—1921) die zweijährige Schwankung stärker an der Gesamtvarianz beteiligt ist, während in den angrenzenden Zeitabschnitten die fünfjährige Schwankung stärker hervortritt.

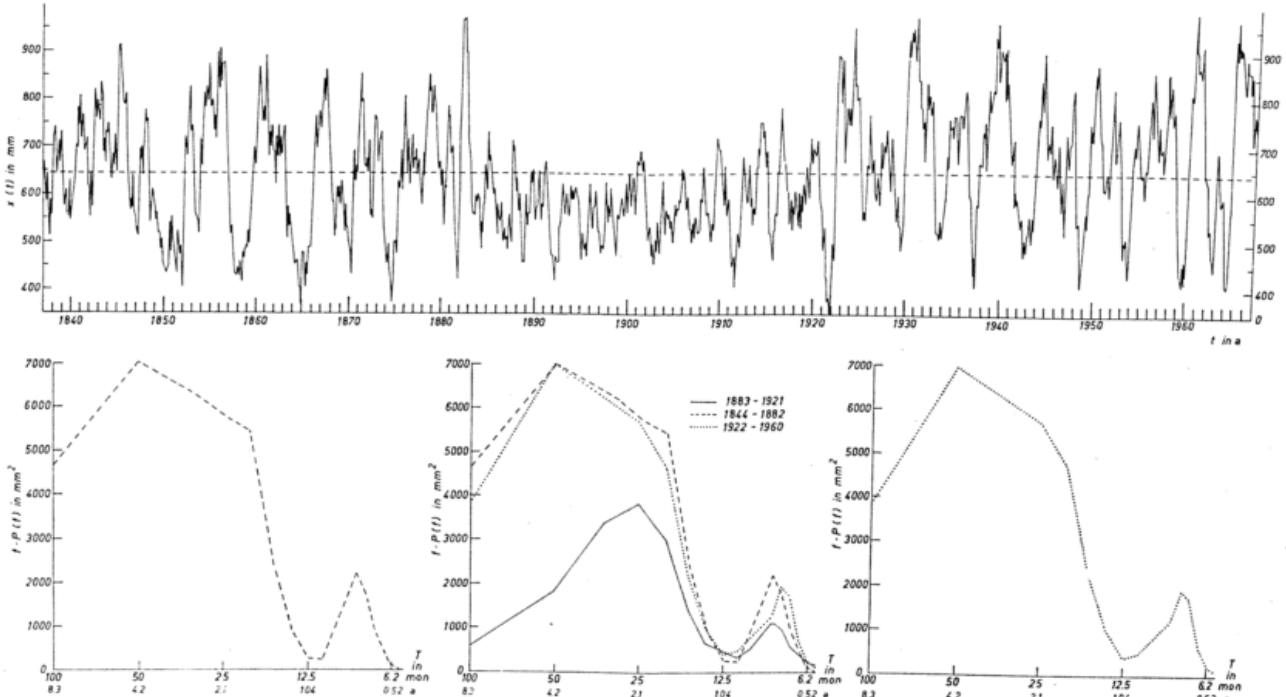


Abb. 7 Übergreifende Zwölfmonatssummen des Niederschlages in Frankfurt/Main. Die gestrichelte Linie gibt den Mittelwert für den erfaßten Zeitraum an. Unten die Varianzspektren für die angegebenen 39jährigen Abschnitte.

Literatur

- (1) BAUR, F.: Die doppelte Schwankung der atmosphärischen Zirkulation in der gemäßigten Zone innerhalb des Sonnenfleckenzyklus. Meteor. Rdsch. 2 (1949) S. 10.
- (2) BLACKMAN, R. B.; TUKEY, J. W.: The measurement of power spectra. New York (1958).
- (3) BRÜCKNER, E.: Klimaschwankungen seit 1700. Wien (1890).
- (4) CLAYTON, H. H.: A lately discovered cycle. Amer. Meteor. J. (1885) S. 130.
- (5) KRIESTER, B.: Die annähernd zweijährige Schwingung des zonalen Windes in der tropischen Stratosphäre. Meteor. Abh. Fr. Univ. Berlin 22 (1964) H. 4.
- (6) LANDSBERG, H. E.: Biennial pulses in the atmosphere. Beitr. Phys. fr. Atm. 35 (1962) S. 184.
- (7) LANDSBERG, H. E.; MITCHELL, J. M. jr.; CRUTCHER, H. L.; QUINLAN, F. T.: Surface signs of the biennial atmospheric pulse. Monthly Weather Rev. 91 (1963) S. 549.
- (8) LUMLEY, J. L.; PANOFSKY, H. A.: The structure of atmospheric turbulence. New York (1964).
- (9) REED, R. J.: The present status of the 26-month oscillation. Bull. Amer. Meteor. Soc. 46 (1965) S. 374.
- (10) SCHÖNWIESE, C. D.: Spektrale Varianzanalyse klimatologischer Reihen im langperiodischen Bereich. Wiss. Mitt. Meteor. Inst. München Nr. 15 (1969).
- (11) WALK, O. G.: Untersuchungen von Schwankungen der Lufttemperatur. Diplomarbeit für Meteorologie, Meteor. Inst. d. Univ. München (1966).

DK 551.501.4 : 551.577.2

Statistische Erfassung der Zellengröße atmosphärischer Ereignisse und der Repräsentanz der Meßnetze

von

WALTER FETT

Zusammenfassung

Die Ausdehnung atmosphärischer Erscheinungen ist vielfach groß gegen die Maschenweite des sie erfassenden Beobachtungsnetzes. Die Ergebnisse verschiedener Stationen sind darum mehr oder weniger miteinander korreliert. Es werden statistische Maßzahlen abgeleitet, welche von der Ereignisverteilung innerhalb eines Beobachtungsnetzes etwa auf folgende Größen schließen lassen:

- a) äquivalente Anzahl der effektiv unabhängig messenden Stationen (bedeutsam bei Anwendung von Signifikanztests),
- b) Informationszuwachs bei Stationsnetzverdichtung (bedeutsam für die Erkundung der optimalen Maschenweite),
- c) effektive Zellenerstreckung eines Ereignisses (bedeutsam für eine quantitative Morphologie atmosphärischer Erscheinungen).

Die Anwendung wird am Beispiel des Niederschlags ≥ 10 mm/Tag bezüglich Deutschlands veranschaulicht.

Abstract

In many cases the dimension of atmospheric phenomena is large compared with the width of mesh its recording network. Therefore, the results from different stations are moreless correlated with each other. Statistical proportions being derived might lead to conclusions like the following quantities:

- a) equivalent number of effective independent measuring stations (important for the application of significance tests),
- b) increase of informations in case of solidification of the station network (important for the research of optimal width of mesh),
- c) effective cell extension of an event (important for a quantitative morphology of atmospheric phenomena).

The application is illustrated by an example of precipitation ≥ 10 mm/day ($\geq 0,4$ inch/day) referring to Germany.

1. Einleitung

Von vornherein sei betont, daß sich diese Arbeit auf eine reine Fallbetrachtung beschränkt, wobei der Fall eintritt ein beliebiges Ereignis sein kann, beispielsweise der Eintritt eines Regenfalles, das Auftreten von Nebel, die Überschreitung eines vorgegebenen Temperaturwertes oder auch Luftverunreinigungsgrades usw.

Atmosphärische Ereignisse treten meist mit örtlicher Stetigkeit auf. Die Ergebnisse der Erfassung solcher Ereignisse in einem Meßnetz weisen dann Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Meßstationen auf, wenn die Erstreckung eines solchen Ereignisses nicht zu klein gegenüber dem Abstand zwischen den Stationen ist. Bei einer statistischen Betrachtungsweise des Ereignisses führen diese Zusammenhänge dazu, daß die für die wesentlichen statistischen Prüfverfahren geforderte

Regellosigkeit nicht gegeben ist, wenn die Ergebnisse verschiedener Stationen zusammengefaßt oder verglichen werden. Andererseits kommt in diesem Mangel an Regellosigkeit gerade die Repräsentanz der einzelnen Meßstation zum Ausdruck, welche die Beschränkung auf stichpunktartige Meßweise rechtfertigt. Sowohl die statistischen Prüfverfahren als auch die optimale Anlage von Meßnetzen bzw. die optimale Verarbeitung ihrer Meßergebnisse erfordern eine quantitative Beherrschung der Ereigniskorrelation innerhalb der Netzereignisse.

Im folgenden werden statistische Maßzahlen gegeben, welche die Korrelation in der flächenhaften Verteilung eines synchronen Ereignisses in anschaulicher und leicht anwendbarer Weise wiedergeben. Die Methodik der theoretischen Ableitung stellt ein Analogon zu der von BARTELS (1) entwickelten Betrachtungsweise dar, die

er zwecks Berücksichtigung der Erhaltungstendenz in Zeitfunktionen verfolgte. — Nach einigen Hinweisen auf die weitere Anwendbarkeit der Maßzahlen wird in drei Beispielen ihre Nutzung demonstriert.

2. Die grundlegenden statistischen Maßzahlen

Es sei ein Netz aus n Stationen gegeben. Das betrachtete Ereignis habe die Eintrittswahrscheinlichkeit p , während x die Anzahl der Stationen im Netz sei, bei denen zum gleichen Termin das Ereignis eingetreten ist.

Dann ist bei der Betrachtung der x_i aus N Terminen

$$s^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left[x_i - \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \right) \right]^2 \quad [1]$$

das mittlere Abweichungsquadrat der Ereigniszahl je Termin.

Tritt das Ereignis innerhalb des Netzes je Termin von Station zu Station stochastisch unabhängig auf, so verteilen sich die x_i binomisch mit der Varianz

$$\sigma^2(n; p) = n \cdot p (1 - p). \quad [2]$$

Für die Betrachtung einer hinreichend großen Terminzahl N gilt dann im Grenzfalle

$$s^2_N(n; p) = \sigma^2(n; p) \quad \text{oder} \quad \frac{s^2_N(n; p)}{\sigma^2(n; p)} = 1. \quad [3]$$

Ist das Auftreten des Ereignisses im Netz jedoch von Station zu Station abhängig, so wird der Quotient in [3] vom Wert 1 abweichend allgemein

$$\frac{s^2(n; p)}{\sigma^2(n; p)} = \varepsilon(n) \quad [4]$$

sein. [4] läßt sich mit [2] zur Beziehung

$$s^2(n; p) = \left[\varepsilon(n) \cdot \sigma \left(\frac{n}{\varepsilon(n)}; p \right) \right]^2 \quad [5]$$

umformen, die formal besagt, daß das errechnete mittlere Abweichungsquadrat der x_i der Varianz einer Binomialverteilung äquivalent ist, deren Stichproben stets aus $n/\varepsilon(n)$ voneinander unabhängigen Gruppen zu je $\varepsilon(n)$ identischen Werten bestehen, die $n/\varepsilon(n)$ verschiedenen Gruppenwerte jedoch voneinander unabhängig sind. Auf die Ereignisverteilung im Stationsnetz übertragen heißt das: Je $\varepsilon(n)$ Stationen des n -Stationen-Netzes kennzeichnen gemeinsam je ein und dasselbe der $n/\varepsilon(n)$ unabhängigen Terminereignisse; diese mit $1/\varepsilon(n)$ reduzierte Ereignisanzahl n kann nun jedoch wie eine Anzahl zufälliger Ereignisse betrachtet werden.

Somit können die Größen wie folgt gedeutet werden:

- [4] $\varepsilon(n) = s^2(n; p) / \sigma^2(n; p)$ = äquivalente Anzahl identischer Ereignisse, und
- [6] $n' = n / \varepsilon(n)$ = effektive Anzahl zufälliger Ereignisse (reduzierte Ereigniszahl).

Wenn das ε von Teilkollektiv zu Teilkollektiv (Termingruppe, Netzteil) streut, so beeinträchtigt das nicht die Bedeutung des ε des Gesamtkollektivs, wohl aber die der „reduzierenden Ereigniszahl“ der Gesamtheit. Diese ist genauer n/ε^* mit $\varepsilon^* = \varepsilon - \sigma^2(\varepsilon)/\varepsilon$. Es gibt n/ε demnach die effektive Mindestanzahl zufälliger Ereignisse an, weshalb man sich bei Anwendung dieser Größe für statistische Prüfungsverfahren stets auf der sicheren Seite bewegt!

Es ließen sich in anschaulicher Weise weitere Maßzahlen definieren: Die Größe $n/\varepsilon(n)$ kann möglicherweise mit wachsendem n einem Grenzwert $[n/\varepsilon(n)]_{n \rightarrow \infty}$ zustreben, der die effektive Anzahl der Ereignisse repräsentiert;

$$n'(\infty) = [n/\varepsilon(n)]_{n \rightarrow \infty} = \text{repräsentative Ereigniszahl.} \quad [7]$$

Dann kann als angemessener Stationsumfang solcher bezeichnet werden, für den die Größe $n' = n/\varepsilon(n)$ den Grenzwert $n'(\infty)$ genügend approximiert;

$$n/\varepsilon(n) \approx n'(\infty) \rightarrow r = \text{optimale Stationszahl.} \quad [8]$$

Der Flächenanteil $f(n)$ der vom Stationsnetz bedeckten Gesamtfläche $F(n)$, der auf eines der $n'(\infty)$ repräsentativen Ereignisse fällt, kennzeichnet durch

$$f(n \rightarrow \infty) = F/n'(\infty) = q = \text{die effektive Zellengröße des Ereignisses,} \quad [9]$$

in welchem das Ereignis statistisch gleichwertig auftritt. Kennzeichnen i und j zwei sich gleichmäßig durchdringende Stationsnetze mit $n_i = n_j = n$, $p_i = p_j$ und $s^2(x_i) = s^2(x_j)$, dann ist

$$r(n) = \frac{\varepsilon(2n)}{\varepsilon(n)} - 1 = \text{der Korrelationskoeffizient zwischen den Ereigniszahlen } x_i \text{ und } x_j, \text{ und} \quad [10]$$

$$Z(n) = 1 - r^2(n) = \text{der relative Zuwachs an unabhängigen Ereignissen (an statistischer Information) bei Verdichtung des Stationsnetz auf das Doppelte.} \quad [11]$$

Weitere anschauliche Größen, die sich aus den hier gebrachten ableiten, werden in den nachfolgenden Beispielen vorgeführt.

3. Anwendungsbeispiele

In den Anwendungsbeispielen wird als Ereignis der Fall eines Niederschlages von $\geq 10,0$ mm pro Tag und Station gewählt. Betrachtet wird das in den Deutschen Meteorologischen Jahrbüchern (2), (3), (4) erfaßte Niederschlagsmeßnetz Norddeutschlands (etwa nördlich der Mainlinie), welches in Umfang und Dichte aus geschichtlichen und organisatorischen Gründen leider mit der Zeit variierte. Die Stationsanzahl betrug zwischen rund 300 und 700 (Abb. 1). Verwendet wurden die vollen 28 Jahre der — in sich relativ einheitlich vorliegenden — Zeiträume 1903/14, 1924/33 und 1947/52 bzw. (2. Beispiel) das Jahr 1903 allein. Das bedeutet, daß bis rund 4,4 Millionen Stationstage mit etwa 210 000 definitionsgemäßen Ereignissen als Ausgangsmaterial dienten. Die mittlere Eintrittswahrscheinlichkeit war $\bar{p} = 4,8\%$.

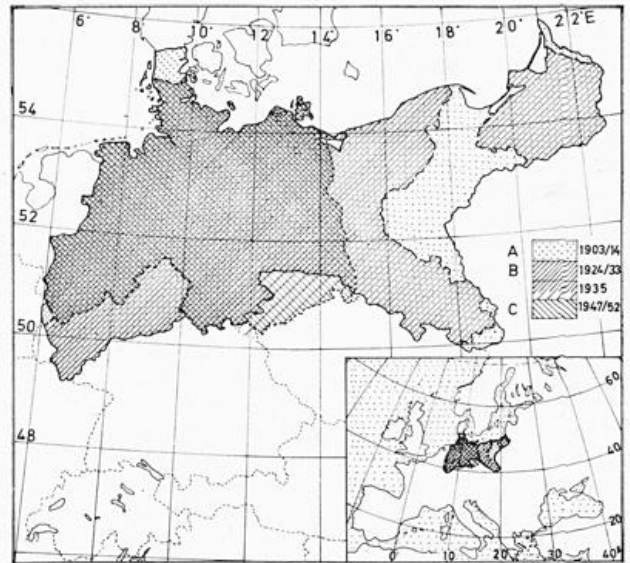


Abb. 1 Ausbreitung der für die verschiedenen Epochen verwendeten Niederschlagsstationsnetze, die den Anwendungsbeispielen zugrundeliegen.

3.1. Anwendung der Maßzahlen in einer Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Mondphase und Niederschlagsfall

In den letzten Jahren mehrten sich die Untersuchungen über den Nachweis eines Zusammenhangs zwischen Mondphase und meteorologischen Elementen, namentlich dem Niederschlag (5). Allein schon, weil dieses Problem im hohen Maße suspekt zu sein scheint, kommt es bei einer solchen Betrachtung in erster Linie auf eine einwandfreie statistische Urteilsbildung an.

Da ein möglicher Mondeinfluß — verglichen mit anderen terrestrischen Einflüssen — gegebenenfalls nur sehr gering sein wird, muß die Verwendung eines möglichst umfangreichen Datenmaterials angestrebt werden. Nachweislich ist dafür die Verwendung der verfügbaren Zeitreihe einer einzigen Station nicht ausreichend. Man ist daher genötigt, die Zeitfolgen mehrerer Stationen zu benutzen. Da zwischen den Niederschlagsauftritten verschiedener Stationen innerhalb Deutschlands jedoch eine Korrelation besteht, entspricht die Vervielfachung des Materials durch Stationsmehrung nicht auch der gleichen Vervielfachung an unabhängigen Fällen, also an Information. Die für die statistische Urteilsbildung notwendige Kenntnis der Antwort auf die Frage, wie groß nun die relative effektive Fallvermehrung bei Vergrößerung der Stationsanzahl und damit die den Prüftest zugrundeliegende Gesamtzahl an voneinander unabhängigen Ereignissen ist, kann durch die Anwendung der obigen statistischen Theorie gewonnen werden!

Gemäß der Theorie (Abschnitt 2) wurde — nach den drei Jahresabschnitten und zwölf Monaten getrennt, also für $M = 36$ Zeitgruppen mit je D_m Tagen — gemäß [4] die „äquivalente Anzahl der identische Ereignisse messenden Stationen“ $\varepsilon(n)$ und daraus mit $n' = n/\varepsilon(n)$ die „reduzierte Stationsanzahl“ berechnet, die sich im Mittel zu lediglich 7,0 Stationen ergibt. Die Verwendung Hunderter Stationen anstatt einer einzigen hat demnach lediglich eine Versiebenfachung an statistischer Information erbracht. Die Zahl der Fälle (ca. 210 000) schrumpfte dabei auf

$$M = 36 \sum_{m=1}^{D_m} x_{d_m, m/\varepsilon_m(n)} = 3459 \text{ vergleichbare Fälle}$$

ohne Gebietskorrelation zusammen, d. h. auf 1,6% der ursprünglichen Anzahl!

Das ausführliche Ergebnis und seine kritische Analyse ist bereits in (6) niedergelegt worden. Hier hingegen sei lediglich eine Darstellung gebracht und ihre Aussagefähigkeit getestet. In Abbildung 2 ist der halbsynodische Gang der Häufigkeit der reduzierten (!) Niederschlagsfallzahlen für verschiedene Klasseneinteilungen wiedergegeben. Das Bild ist durch das Maximum zur Zeit der Syzygien und das Minimum nach Halbmond geprägt. Die zu prüfende Frage ist nun die, mit welcher Wahrscheinlichkeit sich diese Verteilung mit der Hypothese verträgt, daß die Ereigniswahrscheinlichkeit p in allen Klassen gleich, d. h. unabhängig von der Mondphase ist und die Abweichungen von einer Gleichverteilung also nur zufällig sind (Nullhypothese).

Auf die zehnklassige Häufigkeitsverteilung angewandt ergibt sich ein $\chi^2 = 29,725$ mit 9 Freiheitsgraden. Die Anwendung des Tests setzt jedoch nicht nur die Unabhängigkeit der Fälle innerhalb einer jeden Klasse, sondern auch die Unabhängigkeit von Klasse zu Klasse voraus. Diese ist aber wegen der Erhaltungsneigung der Niederschlagsfälle nicht gegeben. Diese Wahrscheinlichkeitsnachwirkung kann man nach BARTELS (1) durch die „äquivalente Anzahl aufeinanderfolgender identischer Ordinaten“ $\varepsilon(h)$ erfassen. Wie der Verfasser in (6) näher ausführte, resultierte für den halbsynodischen Gang einer 10-Klassen-Einteilung ein $\varepsilon(h) = 1,75$ Klasseneinheiten. In unserem Falle ergibt mit diesem Wert

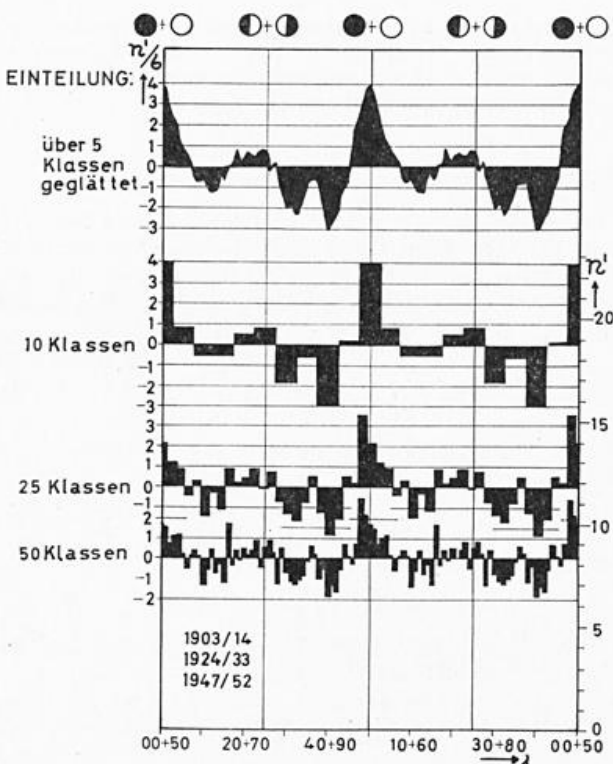


Abb. 2

Häufigkeitsverteilungen eines Niederschlagstages $\geq 10,0$ mm in Norddeutschland über die synodischen Mondumlaufhälfen bei verschiedener Klasseneinteilung. Darstellung in Einheiten der Zufallsstreuung (links) und in Anzahl der reduzierten Fälle n' (rechts).

reduzierend ein $\chi^2 = 29,725/1,75 = 17,0$ bei $FG' = 9/1,75 = 5,14$ Freiheitsgraden, für welchen Wert die theoretische χ^2 -Verteilung einen Sicherheitspunkt von $P = 0,007$ aufweist. Prüfte man eine 5-Klassen-Verteilung, welche aus der nochmaligen Zusammenlegung je zweier benachbarter Klassen hervorgeht, dann ergibt sich sogar ein Sicherheitspunkt von $P = 0,005$. Die Nullhypothese ist danach zu verwerfen. Es ist somit in hohem Maße signifikant, daß die Niederschlagshäufigkeit von der Mondphase abhängt. Auf Grund der Verwendung der theoriegemäß reduzierten Ereigniszahlen kann die Schlußkraft dieses Testes wohl kaum noch wegen einer möglichen Abhängigkeit der Ordinaten untereinander angefochten werden.

3.2 Anwendung der Maßzahlen für die Beschreibung der Stationsrepräsentanz

Bei der statistischen Auswertung von Daten aus einem Stationsnetz oder auch schon bei der Anlage eines neuen bzw. bei der Verdichtung eines gegebenen Stationsnetzes stellt sich die Frage nach der Wahl der angemessenen Stationszahl bzw. der optimalen Stationsdichte. Diese hängt von der die Station umgebenden Fläche ab, für die diese Station das Ereignis — zumindest statistisch — repräsentativ zu beschreiben vermag. Diese Fläche wiederum ist u. a. eine Funktion von der statistischen Zellengröße des zu messenden Ereignisses. Am Beispiel des Ereignisses eines Niederschlags $\geq 10,0$ mm/d im Jahre 1903 in Norddeutschland soll gezeigt werden, wie die Anwendung der theoretisch abgeleiteten Maßzahlen in diesen Fragen Entscheidungen herbeiführen hilft.

Die 404 Stationen des Meßnetzes verteilen sich relativ gleichmäßig über eine Fläche von $F = 397\,500$ km². Es wurde das Stationsnetz jeweils in Gruppen zu je $n = 3, 6, 12, 25, 50, 100$ und 202 Stationen derart zerlegt, daß jede Gruppe ein Netz aus etwa gleichmäßig über Norddeutschland verteilten Stationen darstellt. Für jede

Gruppe wurde nach Formel [4] das $\varepsilon(n)$ berechnet und für Gruppen mit gleichem n zu den Werten $\bar{\varepsilon}(n)$ gemittelt. Mittels dieser wurden schließlich berechnet: mit [6] die effektive Repräsentanzfläche $f(n) = F \cdot \bar{\varepsilon}(n)/n$, nach [10] der Korrelationskoeffizient $r(n)$ zwischen dem Ereignisauftritt in zwei gleich großen, sich gleichmäßig durchdringenden n -Netzen und nach [11] den effektiven Informationszuwachs $Z(n)$ bei Zusammenlegung beider n -Netze. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3 in Abhängigkeit von der Stationszahl n bzw. Netzdichte n/F dargestellt.

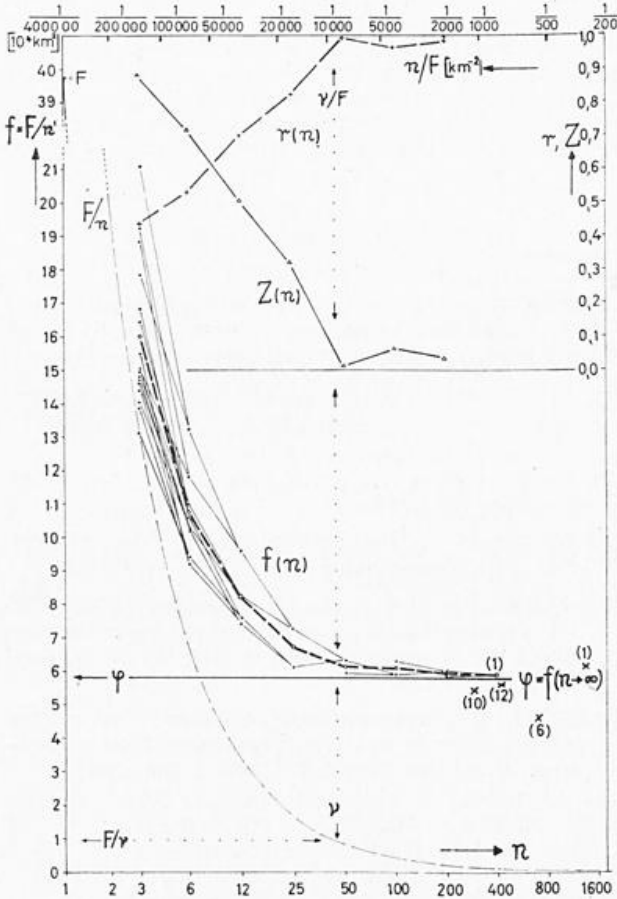


Abb. 3

Ereignisfall: Niederschlag $\geq 10,0$ mm/d in Norddeutschland 1903
 $r(n)$ = Korrelationskoeffizient zwischen zwei n -Stationen-Netzen, $Z(n)$ = statistischer Informationszuwachs bei Stationszahlverdoppelung, $f(n)$ = effektive Repräsentanzfläche

Bestände zwischen den synchronen Messungen in einem Stationsnetz keinerlei Zusammenhang ($r(n) = 0$), so folgte die Repräsentanzfläche $f(n)$ einer Station der gestrichelten Kurve F/n . Es wäre $\varepsilon(n) = 1$ und $Z(n) = 1$; d. h. jede neue Station würde gegebenenfalls auch stets ein neues, von den übrigen Stationen noch nicht erfaßtes Ereignis registrieren. In Wirklichkeit wird sich die Folge $f(n)$ jedoch dem Wert $\varphi = f(n \rightarrow \infty) \neq 0$, der effektiven Zellengröße, nähern.

Für das in diesem Beispiel betrachtete Ereignis, Gebiet und Jahr lassen sich aus den Maßzahlfolgen nachfolgende mittlere Ergebnisse ableiten: Die — zumindest statistisch interessante — effektive Zellengröße des in sich einheitlich, aber von anderen Zellen unabhängig agierenden Tagesniederschlagsfeldes von ≥ 10 mm beträgt etwa 58 000 km². Der angemessene Netzzumfang v wäre schon bei einem n gegeben, für das $r(n)$ nahe 1 bzw. $Z(n)$ nahe 0 (etwa 5%) sein würde, was in unserem Falle bereits bei weniger als 50 Stationen erreicht wäre. Damit sollte also je eine Station auf etwa $F/v = 10\,000$

km² entfallen (optimale Repräsentanzfläche). Die optimale Maschenweite des Netzes betrüge damit rund $\sqrt{F/v} = 100$ km. Die Ereignisflächenbelegung wäre mithin etwa $\varphi/f(v) = v/n'(\infty) = 6$ Stationen pro effektiver Zellengröße. Auch für den Nachweis des Zusammenhangs zwischen Niederschlag und Mondphase (Abschnitt 3.1) hätte also bereits die Auswertung des lediglich „angemessenen Stationsumfangs“ (d. h. nur etwa jeder dritten synoptischen Station) genügt, wenn mit einer solchen Auswahl eine Arbeiterleichterung verbunden gewesen wäre. Die Inanspruchnahme der über diese Netzdichte hinausgehenden mehrfachen (!) Stationszahl trug nur unwesentlich zur Nachweissicherung bei.

3.3 Anwendung der Maßzahlen für die Erfassung der Ereigniszellengröße

Im vorigen Abschnitt wurde die Repräsentanz einer Station auf die „effektive Zellengröße“ des gemessenen Ereignisses zurückgeführt, im betrachteten Falle also etwa auf die im Tagesmittel effektive Ausdehnung der durch die Ähnlichkeit im Niederschlagsereignis geprägten Wetterlagenzelle. Der Begriff der Zellengröße und seine Kennzeichnung durch ein Flächenmaß darf nicht zu der Vorstellung verleiten, daß es sich dabei unbedingt um ein geschlossenes, lückenloses und eng umgrenztes Gebilde handeln muß, etwa dem eines einheitlichen Regengebietes. Im allgemeinen wird es sich zwar um ein relativ einheitliches Gebiet bezüglich der Ereignisbereitschaft handeln, welches jedoch durch ein recht aufgelöstes Feld isolierter Teilgebiete des Ereignisauftritts gekennzeichnet sein wird, wobei sich die verschiedenen Zellen durchaus gegenseitig zu durchdringen vermögen. Gerade daraus, daß im allgemeinen eine „unabhängige Zelle“ im Einzelfalle gar nicht objektiv zu erfassen sein wird, erhellt die Bedeutung dieser formalistisch abgeleiteten „effektiven Zellengröße“, die auf die Kenntnis des einzelnen „Termingebildes“ nicht angewiesen ist.

Für das Jahr 1903 ergab sich im Mittel des betrachteten Gebietes eine so zu verstehende „effektive Zellengröße“ von 58 000 km². Analoge Berechnungen für andere Zeiträume, andere Gebietsbegrenzung (s. Abb. 1) und variierte Stationsbelegung führten dennoch zu ähnlichen Ergebnissen. (Die φ -Schätzungen sind in Abb. 3 durch Kreuze markiert.)

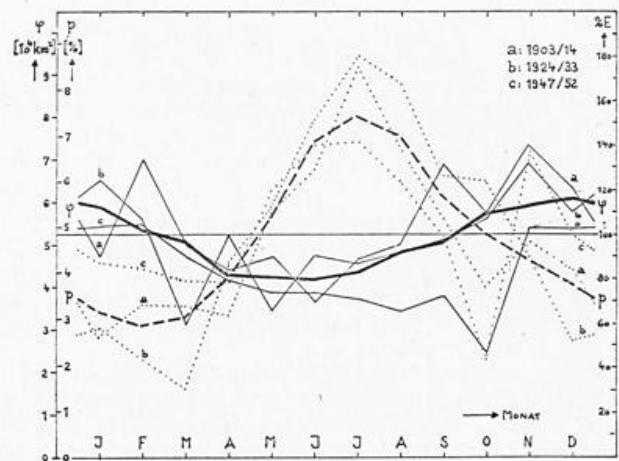


Abb. 4

Jahresgang der effektiven Zellengröße φ und der Wahrscheinlichkeit p des Ereignisses eines Niederschlags $\geq 10,0$ mm/d in Norddeutschland. Dickgezeichnete Kurven: Mittel aus allen drei Epochen über drei Monate geglättet.

Mag der von der theoretischen Statistik her entwickelte Begriff der Zellengröße in seiner Abstraktheit auch nicht ohne weiteres überzeugen, so ist doch die zeitliche Relativität seines quantitativen Inhalts un-

mittelbar anschaulich. In Abbildung 4 ist beispielsweise der Jahresgang der effektiven Zellengröße φ wiedergegeben, den man sich als Jahresgang der räumlichen Einheitlichkeit im Niederschlagsverhalten von Norddeutschland vorstellen kann. Aus der Gegenüberstellung des Ganges der Auftrittswahrscheinlichkeit p des Ereignisses geht hervor, daß der Gang der Ausdehnung dieses gleichzeitigen Niederschlagsereignisses sich nicht etwa schon aus der Auftrittshäufigkeit ableitet und möglicherweise nur ein Kennzeichen des Ereignisses selber gewesen wäre. Tritt das Minimum der Zellengröße, also das Maximum an gleichzeitig voneinander unabhängig auftretenden Zellen im Frühjahr auf, so liegt demgegenüber das Maximum der Häufigkeit des Ereignisses erst im Hochsommer.

Das Resultatbild entspricht unserer Erwartung von der quasi konvektiveren aufgelöstheit des Niederschlagsfeldes im Frühjahr relativ zu der im Herbst/Winter. Das eigentlich Bedeutsame dagegen ist nun, daß uns der Gang der Größe φ über alle Erwartungen hinaus erstmalig eine objektive Darstellung gibt, die einen quantitativen Vergleich und eine entsprechende Weiterverarbeitung ermöglicht.

4. Schlußbemerkungen

Das Anwendungsbeispiel (3.2) einer Repräsentanzbetrachtung sollte nicht den Eindruck hervorrufen, es gäbe möglicherweise viel zu viele Niederschlagsmeßstationen. Denn abgesehen davon, daß wegen der Feinstruktur der Niederschlagsfelder eine Station ebenso auch von lokalem wie aktuellem Interesse ist, variiert auch die statistische Repräsentanz stark mit der Meßzeitspanne, dem Schwellenwert des Niederschlagsereignisses usw., d. h. mit der Zielsetzung der Untersuchung. Vornehmliches Ziel ist es, über eine Repräsentanzbetrachtung Aufschluß 1. über den optimalen Aufwand bei einer problemgerichteten Auswertung bereits vorhandener Stationsnetzwerke zu erhalten und 2. aus den Ergebnissen eines im Aufbau befindlichen Stationsnetzes eine Schätzung der Sättigungsdichte des Netzes zu gewinnen, die der jeweiligen Aufgabenstellung angemessen ist.

Zwar wurde in den Anwendungsbeispielen ausschließlich mit dem Ereignis des Tages $\geq 10,0$ mm Niederschlag in einem relativ großen und einheitlichen Gebiet operiert. Jedoch ist das statistische Verfahren nicht nur ebenso auf jedes andere Ereignis von möglichem flächenhaftem Zusammenhang, sondern auf jedes — dem Ereignis angemessene — Netzgebietsausmaß F und Meßzeitintervall τ (etwa im kleinklimatischen Bereich) sinnvoll anwendbar. Insbesondere können die Abhängigkeiten der Maßzahlen von der Zeit und der Intervalllänge, die geo- und orographische Verteilung all dieser Größen und ihre Abhängigkeit von meteorologischen Parametern zu einer objektiven Erfassung der Raum-Zeit-Struktur eines Ereignisses verhelfen und damit einen Beitrag für eine quantitative Morphologie atmosphärischer Erscheinungen liefern. — Eine eingehende Behandlung des Problems sowohl bezüglich seiner theoretisch-statistischen Grundlagen als auch seiner Anwendungen soll an anderer Stelle erfolgen.

Literatur

- (1) BARTELS, J.: Zur Morphologie geophysikalischer Zeitfunktionen. Sonderausg. S.-B. Preuß. Akad. Wiss. Phys.-Math. Kl. B. 30 (1935) Abschn. 2.
- (2) Veröff. Preuß. Meteor. Inst.: Ergebnisse der Niederschlags-Beobachtungen 1903/14 und 1924/33. Berlin (1906/1934)).
- (3) Dt. Meteor. Jb. 1947/52, Britische Zone, Teil I—III. Hamburg (1949/53).
- (4) Dt. Meteor. Jb. 1947/52, Sowjetische Zone, Teil III. Niederschlagsbeobachtungen. (Berlin (1948/53)).
- (5) DRONIA, H.: Der Einfluß des Mondes auf die Witterung. Eine Literaturübersicht zum gegenwärtigen Stand der Kenntnisse. Meteor. Abh. Fr. Univ. Berlin 71 (1967) H. 4.
- (6) FETT, W.: Zusammenhang zwischen Niederschlag und Mondphase in Deutschland. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. Ser. A 15 (1966) S. 205—226.

DK 525

Über Trägheitsbewegungen, Äquipotentialflächen und Corioliskräfte auf dem Erdellipsoid

von

KARL FEUSSNER

Zusammenfassung

Die nachfolgenden Betrachtungen und Berechnungen beziehen sich auf den Standort in einem ruhenden Fundamentalsystems. Ein Körper, der auf dem Erdellipsoid gleich schnell mit der Oberfläche rotiere und einen meridionalen Impuls erhalte, führt bekanntlich pendelartige Bewegungen — polwärts beschleunigt, äquatorwärts verzögert — um diesen Gleichgewichts-Parallelkreis aus (siehe auch A. SPRUNG, V. BJERKNES u. a.). Auf Grund neuerer Formeln sind exakter als bisher die (bei reibungsloser Bewegung) erreichten Elongationen dieser Pendelschwingungen, die dabei auftretenden Extremgeschwindigkeiten, die Veränderungen der potentiellen und kinetischen Energie berechnet, und zwar polwärts und äquatorwärts getrennt und für alle Breiten von 0° bis 90° . Bewegungen, die vom Äquator ausgehen und nach einer älteren Formel nicht verfolgt werden können, erscheinen besonders interessant. Entgegen einer nicht selten vertretenen Ansicht ist die Oberfläche des rotierenden Erdellipsoids keine eigentliche Äquipotentialfläche, sondern eine Gleichgewichtsfläche; die „ablenkende Kraft“ hat primär ihre Ursache nicht in der Rotation, sondern in der Erdfigur (Abplattung zum Ellipsoid) und wäre auf einem nichtrotierenden, aber unverändert starr gedachten Erdellipsoid genau so wirksam.

Abstract

The following considerations and calculations refer to the location in a resting fundamental system. A body rotating on the earth ellipsoid with the same speed as the surface and being exposed to a meridional impulse, performs, as is well known, pendulum-like oscillations around this equilibrium parallel of latitude — accelerated polewards, decelerated equatorwards (vid. A. SPRUNG, V. BJERKNES et al.). Based on new formulas, the elongations and maximum velocities and the changes of the potential and kinetic energy were calculated more exactly than before (for non-frictional motion), separately for poleward and equatorward motion and for all latitudes from 0° to 90° . The motions which start from the equator and cannot be treated by previous formulas are of essential interest. Contrary to a view which is not seldom stated, the surface of the rotating earth ellipsoid proves not to be a true equipotential surface but an equilibrium surface; primarily the „deflecting force“ is not caused by the rotation but by the earth's figure (flattening to the ellipsoid) and would be just as effective on a non-rotating but unchanged rigid earth ellipsoid.

I. Grundsätzliche Überlegungen und Diskussionen

Man trifft noch oft in den Kreisen der Meteorologen die Meinung an, daß die Oberfläche des rotierenden Erdellipsoids bzw. des Geoids — angenähert realisiert durch die Meeresoberfläche — alle Eigenschaften einer Äquipotentialfläche habe. Es haben jedoch einige Autoren in Arbeiten aus z. T. weit zurückliegender Zeit nachgewiesen, daß dies nur unter erheblichen Einschränkungen zutreffend ist. So darf man z. B. die beiden sonst gültigen Charakteristika einer Äquipotentialfläche nicht für die Oberfläche des rotierenden Erdellipsoids (bzw. Geoids) in Anspruch nehmen:

- 1) Auf einer Äquipotentialfläche lassen sich Masse-
teilchen ohne Arbeitsleistung beliebig verschieben.
- 2) Es ist stets dieselbe Arbeit zu leisten, um eine
Probemasse (bei Abwesenheit anderer Weltkörper) aus dem Unendlichen auf eine beliebige Stelle der Äquipotentialfläche zu bringen.

In engem Zusammenhang damit steht die Frage nach dem Zustandkommen des sogenannten „Trägheitskreises“ und der „ablenkenden Kraft der Erdrotation“, beides Bezeichnungen, die recht unglücklich gewählt sind und zu Mißverständnissen Anlaß gegeben haben.

Wie bereits 1933 V. BJERKNES (1) betont hat, „findet man die dynamische Natur der Bewegung im Trägheitskreis aber erst, wenn man sie als absolut betrachtet“, d. h. also vom ruhenden Koordinatensystem („Inertialsystem“) aus, im Gegensatz zu den meisten Darstellungen in Lehrbüchern etc., wo man diese Bewegung vom mit der Erde rotierenden Koordinatensystem verfolgt. Die bekannte Vorstellung der „ablenkenden Kraft der Erdrotation“ als einer Scheinkraft, die keinerlei Veränderung der kinetischen Energie verursachen könne, bietet sich nur für den mit der Erde rotierenden Beobachter an, wenn er wähnt, glauben zu dürfen, die Oberfläche des Erdellipsoids sei eine wahre Äquipotentialfläche.

Nach SPRUNG, V. BJERKNES und anderen (2) treten bei meridionalen Verlagerungen auf dem „Trägheitskreis“ polwärts Beschleunigungen und äquatorwärts Verzögerungen auf. Die Relativ-Geschwindigkeit bleibt jedoch konstant und lediglich auf die letztere Feststellung kommt es den Autoren der meisten Lehrbücher an. In den Berechnungen des Verfassers wird nachgewiesen, daß die Änderungen der Absolut-Geschwindigkeit ca. 50% zur Relativgeschwindigkeit beitragen (s. Tab. 2).

Hier kann auf diese Überlegungen im Einzelnen nicht näher eingegangen werden, deshalb sei nur auf einige Ergebnisse in sechs Punkten hingewiesen, wobei öfter auf die Resultate von älteren Arbeiten namhafter Autoren wie SPRUNG, M. MÖLLER, v. HELMHOLTZ, W. v. SIEMENS, E. HERRMANN, W. und A. SCHMIDT, RADOCOVIC und vor allem V. BJERKNES zurückgegriffen werden kann (1), (2), (3).

1. Die Oberfläche des rotierenden Erdellipsoids (bzw. des Geoids) ist vom (ruhenden) Inertialsystem aus gesehen eine Gleichgewichtsfläche, aber nicht eine Fläche gleichen Potentials Newtonscher Attraktionskräfte. Parallel zur Geoidfläche wirkt bekanntlich eine kleine, polwärts gerichtete Komponente der Attraktionskraft. Nimmt eine Probemasse an der normalen Erdrotation auf der Geoidfläche teil, so bleibt sie relativ in Ruhe, weil ja der eben erwähnten polwärts gerichteten Komponente der Attraktion eine genau gleiche, äquatorwärts gerichtete Komponente der Fliehkraft die Waage hält (Gleichgewicht der Kräfte, aber nur für diesen Spezialfall).

2. Es sei ausgegangen von einer alten Überlegung von M. MÖLLER (4) aus dem Jahre 1890: Wird ein Masseilchen ganz in der Nähe des Äquators auf die Geoidfläche aufgesetzt, ohne an der Erdrotation teilzunehmen, so bewegt es sich genau auf den Pol beschleunigt zu, den es mit der Umlaufgeschwindigkeit des Äquators (465,12 m/sec) überquert. Die Erdellipsoid-Oberfläche ist nur für Massen mit Erdrotation eine Gleichgewichtsfläche. Die potentielle Energie nimmt vom Pol zum Äquator genau so zu wie die kinetische Energie der Erdrotation (am Äquator: $\frac{1}{2}\omega^2 a^2$). In der Arbeit des Verfassers wird der Nachweis geführt, daß dies eine Voraussetzung dafür ist, daß auf den Bahnen der sog. „Trägheitsbewegungen“ die Relativ-Geschwindigkeit (v) konstant bleibt. Aus der Konstanz der Relativgeschwindigkeit folgt ihrerseits, daß keine mitrotierende Maschine direkt Arbeit aus der Rotationsenergie der Erde gewinnen kann; also besteht keine Möglichkeit eines perpetuum mobile „zweiter“ Art.

3. Verändert man die kinetische Energie eines mitrotierenden Masseilchens (und auch dessen Bewegungsrichtung) durch einen plötzlichen Impuls (Stoß), so seien zwei Sonderfälle beachtet:

- a) der Stoß ändere nur die Geschwindigkeit, nicht die Richtung,
- b) der (genau seitliche) Stoß ändere die Richtung, aber nicht die Zonalgeschwindigkeit des Masseilchens.

In jedem Falle kommt es zur Ausbildung von Pendelschwingungen um den „Gleichgewichtsbreitenkreis“ (Bezeichnung von V. BJERKNES), wobei die Probemasse bei den (reibunglos gedachten) Bewegungen polwärts Beschleunigungen, äquatorwärts Verzögerungen erfährt. Nimmt die kinetische Energie des Masseilchens durch den Stoß (Fall a) zu (resp. ab), so liegt die Gleichgewichtsbreite näher dem Äquator (resp. dem Pol). Bei seitlichem Stoß (Fall b) bleibt die Gleichgewichtsbreite erhalten. Die Größen der Schwingungsweite der Pendelung („Elongation“) und ebenso dessen Relativgeschwindigkeit hängen von der Stärke des seitlichen Stoßes ab. Zur genauen Berechnung dieser Elongationen wird eine neue Formel aufgestellt. Mit ihrer Hilfe sind erstmals gesondert und exakt berechnet worden für die

Gleichgewichtsbreite: a) die Elongation nach dem Pol zu, b) die Elongation nach dem Äquator zu, und ganz neu: c) die Elongation nach dem Pol zu für die Gleichgewichtsbreite $\varphi = 0^\circ$ (Äquator).

Die Elongationen für a) und b) sind z. T. recht verschieden groß. Durch weitere neue Formeln kann die Absolutgeschwindigkeit in drei Punkten auf der sog. Trägheitsbahn exakt berechnet werden, wenn sich das Teilchen auf der Gleichgewichtsbreite oder auf einem Extremwert seiner kinetischen Energie befindet. Hierauf wird weiter unten näher eingegangen.

4. Das in 2. erwähnte Beispiel von M. MÖLLER ist vom mitrotierenden Koordinatensystem auch als „Trägheitskreisbewegung“ auffaßbar mit der — konstanten — Relativgeschwindigkeit von 465,12 m/sec. Vom Inertialsystem aus betrachtet ist es eine reine Pendelschwingung in einer konstant bleibenden Meridionalebene. Hat das Teilchen den Pol mit der Maximalgeschwindigkeit von 465,12 m/sec überquert, so verlangsamt es mit wachsender Poldistanz seine Geschwindigkeit und gelangt schließlich zur gleichen geographischen Breite wie im Anfang, um dann in umgekehrter Richtung seine Pendelschwingung zu beginnen u. s. f. Für die Pendelschwingung ist es ganz ohne Belang, ob das Erdellipsoid unter der Probemasse seine Rotation vollzieht oder nicht. Es dürfen nur keine Veränderungen der Form des Ellipsoids und der Newton-Kräfte eintreten. Die Wirkung der Rotation ist also gewissermaßen nur eine sekundäre durch die Abplattung und die Existenz der kleinen Komponente der Attraktion, aber sie ist nicht primär eine Ablenkung „aus der Bewegung heraus“, wie es EXNER (5) zu formulieren gesucht hat: In der vorliegenden Arbeit wird übrigens eine Durchrechnung mit den Daten für das HEYFORDSche Ellipsoid (6) geführt, und das Ergebnis bestätigt die Aussage von M. MÖLLER vollständig.

5. Besonders interessant erscheint der folgende Fall: Das Probemasseilchen bewege sich nicht mehr auf der Geoidoberfläche, sondern auf einer Fläche gleichen Potentials Newton'scher Attraktionskräfte. Diese wahre Äquipotentialfläche möge am Äquator die HAYFORDSche Erdellipsoidfläche berühren, sie liegt dann an den Polen ca. 11 km höher. Wie eine einfache Überlegung lehrt, kehren sich die Bewegungserscheinungen geradezu um:

- a) Das Masseilchen bewegt sich mit konstanter Absolutgeschwindigkeit auf der Äquipotentialfläche in einer Bahn, die in erster Annäherung die eines größten Kreises ist, da die Abplattung (1:297) recht klein ist.
- b) Es gibt keine Bewegungen wie die auf dem „Trägheitskreis“ in der Geoidfläche und keine Kräfte wie die der sog. „ablenkenden Kraft der Erdrotation“, obwohl das Geoid „unten“ weiter rotiert. Damit wird wiederum bestätigt, daß nur die tangential zur Geoidoberfläche wirkende Komponente der NEWTONSchen Attraktionskraft die wahre Ursache der genannten Phänomene ist.
- c) Impulse, welche nur die Geschwindigkeit des Masseilchens ändern, haben keinen Einfluß auf die Bahn desselben, wohl aber auf die Umlaufzeit. Impulse, welche die Richtung ändern, verlagern die Bahn auf der Äquipotentialfläche, aber ändern nicht wesentlich die Umlaufzeit.
- d) Eine Rotation des Masseilchens längs einer (von $\varphi = 0$ verschiedenen) Breite ist auf dieser Äquipotentialfläche nicht möglich. Diese wahre Äquipotentialfläche ist keine Gleichgewichtsfläche für einen rotierenden Weltkörper, während die Geoidoberfläche wohl die letztgenannte Eigenschaft hat, aber keine wahre Äquipotentialfläche ist.

6. Die obigen Überlegungen gingen von der Voraussetzung aus, daß das Masseteilchen sich frei auf den Flächen (Geoidfläche bzw. Äquipotentialfläche) bewegen kann. Ist das Masseteilchen jedoch nur auf einem mit dem rotierenden Geoid fest verbundenen Gleise verschiebbar, so liegt ein ganz anderer Fall vor: Bisher durfte angenommen werden, die Summe der kinetischen und der potentiellen Energie des Masseteilchens könne für sich konstant bleiben, da es keine Übertragung der kinetischen Energien zwischen Erdkörper und Probemasse geben soll. Mit dem festen Gleise findet ein Austausch der kinetischen Energien statt, und dann bleibt nur die Summe der potentiellen und kinetischen Energie des Systems: Erdkörper + Probemasse konstant. Die Folge ist, daß in diesem Falle die Relativbewegung des Masseteilchens auf jedem irgendwie geführten Gleise sich nicht ändert, solange das Gleis auf der Geoidfläche verbleibt. Die Änderung der Rotation des Erdkörpers bleibt unmeßbar klein. Dieser Zustand, der von der Erfahrung des täglichen Lebens bestätigt wird, hat wesentlich dazu beigetragen, anzunehmen, die Geoidoberfläche habe alle Eigenschaften einer Äquipotentialfläche.

II. Ergebnisse von Berechnungen nach alten und neuen Formeln

Es sei

- a: der Äquatorhalbmesser des Erdellipsoids
- c: der Polhalbmesser des Erdellipsoids
- ω : die Winkelgeschwindigkeit des Erdellipsoids
- φ_1 : die Gleichgewichtsbreite („Start“-Breite für den Fall: 1.3 b)
- φ_2 : die gesuchte Elongationsbreite
- v: die Relativgeschwindigkeit
- r_1 : der Radius der Gleichgewichtsbreite

dann läßt sich folgende neue Formel für φ_2 ableiten:

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{a}{c} \sqrt{\left(\frac{2 \omega a}{G \pm v}\right)^2 - 1},$$

wobei $G = \sqrt{2 \omega r_1 + v^2}$ ist.

Es steht das Pluszeichen für die Elongation nach niederen und das Minuszeichen für die nach höheren Breiten. Ist, wie meist, $v \ll 2\omega r_1$, so kann die folgende Näherungsformel benutzt werden:

$$\operatorname{tg} \varphi_2 \approx \frac{a}{c} \sqrt{\left(\frac{2 \omega a}{2 \omega r_1 \pm v}\right)^2 - 1}$$

Rotiert der Massenpunkt am Äquator (Startbreite $\varphi = 0^\circ$), so läßt sich eine weitere Vereinfachung hierfür finden:

$$\operatorname{tg} \varphi_2 \approx \frac{a}{c} \sqrt{\frac{v}{\omega a}} = \frac{a}{c} \frac{1}{\sqrt{\omega a}} \sqrt{v}$$

$$\operatorname{tg} \varphi_2 \approx 46.52 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{v}$$

und für die Elongation $E \approx 29.45 \cdot \sqrt{v}$
 genauere Zahlen für $v = 0.01$ m/sec : 29.49
 $v = 20$ m/sec : 29.37

Für einen Start auf dem Äquator einer Kugel Erde gilt (die Kugeloberfläche soll hier als einfaches Beispiel für eine wahre Äquipotentialfläche dienen):

$$\operatorname{tg} \varphi_2 \text{ Kugel} = \frac{v}{\omega a} = 2.150 \cdot 10^{-3} v$$

und

$$\frac{\operatorname{tg} \varphi_2 \text{ Ellipsoid}}{\operatorname{tg} \varphi_2 \text{ Kugel}} = \frac{a \sqrt{\omega a}}{c \sqrt{v}} = \frac{21.63}{\sqrt{v}}$$

Nach den exakten Formeln wurden die nachfolgenden Tabellen berechnet.

Tab. 1

Elongationen (in km) der Pendelschwingungen (Trägheitskreis) auf dem Erdellipsoid (nach HAYFORD) für $v = 20$ m/sec

Gleichgewichtsbreite φ_1	zum Äquator E_{Aeq}	zum Pol E_{Pol}	Mittelwert E_M	nach der alten Formel ϱ	Unterschied $E_M - \varrho$
0°	—	1313.5	(?)	$+\infty$	$-\infty$
5°	—	773.0	(?)	1572.4	(?)
10°	—	613.7	(?)	789.7	(?)
$12^\circ 1'$	1276.3	542.9	909.6	658.7	38.10 %
20°	449.6	367.4	408.5	401.0	1.87 %
30°	289.2	261.6	275.4	274.3	0.41 %
50°	184.3	174.1	179.2	179.0	0.08 %
70°	151.2	140.8	146.0	145.9	0.04 %
85°	154.5	120.9	137.7	137.7	0.03 %
90°	(137.2)	—	—	(137.1)	0.03 %

Tab. 2

Relative Unterschiede der Elongationen zum Äquator (E_{Aeq}) zu denen nach dem Pol (E_{Pol})

φ_1	$\frac{E_{Aeq} - E_{Pol}}{E_{Pol}}$ in %			
	v	1	5	20 m/sec
5°	—	15.6	—	—
10°	—	3.7	20.5	—
$12^\circ 1'$	—	2.7	13.2	135.1
20°	—	1.0	5.0	22.4
30°	—	0.5	2.6	10.4
50°	—	0.3	1.4	5.9
70°	—	0.4	1.8	7.4
85°	—	1.3	6.8	27.8

Tab. 3

Absolut-Geschwindigkeit (m/sec) in Abhängigkeit von der geographischen Breite (auf dem HAYFORDschen Erdellipsoid). Für alle Beispiele gilt der gleiche Wert von 20 m/sec Relativgeschwindigkeit.

geogr. Breite	vom ruhenden Inertialsystem aus:		vom mitrotierenden System aus:
	Breitenkreisrotation	Geschwindigkeit der Probemasse	Richtung
A. Start vom Äquator (0°) aus:			
$0.^\circ 00$	465.12	465.55	267. $^\circ$ 54
$11.^\circ 88$ n. Br.	455.28	475.23	270. $^\circ$ 00
$0.^\circ 00$	465.12	465.55	272. $^\circ$ 46
$11.^\circ 88$ s. Br.	455.23	475.23	270. $^\circ$ 00
B. Start bei 20° Breite:			
$20.^\circ 00$	437.24	437.70	267. $^\circ$ 38
$23.^\circ 32$	427.46	447.36	270. $^\circ$ 00
$20.^\circ 00$	437.25	437.70	272. $^\circ$ 62
$15.^\circ 04$	447.34	427.34	270. $^\circ$ 00
C. Start bei 50° Breite:			
$50.^\circ 00$	299.56	300.23	266. $^\circ$ 18
$51.^\circ 56$	289.73	309.75	270. $^\circ$ 00
$50.^\circ 00$	299.56	300.23	273. $^\circ$ 83
$48.^\circ 38$	309.73	289.73	270. $^\circ$ 00
D. Start bei 85° Breite:			
$85.^\circ 00$	40.67	45.32	243. $^\circ$ 82
$86.^\circ 08$	31.96	51.96	270. $^\circ$ 00
$85.^\circ 00$	40.07	31.88	296. $^\circ$ 18
$83.^\circ 62$	51.88	31.88	270. $^\circ$ 00
E. Start vom Pol (90°) aus:			
$90.^\circ 00$	0.00	20.00	$180^\circ/0^\circ$
$87.^\circ 33$	20.00	0.00	$0^\circ/180^\circ$
$90.^\circ 00$	0.00	20.00	$180^\circ/0^\circ$
$87.^\circ 33$	20.00	0.00	$0^\circ/180^\circ$

Tab. 4

Quantitative Änderungen der Absolutgeschwindigkeiten beim Durchlaufen des sog. Trägheitskreises auf dem Erdellipsoid.

Ausgangs- breite φ_1	Richtung zum	1	2	3	4
0°	Pol	+ 0.42	+ 9.89	+ 9.68	+20.00
20°	Pol	+ 0.46	+ 9.88	+ 9.66	+20.00
	Äquator	+ 0.46	-10.10	-10.36	-20.00
50°	Pol	+ 0.66	+ 9.83	+ 9.52	+20.00
	Äquator	+ 0.66	-10.17	-10.50	-20.00
85°	Pol	+ 4.65	+ 8.71	+ 6.64	+20.00
	Äquator	+ 4.65	-11.21	-13.44	-20.00
90°	Äquator	+20.00	-20.00	-20.00	-20.00

Es bedeuten:

- 1 = Zunahme der Absolutgeschwindigkeit durch den (seitlichen) Impuls.
- 2 = Differenz der Breitenkreisrotation zwischen der Gleichgewichtsbreite und der (Elongationsbreite) Umkehrbreite.
- 3 = Veränderung der Absolutgeschwindigkeit durch die Wirkung der Newton'schen Kräfte auf dem Geoid (beim Durchlaufen des Weges von φ_1 nach φ_2).
- 4 = 1 + 2 + 3 = Differenz zwischen Absolutgeschwindigkeit und Breitenkreisgeschwindigkeit auf der Elongationsbreite.

Alle Beispiele mit Ausnahme von Teilen der Tabelle 2 gelten für die Relativgeschwindigkeit $v = 20$ m/sec, und die Angaben sind in m/sec. Zu diesen Tabellen seien noch folgende Erläuterungen gemacht:

In Tabelle 1 sei besonders auf die Elongationen bei den niederen Breiten aufmerksam gemacht. Wird bei 5° oder 10° geographischer Breite das Masseteilchen einen Impuls nach dem Äquator mit einer Relativgeschwindigkeit von 20 m/sec erhalten, so überschreitet es den Äquator; die Angaben nach den alten Formeln sind nicht reell. Erst bei $\varphi_1 = 12^\circ 1'$ bleibt das mit 20 m/sec Relativgeschwindigkeit dem Äquator zustrebende Masseteilchen auf derselben Halbkugel, aber die Elongation nach dem Äquator ist bei diesem Beispiel etwa 2¹/₂mal größer als die nach dem Pol. Der Mittelwert dieser beiden Elongationen stimmt dabei auch nicht mit dem nach der üblichen Formel errechneten

Radius des Trägheitskreises ($\rho = \frac{v}{\omega \sin \varphi}$) überein. Bei mittleren und höheren Breiten fällt dagegen dieser Vergleich sehr befriedigend aus (Tab. 1, letzte Spalte).

In Tabelle 2 sind die Unterschiede der Elongationen nach dem Pol und dem Äquator wiedergegeben, auch für $v = 1$ bzw. 5 m/sec. Je kleiner die Relativgeschwindigkeit ist, um so kleiner werden die Differenzen. Bei $\varphi_1 = 45^\circ$ sind diese für alle Geschwindigkeiten am geringsten, nach höheren Breiten werden die Unterschiede wieder etwas größer. Auf die großen Abweichungen bei niederen Breiten ist schon hingewiesen worden.

Tabelle 3 wird dem Leser bei näherer Betrachtung selbst einen weitgehenden Einblick in die tatsächlichen Bewegungen bei der Pendelschwingung geben. Beim „Start“ am Äquator fällt das Masseteilchen nach einem meridionalen Stoß über eine weite meridionale Erstreckung von 0° bis fast 12° Breite dem Pol zu und gewinnt dabei 9.7 m/sec an Absolut-Geschwin-

digkeit; zum Äquator zurückgekehrt, führt es seine Schwingung auf der anderen Halbkugel aus u. s. f. Es sei auch darauf hingewiesen, daß die Absolutgeschwindigkeit nach dem seitlichen Stoß, aus dem dann eine süd-nördliche Relativgeschwindigkeit von 20 m/sec resultiert, sehr unterschiedlich ist zwischen 0° Breite (Zunahme um 0.43 m/sec der Absolutgeschwindigkeit) und 85° Breite (Zunahme um 4.65 m/sec).

Tabelle 4: In der Spalte 1 ist der Betrag vermerkt, um den die Absolutgeschwindigkeit des Masseteilchens auf dem Gleichgewichtsbreitenkreis größer ist, als die Zonalgeschwindigkeit. Auf dieser Gleichgewichtsbreite ist die Zonalgeschwindigkeit des Masseteilchens definitionsgemäß genau gleich der Breitenkreisrotation des Erdellipsoides. Bei dem Wandern des Masseteilchens auf dem sog. Trägheitskreise nach dem Pol zu erlangt es bei der größten Entfernung von der Gleichgewichtsbreite nicht allein deshalb eine höhere Umlaufgeschwindigkeit, weil es wegen einer angeblichen Konstanz seiner kinetischen Energie, also wegen der „Trägheit“, auf den polnäheren Breiten schneller rotieren müßte (Spalte 2), sondern weil seine Absolutgeschwindigkeit und damit seine kinetische Energie bei der Fallbewegung auf der Gleichgewichtsfläche des Erdellipsoides eben um etwa den gleichen Betrag gestiegen ist. Denn in Wirklichkeit gibt es außer der Trägheitswirkung noch die sehr merkwürdige Wirkung der kleinen Komponenten der NEWTONschen Anziehungskraft, welche polwärts beschleunigt, äquatorwärts verzögert. Daher spricht V. BJERKNES von der „dynamischen Natur der Bewegung“, und deshalb wurde in dieser Arbeit die Bezeichnung „Trägheitskreis“ als leicht irreführend bezeichnet. In Spalte 4 ist die Summe der Geschwindigkeitsveränderungen eingetragen. Sie stimmt exakt mit der Relativgeschwindigkeit sowohl auf den Gleichgewichts- wie auch auf den Elongationsbreiten überein.

Auf eine Reihe von weiteren Ergebnissen der vorliegenden Arbeit konnte hier überhaupt nicht eingegangen werden. Die Arbeit soll demnächst an anderer Stelle ausführlich veröffentlicht werden.

Literatur

- (1) BJERKNES, V., BJERKNES, J., SOLBERG, H., BERGERON, T.: Physikalische Hydrodynamik. Berlin 1933. S. 453 bis 463.
- (2) SPRUNG, A.: Lehrbuch der Meteorologie. Hamburg 1885. S. 11 bis 35.
- (3) SPRUNG, A.: Meteor. Z. 1895, S. 449; 1897, S. 81. MÖLLER, M.: Meteor. Z. 1870, S. 411; 1891, S. 220. MÖLLER, M.: Meteor. Z. 1894, S. 469; 1896, S. 397. HELMHOLTZ, H. v.: Meteor. Z. 1890, S. 81. SIEMENS, W. v.: Meteor. Z. 1890, S. 321; 1891, S. 336. SIEMENS, W. v.: S.-B. Preuß. Akad. Wiss. 1890, S. 629 bis 638. SCHMIDT, W.: Meteor. Z. 1920, S. 100; 1921, S. 48, 214. SCHMIDT, A.: Meteor. Z. 1921, S. 212. RADOVIĆ, M.: Meteor. Z. 1914, S. 384. RAETHJEN, R.: Einführung in die Physik der Atmosphäre. Bd. 2. Leipzig 1942. S. 94 bis 123. JUNG, K.: In „Handbuch d. Physik“, Bd. 47, Geophysik I. Berlin 1956. S. 536 ff.
- (4) MÖLLER, M.: Meteor. Z. 1890, S. 416.
- (5) EXNER, F.: Dynamische Meteorologie, 2. Aufl. Wien 1925. S. 28.
- (6) LANDOLT-BÖRNSTEIN: Zahlenwerte und Funktionen, Bd. III. Berlin 1952. S. 259—263.

DK 551.501.45 : 551.547.5

Ein optimales Verfahren der Reihendarstellung nordhemisphärischer absoluter Topographien der 500-mb-Fläche

von

WILFRIED HÄUSER

Zusammenfassung

Unter Ausnutzung des Verfahrens natürlicher orthonormierter Funktionen wird eine Form der Reihendarstellung nordhemisphärischer absoluter Topographien der 500mb-Fläche entwickelt, welche außerordentlich rasch und gleichmäßig konvergiert und mit ihren ersten vier Termen bereits eine gute Darstellung der großräumigen Zirkulationsverhältnisse ermöglicht. Der sich bei einem Abbruch dieser Reihenentwicklung nach dem 6. Gliede ergebende mittlere quadratische Fehler von 22 gpm liegt bereits innerhalb der Meßgenauigkeit aerologischer Beobachtungen.

Summary

Utilizing the method for finding optimal sets of orthonormal functions a new form of series expansion of northern hemispheric 500mb height patterns has been developed which converges very rapidly and uniformly. The sum of the first four modes of this series expansion already gives a good representation of large-scale circulation patterns, and the r.m.s. error of 22 gpm obtained by breaking off this series after the 6th mode is well within the range of aerological observational errors.

Sowohl für dynamische als auch für statistische Betrachtungen in der Meteorologie ergeben sich eine Reihe wesentlicher Vorteile durch eine Darstellung meteorologischer Felder in Form von Reihenentwicklungen nach Systemen orthonormierter Funktionen. Die zunächst in einer Vielzahl von Beobachtungswerten enthaltene Information wird dann zu einem wesentlichen Teil bereits durch eine verhältnismäßig geringe Anzahl von Koeffizienten dieser Reihenentwicklung gegeben, was zweifellos die weitere Bearbeitung erleichtert. Die bisher vorwiegend angewandten Reihenentwicklungen nach Kugelflächenfunktionen, TSCHEBYSCHEFF'schen Polynomen u. a. wie auch das Verfahren der zonalen harmonischen Analyse erscheinen jedoch als recht formal und entsprechen in ihrer Form nur selten der inneren statistischen Struktur des darzustellenden Feldes. Dies äußert sich darin, daß derartige Reihenentwicklungen in vielen Fällen nur schlecht konvergieren und gleichzeitig eine Korrelation zwischen ihren Koeffizienten aufweisen. Wünschenswert ist jedoch eine Reihenentwicklung mit der Eigenschaft raschster Konvergenz bei gleichzeitig fehlender Korrelation zwischen ihren Koeffizienten, da in diesem Falle jedem einzelnen Koeffizienten offensichtlich ein maximaler Informationswert zukommt.

Wie bereits 1956 durch LORENZ (2) und später durch BAGROV (3), OBUCHOV (5), HOLMSTROEM (1) u. a. gezeigt wurde, ist eine derartige Reihenentwicklung möglich, wenn man ihr das nach abnehmenden Eigenwerten geordnete System der Eigenvektoren der für das betrachtete Feld charakteristischen Kovarianzmatrix zugrunde legt. Man bezeichnet dieses häufig als das zu dem betrachteten Feld gehörige natürliche System

orthonormierter Vektoren. Die zugehörigen Eigenwerte ermöglichen gleichzeitig eine Berechnung des mittleren quadratischen Fehlers der nach dem M'ten Gliede abgebrochenen Reihenentwicklung. Auf eine nochmalige ausführliche Darstellung der theoretischen Grundlagen dieses Verfahrens sei jedoch an dieser Stelle verzichtet.

Eine Anwendung dieser Methode zur Darstellung der Höhenabhängigkeit meteorologischer Größen in der Form

$$f(p_k, t) = \sum_{i=1}^M a_i(t) x_i(p_k) + R_M(p_k, t) \quad [1]$$

führte — wie aus Arbeiten von RUCHOVEC (6), HOLMSTROEM (1) und anderen hervorgeht — zu überraschend guten Ergebnissen und zeigte im besonderen die gute zeitliche und räumliche Persistenz des der Reihenentwicklung zugrunde liegenden natürlichen Vektorensystems.

Es lag natürlich nahe, dieses Verfahren auch zur Darstellung atmosphärischer Druck- bzw. Geopotentialfelder auszunutzen, wie dies u. a. von LORENZ (2), BAGROV (3), JAKOVLEVA (4) mit recht gutem Erfolg versucht wurde. Die von den erwähnten Autoren angewandte Methodik weist jedoch einen prinzipiellen Mangel auf, da sie eine Reihenentwicklung der Form

$$f(\varphi_k, \lambda_k, t) = \sum_{i=1}^M a_i(t) x_i(\varphi_k, \lambda_k) + R_M(\varphi_k, \lambda_k, t) \quad [2]$$

anstrebt, welche die zeitliche Veränderlichkeit des atmosphärischen Druck- bzw. Geopotentialfeldes als eine Überlagerung stehender Schwingungen wiedergibt, was

den in der Atmosphäre tatsächlich beobachtbaren Verhältnissen nicht entspricht. Vielmehr sind für die großräumigen Zirkulationsprozesse häufig fortschreitende Wellen charakteristisch, welche mit dieser Art von Reihenentwicklung nicht erfaßt werden können.

Von dieser Erkenntnis ausgehend, wurde eine Reihenentwicklung nordhemisphärischer absoluter Topographien der 500-mb-Fläche in der Form

$$f(\varphi_k, \lambda, t) = \sum_{i=1}^M a_i(\lambda, t) x_i(\varphi_k) + R_M(\varphi_k, \lambda, t) \quad [3]$$

angestrebt, in welcher anstelle der Parameterwerte $a_i(t)$ Parameterfunktionen $a_i(\lambda, t)$ auftreten. An dem speziellen Beispiel $a_i(\lambda, t) = A \cos \nu(\lambda - ct)$ ist bereits zu erkennen, daß diese Form der Reihendarstellung eine bessere Wiedergabe der dynamischen Prozesse erwarten läßt.

Um nun das für eine solche Reihenentwicklung erforderliche natürliche System orthonormierter Vektoren $x_i(\varphi_k)$ zu ermitteln und gleichzeitig dessen räumliche und zeitliche Persistenz zu prüfen, wurden routinemäßig gezeichnete nordhemisphärische absolute Topographien der 500mb-Fläche aus dem Zeitraum Dezember 1960 — November 1964 benutzt, zum Ausschluß eines möglichen Einflusses der Erhaltungsneigung jedoch nur die Karten jedes 7. Tages verwendet. Aus diesen absoluten Topographien wurden die Geopotentialwerte an den 169 Schnittpunkten der Meridiane

120° W, 100° W, 80° W, ... 100° E, 120° E

mit den Breitenkreisen

25° N, 30° N, 35° N, ... 80° N, 85° N

sowie der Geopotentialwert am Pol herausgelesen und — zunächst für jeden der ausgewählten Meridiane und jede Jahreszeit gesondert — die zugehörigen Kovarianzmatrizen und deren Eigenwerte und Eigenvektoren berechnet. Damit war gleichzeitig für jeden Meridian und jede Jahreszeit das einer optimalen Reihenentwicklung zugrunde zu legende natürliche System orthonormierter Vektoren ermittelt. Da die zwischen den einzelnen Vektorsystemen bestehenden Unterschiede keine systematische Abhängigkeit von der geographischen Länge zeigten, konnte angenommen werden, daß diese zufällig bedingt und durch den geringen Umfang des Kollektivs der benutzten Fälle erklärbar sind.

Dies legte eine Zusammenfassung des Materials der einzelnen Jahreszeiten und eine Neuberechnung der Kovarianzmatrizen, Eigenwerte und Eigenvektoren nahe. Die hierdurch erhaltenen natürlichen Systeme orthonormierter Vektoren sind in Abbildung 1 dargestellt. Man erkennt eine deutlich ausgeprägte allgemeine Gesetzmäßigkeit, welcher sich geringfügige jahreszeitliche Unterschiede überlagern, die aber wiederum kein systematisches und meteorologisch interpretierbares Verhalten zeigen.

Dies rechtfertigte eine Zusammenfassung des gesamten Materials, aus welchem sich ein „universelles“ — d. h. für alle Jahreszeiten gültiges — natürliches System orthonormierter Vektoren ableiten ließ, welches in Abbildung 2 dargestellt ist. Auf die Problematik einer meteorologischen Interpretation seiner einzelnen Komponenten wird am Schluß dieses Berichtes hingewiesen.

Wie einleitend erwähnt, ermöglichen die Eigenwerte der Kovarianzmatrix eine Berechnung des bei Abbruch der Reihenentwicklung nach dem M'ten Gliede zu erwartenden mittleren quadratischen Approximationsfehlers und damit eine Beurteilung der Konvergenzgeschwindigkeit. Die sich bei Anwendung unseres „universellen“ Systems orthonormierter Vektoren ergebenden Werte sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

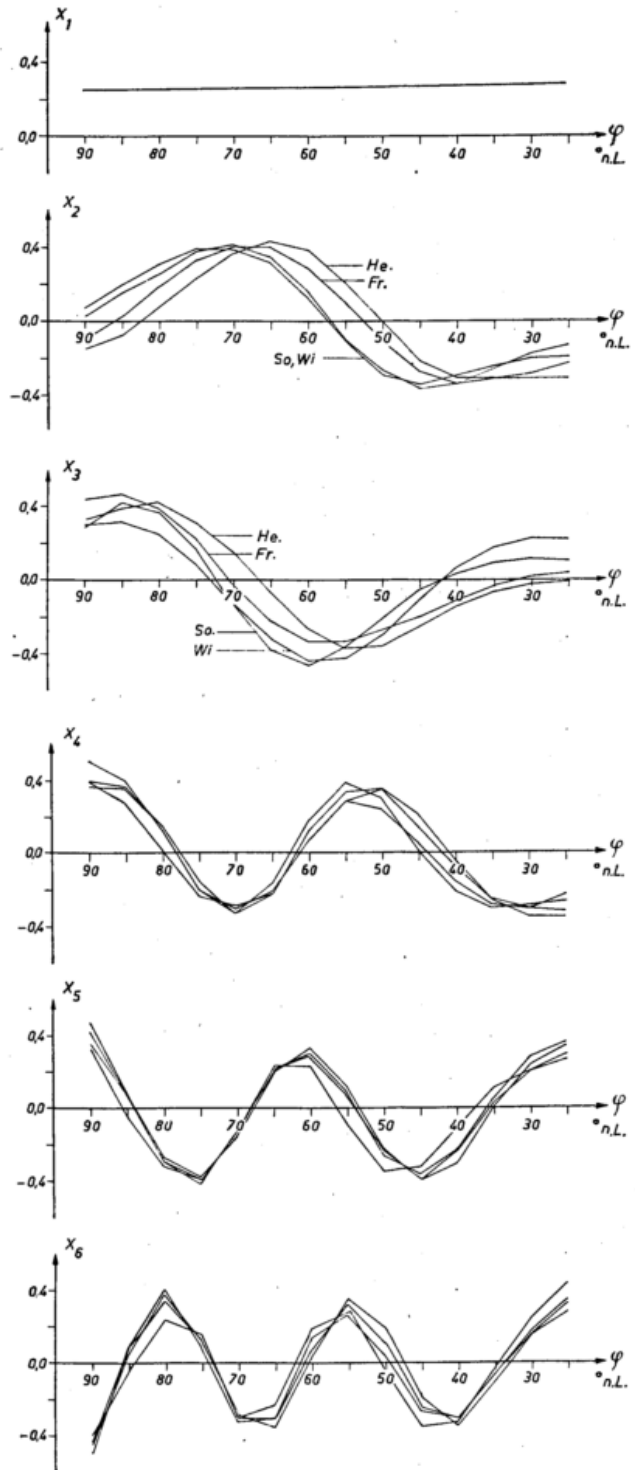


Abb. 1

Das natürliche System orthonormierter Vektoren während der einzelnen Jahreszeiten

Tab. 1

Mittlerer quadratischer Fehler der Reihenentwicklung bei ihrem Abbruch nach dem M'ten Term

M	1	2	3	4	5	6	7	8
σ_M	107	83	59	42	30	22	16	13

Man erkennt, daß bereits die Summe der ersten 6 Terme dieser Reihenentwicklung eine Approximation des Geopotentialfeldes liefert, deren mittlerer quadratischer Fehler unterhalb der Beobachtungsgenauigkeit aerologischer Messungen liegt. Fine derart rasche Kon-

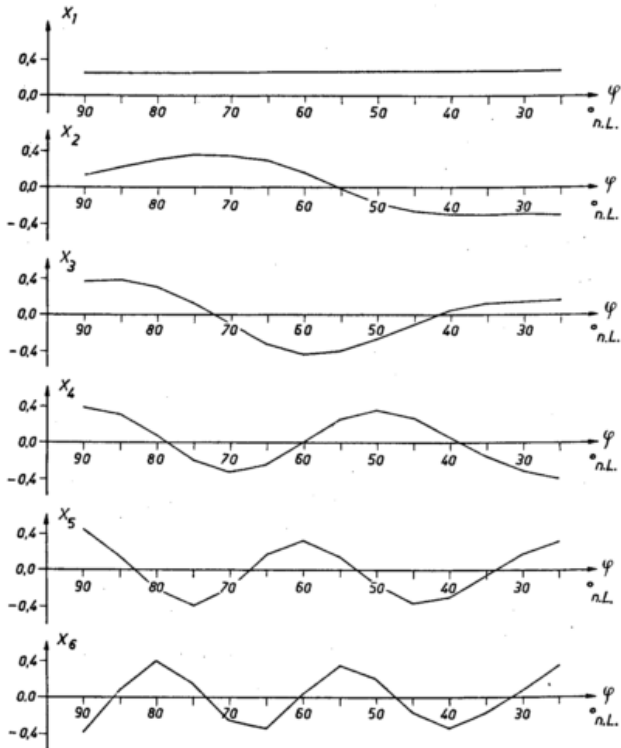


Abb. 2

Das „universelle“ System orthonormierter Vektoren

vergenz wird mit keinem der bisher bekannt geworden Verfahren der Reihendarstellung nordhemisphärischer Geopotentialfelder isobarer Flächen erreicht.

Um die Gültigkeit dieser Schlussfolgerung auch für Einzelfälle zu überprüfen, wurden zwei Tage mit ausgeprägt meridionaler bzw. ausgeprägt zonaler Zirkulationsform ausgewählt und für diese die Reihendarstellung bis zum 4., 6. und 8. Gliede durchgeführt. Die wirklichen und die auf Grund dieser Approximation rekonstruierten absoluten Topographien zeigen — wie aus dem in den Abbildungen 3 bis 6 gegebenen Beispiel zu ersehen — erneut die außerordentliche Güte dieses Verfahrens der Reihenentwicklung. Wie man erkennt, gibt bereits die Summe der ersten 4 Terme die großräumigen Zirkulationsverhältnisse richtig wieder, während die Hinzunahme weiterer Terme nur noch geringfügige Korrekturen bringt. Für den mittleren quadratischen Fehler dieser Approximation wurden die in Tabelle 2 angegebenen Werte erhalten.

Tab. 2

Der mittlere quadratische Fehler der M'ten Approximation an zwei ausgewählten Tagen

Datum	M	2	4	6	8	
15. 1. 64	σ_M	108	50	24	14	gpm
13. 7. 64	σ_M	73	28	20	10	gpm

Wie zu erwarten, konvergiert diese Reihenentwicklung bei ausgeprägt meridionaler Zirkulationsform (15. 1. 64) etwas langsamer als bei ausgeprägt zonaler Zirkulationsform (13. 7. 64), doch ist auch in ersterem Falle eine ausreichend rasche Konvergenz gesichert.

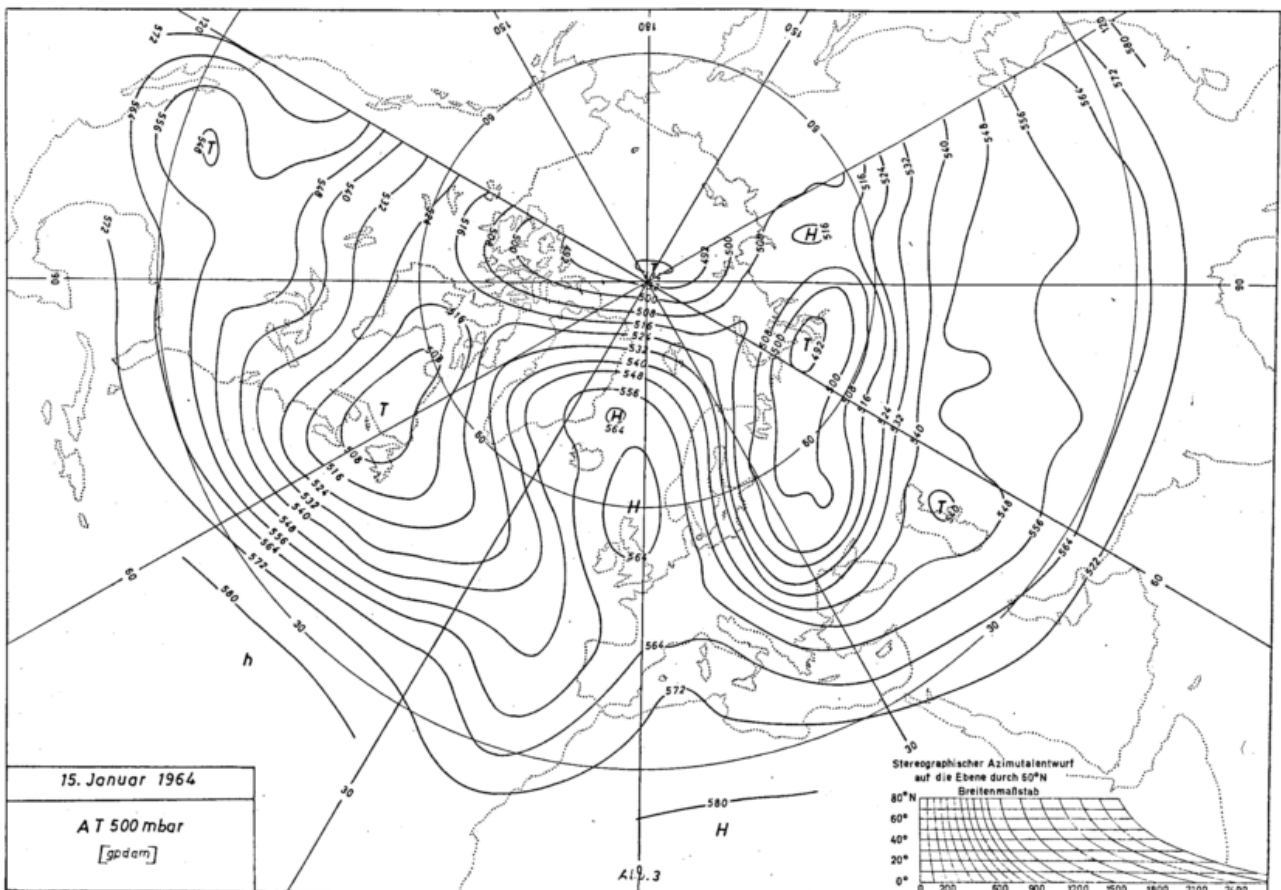


Abb. 3

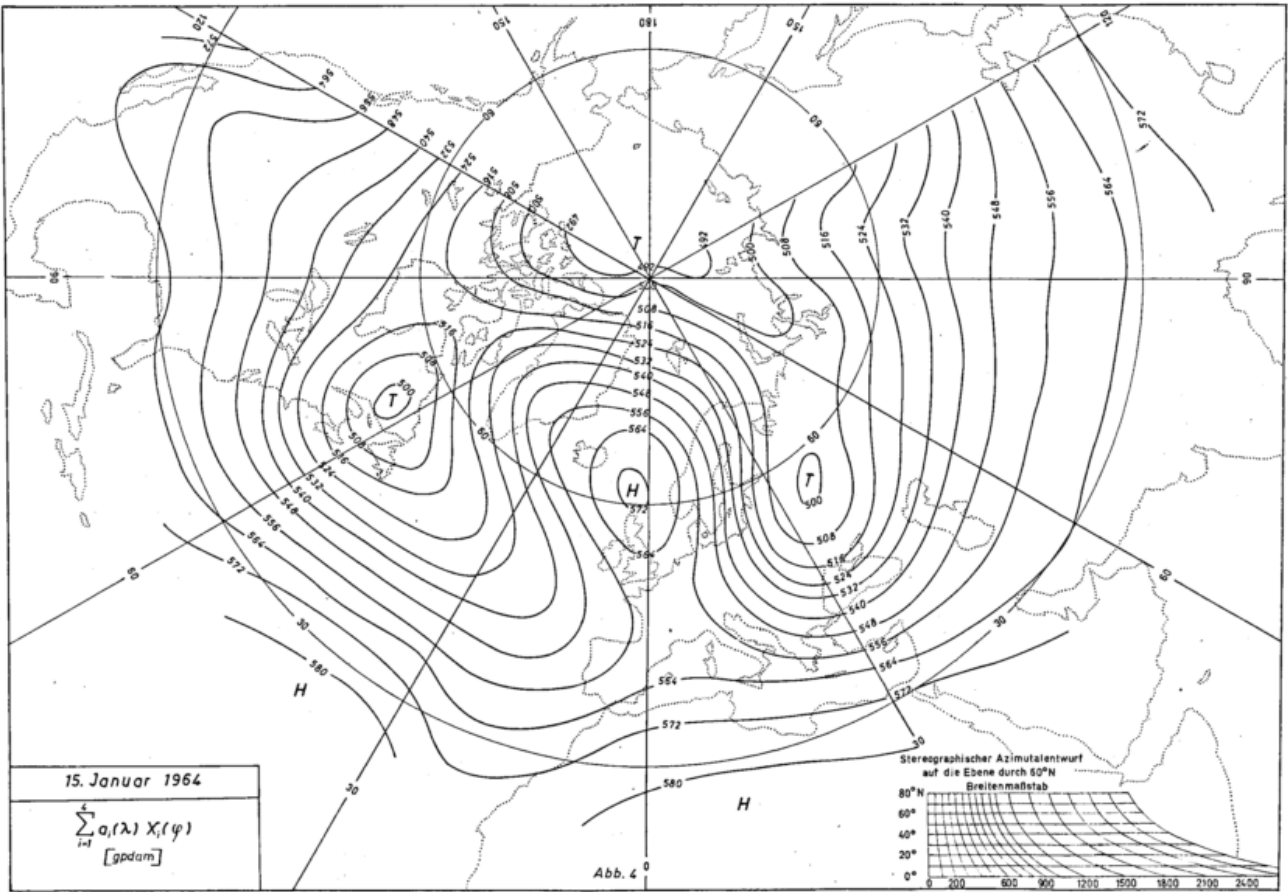


Abb. 4

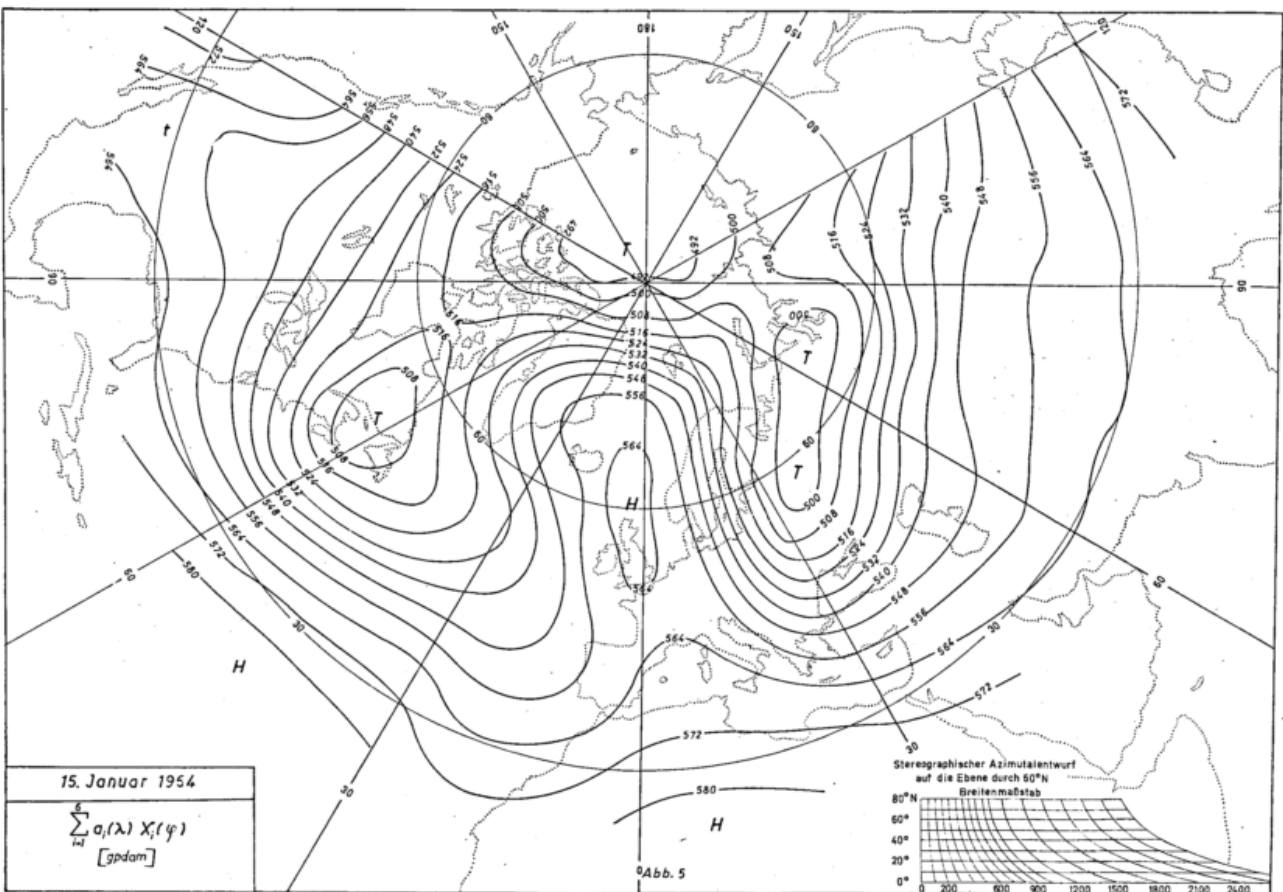


Abb. 5

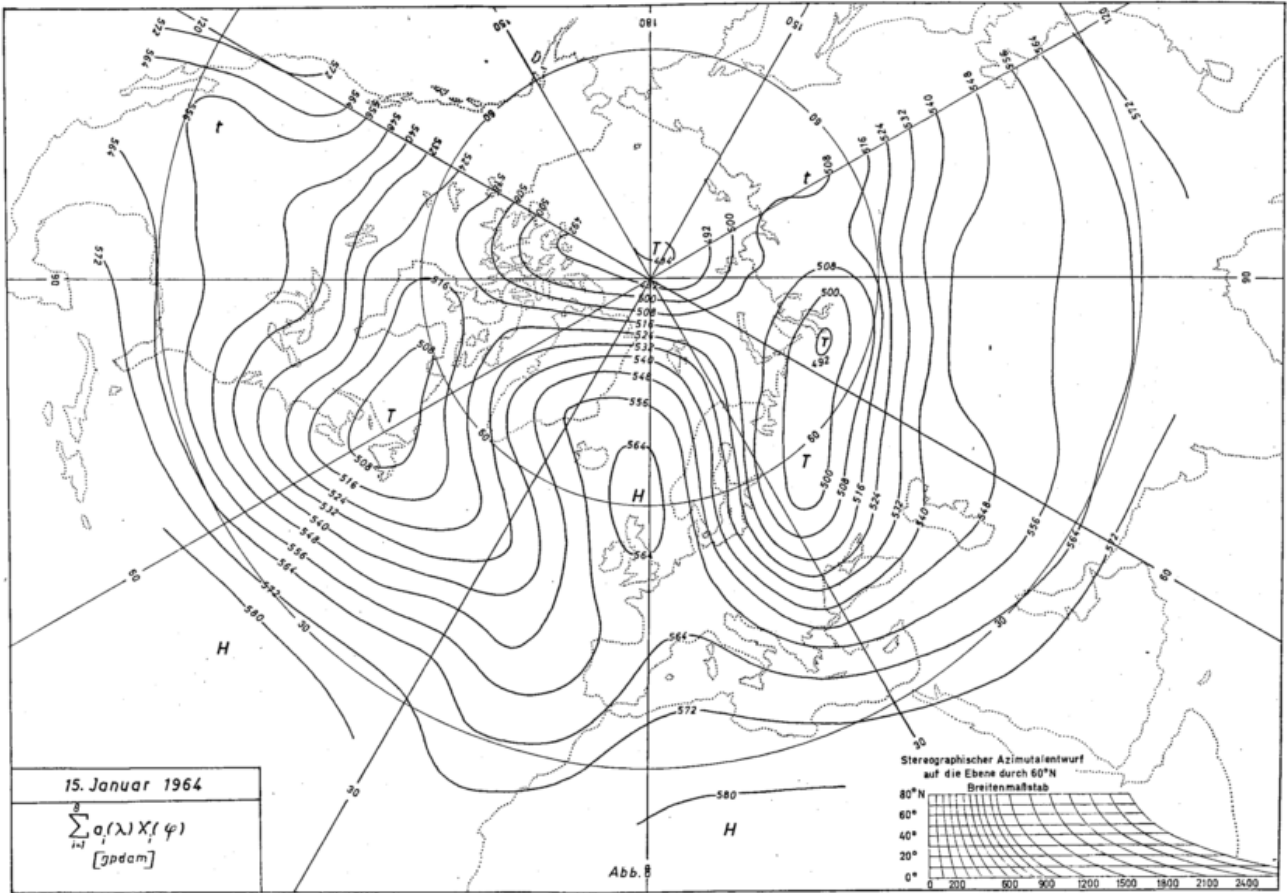


Abb. 6

Daß diese Schlußfolgerung nicht auf der zufälligen Auswahl zweier besonders günstiger Fälle beruht, ist aus Abbildung 7 zu ersehen, in welcher der mittlere quadratische Fehler der 4. bzw. der 6. Approximation für alle Tage der Zeiträume 1. — 15. 1. 64 und 1. — 15. 7. 64 dargestellt ist. Man erkennt aus dieser ohne weiteres die außergewöhnliche Gleichmäßigkeit der Konvergenz der durchgeführten Reihenentwicklung.

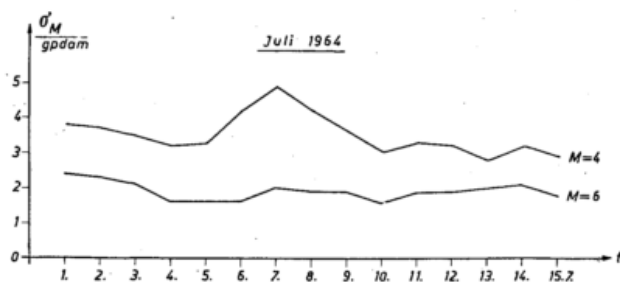
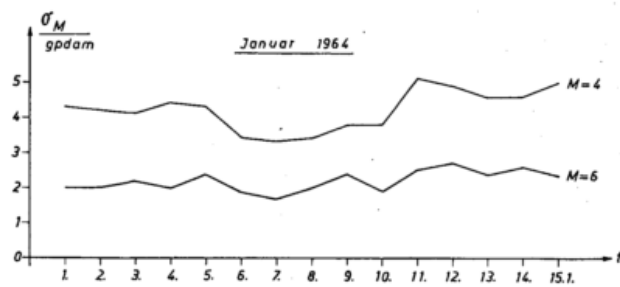


Abb. 7

Der mittlere quadratische Fehler der 4. und der 6. Approximation während zweier ausgewählter Zeiträume

Um einige Hinweise zur physikalischen Interpretation der einzelnen Terme dieser Reihenentwicklung zu erhalten, wurde der zeitliche Gang ihrer Koeffizienten für jeden der ausgewählten Meridiane einzeln analysiert. Als Beispiel sind in Abb. 8 die Werte der ersten 5 Koeffizienten für $\lambda = 20^\circ \text{ E}$ für jeden 7. Tag der Jahre 1961

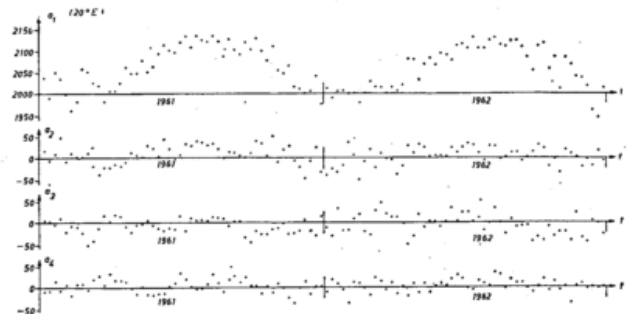


Abb. 8

Der zeitliche Gang der ersten vier Koeffizienten der Reihenentwicklung des Geopotentials längs 20° E während der Jahre 1961 und 1962

und 1962 dargestellt. Man erkennt den ausgeprägten Jahresgang des 1. Koeffizienten, während alle folgenden einen solchen nicht mehr aufweisen. Dies läßt sich dadurch erklären, daß der Wert des ersten Koeffizienten im wesentlichen durch die Mitteltemperatur der unteren Troposphäre polwärts 25° n. Br. bestimmt wird, wie sich durch detailliertere Untersuchungen eingehender begründen läßt. Die drei folgenden Terme lassen sich nicht mehr einzeln interpretieren, geben durch ihre Linearkombination jedoch die Lage der Frontalzone und damit eine Beschreibung der großräumigen Zirkulationsverhältnisse. Alle weiteren Terme sind als eine mehr oder weniger formale Reihenentwicklung zu deuten.

In weiterführenden Untersuchungen soll nunmehr versucht werden, das hier erhaltene „universelle“ System orthonormierter Vektoren durch ein analoges System orthonormierter Funktionen zu ersetzen, wodurch sich die Möglichkeit einer Anwendung des hier entwickelten Verfahrens bei der numerischen Analyse und

Prognose mitteltroposphärischer Geopotentialfelder ergibt. Im besonderen dürften sich hieraus neue Methoden zur Trennung von Zirkulationsprozessen verschiedener Größenordnung und zu einer physikalisch begründeten Glättung mitteltroposphärischer Geopotentialfelder entwickeln lassen.

Literatur

- (1) HOLMSTRÖM, I.: On a method for parametric representation of the state of the atmosphere. *Tellus* 15 (1963) S. 127—149.
- (2) LORENZ, E. N.: Prospects for statistical weather forecasting. Final Rep. Statist. Forecasting Project, Massachusetts Inst. Technol. Departm. of Meteor. (1959).
- (3) BAGROV, N. A.: Analitičeskoe predstavlenie posledovatel'nosti meteorologičeskich polej posredstvom estestvennyh ortogonal'nych sostavljajuščich. *Trudy Centr. Inst. Prognozov* 74 (1959).
- (4) JAKOVLEVA, N. I.; A. V. Meščerskaja; G. D. Kudaškin: Issledovanie polej davlenija (geopotenciala) metodom razloženiya po estestvennym sostavljajuščim. *Trudy Glavn. Geofiz. Obs.* 165 (1964).
- (5) OBUCHOV, A. M.: O statističeskich ortogonal'nych razloženijach empiričeskich funkcij. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. geofiz.*, 1960 Nr. 3.
- (6) RUCHOVEC, L. V.: O statističeskich opital'nych predstavlenijach vertikal'nych raspredelenij me-teoelementov v troposfere i nižnej stratosfere. *Trudy Glavn. Geofiz. Obs.* 165 (1964).

DK 551.524.34

Symmetrieachsen und Spiegelungen in der Prager Temperaturreihe

von

VÁCLAV HLAVÁČ

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Qualität, Realität und die Ursachen des Auftretens von mehreren Symmetrieachsen und Spiegelungen untersucht, die in einer graphischen Darstellung des säkularen Verlaufs (seit 1771) der Jahres- und Jahreszeitenwerte der homogenen Prager Temperaturreihe festgestellt werden können. Als Veränderliche der Darstellung wurden neue statistische Größen benutzt, und auch das Jahr wurde abweichend von der üblichen Weise nicht in 12 Monate, sondern in 28 dreizehntägige Perioden eingeteilt.

Das Problem der Symmetrieachsen und der Spiegelungen im Verlaufe der meteorologischen Elemente ist heute noch immer nicht befriedigend und einwandfrei gelöst worden. Manche Forscher betrachten die Spiegelungen, welche sie auf den Verlaufskurven der von ihnen bearbeiteten meteorologischen Elemente als reelle Erscheinungen und versuchen sie in irgendeiner Weise zu erklären. Andere Fachmänner verneinen die Realität der auf den Kurven sichtbaren Spiegelungen und bezeichnen diese Symmetrien nur als einen Zufall. Es ist schwer zu entscheiden, auf welcher Seite von beiden Erscheinungen sich stärkere Argumente befinden, um die eine oder andere Deutung als richtig anzuerkennen.

Infolgedessen möchte auch ich meine Ergebnisse vorläufig nicht als einen einwandfreien Beweis für die Realität der Spiegelungen betrachten, obwohl das infolge ihrer großen Anzahl, wie wir sehen werden, sicher möglich wäre. Es gelang mir nämlich nicht, eine befriedigende und universale Erklärung zu finden, warum sich die Spiegelungen überhaupt ausbilden und wovon ihre Länge abhängig ist.

Ehe ich zur eigentlichen Besprechung und Beschreibung der einzelnen Fälle schreiten werde, muß ich vorerst einerseits etwas Näheres über die graphische Darstellung, in welcher wir die Spiegelungen finden können, und andererseits, was ich unter dem Begriffe Symmetrie und Spiegelung im allgemeinen verstehe, vorausschicken.

Vor 3 Jahren versuchte ich das umfangreiche Zahlenmaterial der Prager Temperaturreihe in neuer Weise zu bearbeiten und seine einzelnen Werte mit Hilfe von neuen Kriterien im Hinblick auf ihre Außerordentlichkeit zu prüfen.

Das Jahr habe ich zu diesem Zwecke nicht in 12 Monate, sondern in 28 dreizehntägige Perioden geteilt. Die erste Periode und somit auch das Jahr beginnt mit dem 15. März. Die folgenden fünf Perioden, das heißt vom 15. III. bis zum 18. V., bilden den Frühling, neun weitere Perioden vom 19. V. bis 13. IX. den Sommer, die nächsten fünf wieder den Herbst (14. IX. bis 17. XI.) und die übrigen neun, vom 18. XI. bis 14. III., den Winter. Den

Jahreswert bilden die gesamten 28 Perioden, d. i. vom 15. März des laufenden Jahres bis zum 14. März des folgenden Jahres. Diese Verteilung der Jahreszeiten und des Jahres entspricht besser dem jährlichen Temperaturverlauf als die übliche kalendermäßige Verteilung. Bei den üblicherweise berechneten Jahresmitteln, d. h. vom 1. I. bis 31. XII., wird der Winter in zwei Teile gespalten; dagegen bei meiner Verteilung des Jahres wird in jedes Jahresmittel sowohl die warme als auch die nachfolgende kalte Jahreshälfte, also eine natürliche klimatische Einheit, eingerechnet.

Als Veränderliche habe ich außer den üblichen Abweichungen vom Normalen noch zwei bisher nicht benutzte statistische Größen eingeführt, und zwar die Rangordnungszahlen $\pm P_i$ und die maßgebenden Exzentrizitäten σ_e . Die Rangordnungszahlen bestimmen uns die Entfernung der einzelnen Daten von dem Median. Die einzelnen 193 Werte habe ich für jede dreizehntägige Periode, für jede Jahreszeit und für jedes Jahr der Größe nach angeordnet, und zwar von dem höchsten Wert zu dem tiefsten. Der 97. Wert ist also der Median, dem eine Rangordnungszahl $\pm 0 \cdot 0$ zugeordnet wurde. Dem nächsthöheren Wert wurde die Zahl +1, dem zweiten +2 usw., der höchste Wert erhält die Rangordnungszahl 96. Der nächsttiefere Wert vom Median erhält die Rangordnungszahl -1, der tiefste Wert wird mit -96 bezeichnet.

Die Formeln für die Ausrechnung der dritten von mir benutzen Veränderlichen, die eine neue statistische Größe darstellt, und für die ich die Benennung „maßgebende Exzentrizität“ σ_{ei} vorschlage, sind folgende:

$$\begin{aligned}
 1) N &= \frac{\sum_1^n k_i}{n} & 2) \Delta_i &= N_i - k_i & 3) \sigma &= \sqrt{\frac{\sum_1^n \Delta_i^2}{n}} \\
 4) T_i &= \frac{\Delta_i}{\sigma_i} & 5) \pm \sigma_{ei} &= T_i \pm \frac{P_i}{n},
 \end{aligned}$$

wobei k_i die einzelnen Reihenglieder, n deren Anzahl, N_i den n -jährigen Normalwert, Δ_i die einzelnen Abwei-

chungen von den Normalen, σ_i die maßgebenden Abweichungen, T_i die normierten Veränderlichen und $\pm P_i$ die Rangordnungszahlen, d. h. die \pm Entfernung vom Median.

Die maßgebende Exzentrizität kann also als ein universales Kriterium für eine objektive Beurteilung der Einmaligkeit und Abnormalität von einzelnen Größen der Reihen verschiedener statistischer Elemente dienen, da in ihr wie die Abweichung von dem Normalwert und die maßgebende Abweichung, so auch die Entfernung von dem Median und die Anzahl der sämtlichen Reihenglieder in Rechnung genommen wurde.

Der säkuläre Verlauf jener drei erwähnten Größen, d. h. der Abweichungen vom Normalwert $\pm \Delta_i$, der Rangordnungszahlen $\pm P_i$ und der maßgebenden Exzentrizitäten σ_{ei} wurde durch ein anschauliches Diagramm dargestellt*). Auf dem Diagramm sind einerseits die Jahreswerte in einer Kurvengruppe, andererseits die Jahreszeitenwerte in anderen drei Kurven eingezeichnet. In der zweiten Kurve sind alle vier Jahreszeiten in der Jahresfolge enthalten, dagegen enthält die dritte Kurve lediglich die Frühlings- und Herbstmonate und die vierte nur Sommer und Winter. Durch das Auslassen der Zwischenjahreszeiten, d. h. in der dritten Kurve Sommer und Winter und in der vierten Frühling und Herbst, die in der Regel entweder einen Übergang oder einen Ausgleich der vorigen Jahreszeit bilden, treten die einzelnen Abhängigkeiten des Herbstes vom vorigen Frühling und des Winters vom vorigen Sommer oder umgekehrt gut hervor. Außer den Temperatur-„Zick-zack“-Kurven enthalten die Kurvengruppen I und II noch die Darstellung des säkulären Verlaufes der Sonnenfleckenrelativzahlen.

Falls wir nunmehr von Jahr zu Jahr den Verlauf der Kurven sorgfältig verfolgen, können wir an manchen Stellen aller vier Gruppen feststellen, daß ein Wert als Symmetriepunkt, oder besser gesagt als Symmetrieachse dient, um welche sich die Wechsel der einzelnen Maxima und Minima auf beiden Seiten der Achse in gewissem Maße spiegeln. Die Spiegelung hat verschiedene Länge und auch die Symmetrieachse hat nicht immer dieselbe Form. Vorerst sei erwähnt, daß ich solchen Verlauf erst dann als Spiegelung betrachte, wenn sich der Verlauf auf beiden Seiten der Symmetrieachse mindestens über fünf Jahre oder Jahreszeiten spiegelt.

Im allgemeinen kann man die Spiegelungen in vier Haupttypen aufteilen: die Symmetrieachse des Typus I bildet ein Maximum — nach oben gerichtete Spitze der „Zick-zack-Kurve“, wobei beide Nebenwerte tiefer liegen. Die weiteren Werte können dann höher als auch wieder tiefer liegen, aber auf beiden Seiten der Symmetrieachse muß der Verlauf der Kurve eine gleiche Tendenz haben, d. h. entweder Absinken oder Ansteigen, auch wenn schon die absoluten Werte der einzelnen gegenseitig gespiegelten Punkte der Kurve verschieden wären.

Im Typus II ist es umgekehrt. Die Achse bildet ein Minimum, nach unten gerichtete Spitze, wobei beide Nebenwerte höher liegen. Der Typus III ist ähnlich dem Typus I und der Typus IV dem Typus II. Sie heben sich jedoch von denselben in der Weise ab, daß sie sozusagen abgeschnittene Spitzen nebeneinander liegender Jahre oder Jahreszeiten vom gleichen oder wenig abweichenden Wert bilden. Die ideale Symmetrieachse liegt also zwischen den beiden gleichen Spitzenwerten.

Wie gesagt, können wir in der ganzen Reihe seit dem Jahre 1771 mehrere Symmetrieachsen aller Typen an al-

len vier Kurventypen des Diagrammes feststellen. Vorerst auf der Kurze der Jahreswerte werden wir im ganzen 10 Spiegelungen feststellen:

1. Symmetrieachse (SA) im Jahre 1777, Typus IV, Länge der ziemlich guten Spiegelung 6 Jahre. Die SA befindet sich $1\frac{1}{2}$ Jahre nach dem Hm 1 und $1\frac{1}{2}$ Jahre vor dem Hm 2, also in der Mitte des aufsteigenden Astes (weiter als CA bezeichnet). (HM = Hauptmaximum, Hm = Hauptminimum der einzelnen Sonnenfleckenzyklen, deren Reihenfolge seit d. J. 1760 durch die beigebeschriebenen Zahlen angegeben wird.)
2. SA im Jahre 1794, Typus I, Länge der nicht allzuguten Spiegelung 5 Jahre, Lage der SA im Hinblick auf den Sonnenfleckenverlauf: die SA befindet sich fast in der Mitte des absteigenden Astes (weiter als DA bezeichnet), und zwar 6 Jahre vom Maximum 2 und vom Hm 2 5 Jahre entfernt.
3. SA im Jahre 1829, Typus II, Länge 5 Jahre, Spiegelung ziemlich gut, SA mit HM 6 verbunden.
4. SA im Jahre 1842, Typus I, Länge 8 Jahre, gute Spiegelung, SA 1 Jahr vor dem Hm 6.
5. SA im Jahre 1870, Typus II, Länge 4 Jahre, gute Spiegelung, SA mit HM 9 verbunden.
6. SA im Jahre 1883, Typus I, Länge 4 Jahre, sehr gute Spiegelung, SA mit HM 10 verbunden.
7. SA im Jahre 1892, Typus II, Länge 10 Jahre, ziemlich gute Spiegelung, SA 1 Jahr vor dem HM 11.
8. SA im Jahre 1928, Typus II, Länge 6 Jahre, gute Spiegelung, SA mit HM 14 verbunden.
9. SA im Jahre 1940, Typus I, Länge 5 Jahre, sehr gute Spiegelung, SA im DA, 3 Jahre nach dem HM 15 und 4 Jahre vor dem Hm 15.
10. SA im Jahre 1955, Typus II, Länge 8 Jahre, sehr gute Spiegelung, SA ein Jahr nach dem HM 16.

Es entsteht nunmehr die Frage, warum kommt es zur Bildung solcher Symmetrien im säkularen Gang der Temperaturen. Es kann vorausgesetzt werden, wenn die Spiegelungen reell sind, daß die Ursache in der Sonnentätigkeit liegt. Wir sehen, daß sich erstens die Spiegelungen der Jahreswerte der Kurve I immer zur Zeit der verstärkten Sonnentätigkeit ausbilden, wenn die Maxima höhere Werte erreichen. Des weiteren stimmen die SA in 4 von 10 Fällen mit dem Jahre eines Maximums, in 2 Fällen mit einem Minimum überein. In 2 Fällen liegt die SA in der Mitte eines absteigenden und in zwei Fällen in der Mitte eines aufsteigenden Astes. Man kann also den unmittelbaren Einfluß der Sonnentätigkeit zwar einigermaßen beweisen, aber der innere Mechanismus ist und wird wahrscheinlich noch lange unbekannt bleiben.

Dies wäre im großen und ganzen das Wichtigste, was man über die Spiegelungen auf der Jahreskurve sagen kann. Nunmehr werden wir uns den Symmetrien, die auf den übrigen drei Kurven festgestellt werden können, näher widmen. Ich habe sie in einer Hilfstabelle übersichtlich zusammengefaßt und werde sie näher beschreiben. Es sei noch erwähnt, daß im Jahre 1866 eine sonderbare Spiegelung, und zwar eine Rotationspiegelung erschienen ist, worüber ich zum Schluß eingehender sprechen werde.

Vorerst wollen wir über die Spiegelungen der Kurve II sprechen. Es gibt insgesamt 21 Fälle: 3 Spiegelungen vom Typus I, 11 vom Typus II, 4 vom Typus III, und 3 vom Typus IV. Bei jedem Typus können wir noch einige Nebentypen anführen. Wenn wir uns nunmehr bemühen, einen vollkommenen, regelmäßigen Zusammenhang zwischen dem Verlauf der Temperaturkurven und dem Verlauf der Sonnenfleckenkurven aufzufinden, müssen wir eine Enttäuschung erleben. Die Symmetrieachsen stimmen nämlich einmal mit einem Maximum, einmal mit einem Minimum überein, zum anderen liegen sie auf den aufsteigenden oder wieder auf den absteigenden Ästen der einzelnen Zyklen.

*) Aus technischen Gründen können die hier beschriebenen Diagramme und Tabellen nicht reproduziert werden. Ich verweise auf die Literaturangabe. In der im Druck befindlichen Arbeit befindet sich auch ein Kapitel über die Symmetrieachsen und alle dazu nötigen Diagramme und Tabellen, die in diesem Abdruck meines Vortrages besprochen werden. Die Bezifferungen der einzelnen Kurven entsprechen denen in der angegebenen Arbeit.

Auf der Kurve III können wir zusammen 12 und auf der Kurve IV 15 Spiegelungen wahrnehmen.

Falls wir nunmehr die Symmetrieachsen aller drei Jahreszeitenkurven II, III und IV in eine Rechnung nehmen, können wir feststellen, daß von der Gesamtanzahl (48 Symmetrieachsen) 2 direkt mit einem Sonnenfleckenmaximum, 4 mit einem Minimum verbunden sind. 30 SA liegen auf einem DA und 12 auf einem CA. In Prozenten ausgewertet ist das Verhältnis $M : m : DA : CA = 4\% : 8\% : 63\% : 25\%$. An der Tatsache, daß der absteigende Ast mit 63% gegen 25% des aufsteigenden ein großes Übergewicht hat, ist eigentlich nichts Auffallendes zu finden, da dieses Verhältnis im Ganzen dem Verhältnis der durchschnittlichen Länge von beiden Ästen der Zyklen 7 : 4 Jahren entspricht.

Es kann jedoch möglich sein, daß das Auftreten der SA doch mit irgendeinem Teil des DA oder CA verbunden ist. Um dies zu erkennen, wurden noch einige Ausrechnungen durchgeführt, durch welche eine objektive Beurteilung der Abhängigkeit der SA mit dem Verlauf der Sonnenflecken ermöglicht wurde. Die ausgerechneten Daten wurden wieder in ein Diagramm eingezeichnet, woraus man folgende Beschlüsse machen kann.

Wir sehen, daß die Ausbildung einer Symmetrie eigentlich mit keiner Phase des Sonnenfleckenzyklus fest verbunden ist. Man findet zwar bestimmte Anhäufungen in den Phasen zwischen 0—5% (8), 24—30% (8) und zwischen 41—51% (12) der Länge eines durchschnittlichen Zyklus. Diese Werte sind jedoch meiner Ansicht nach nicht genug überzeugend, da die gesamte Anzahl der SA (48) als auch die Anzahl der Zyklen (18) noch ziemlich gering sind, um daraus eine bestimmte und genaue Entscheidung treffen zu können. Wir müssen also die Ursachen der Ausbildung und dadurch auch die Realität der Symmetrieachsen und der Spiegelungen unentschieden lassen, was auch im Falle der im nächsten Abschnitt beschriebenen Symmetrie gelten kann.

Am Anfang dieses Kapitels über die Spiegelungen wurde auch über eine Rotationspiegelung in den Jahren 1859 bis 1873 gesprochen. Um diese unerwartete Erscheinung näher studieren zu können, wurde ein übersichtliches Diagramm hergestellt. Vorerst wurde jedoch mit den Werten der σ_{ei} eine Ausgleichsrechnung nach der

Formel $N_n = \frac{N_{i-1} + 2 N_i + N_{i+1}}{n}$ vorgenommen, um die

steilen „Zick-zack“-Kurven etwas abzurunden. Aus diesen ausgeglichenen Werten wurden dann die Kurven des Diagramms konstruiert. Jede Hauptkurve, und zwar a) die der Jahreswerte, b) aller 4 Jahreszeiten zusammen, c) die des Frühlings und Herbstes und d) des Sommers und Winters speziell wurde durch voll ausgezogene Linien, die Spiegelungskurve durch gestrichelte Linien

dargestellt. Die Spiegelungskurven wurden nach folgender Weise bestimmt: das n-te Glied der Spiegelungskurve nach bzw. vor dem Symmetriepunkt ist gleich dem n-ten Glied der Hauptkurve vor bzw. nach dem Symmetriepunkt, (jedoch mit umgekehrtem Vorzeichen).

Wir sehen, daß alle vier Kurven des Diagramms eine gute bis sehr gute Spiegelung aufweisen. Die Jahre 1859 bis 1866 spiegeln in den Jahren 1866 bis 1873, d. h. bei den Jahreskurven spiegelt das Jahr 1959 im Jahre 1873, 1860 im Jahre 1872 usw. bis 1865 im Jahre 1867. In den Jahreszeitenkurven gilt als Rotationspunkt der Herbst 1866. So spiegelt der Sommer 1866 im Winter 1866, der Frühling 1866 im Frühling 1867 usw., bis der Herbst 1859 sich im Herbst 1873 wiederholt. Die beste Spiegelung finden wir bei der Kurve c) (F + H), wo wir einen parallelen Verlauf beider Kurven noch über das Jahr 1873 hinaus verfolgen können, aber die Abstände der Hauptkurve und der Spiegelungskurve betragen nach dem Jahre 1873 mehr als 1.5 Einheiten der maßgebenden Exzentrizität und vergrößern sich von Jahr zu Jahr noch weiter. Im Jahre 1880, was eine Spiegelung des Jahres 1852 wäre, beträgt der Abstand beider Kurven bis 3.2 Einheiten der σ_{ei} .

Die Kurven der (S + W) laufen bereits im Winter 1872 auseinander, und auch während der Jahre 1870—1872 ist die Spiegelung nicht ganz vollkommen.

In a) und b) sind auch die ausgeglichenen Sonnenfleckenwerte eingezeichnet. Auch hier können wir einen Symmetriepunkt der Drehungsspiegelung feststellen. Es ist dies der Sommer 1862, also um 13 Jahreszeiten früher als bei den Kurven σ_{ei} . Der Anfang des fast vollkommenen Übereinstimmens der Haupt- und Spiegelungskurve liegt auch früher, und zwar um 11 Jahreszeiten. Diese zeitliche Verschiebung der Temperaturkurven gegenüber den Sonnenfleckenkurven kann den Zusammenhang beider Größen unsicher machen. In der Regel macht sich eine Änderung der Sonnenflecken rasch im Verlaufe der Temperaturen geltend und nicht erst nach 2 bis 3 Jahren. Es bleibt uns also nichts übrig, diese Frage, warum sich die beschriebene Rotationspiegelung ausgebildet hat, unbeantwortet zu lassen, falls sie nicht nur ein Zufall ist.

Dies wäre im ganzen alles, was ich den verehrten Lesern über meine Forschungen über die Symmetrieachsen und Spiegelungen in der Prager Temperaturreihe mitteilen kann.

Literatur

HLAVÁČ, V.: Eine neue Methode zur objektiven Beurteilung der säkulären Schwankungen und Abnormalitäten der Lufttemperatur und der Sonnenfleckenrelativzahlen und ihre Anwendung für langfristige Prognosen. (Im Druck.)

DK 551.571.31

Über abendliche Änderungen der relativen Feuchte

von

ERNST FRANKENBERGER

Zusammenfassung

Es werden mittlere absolute Schwankungsbeträge der relativen Feuchte aus 2 m Höhe in wolkenlosen Nächten für verschiedene Zeitintervalle angegeben und aus ihnen räumliche Feuchteunterschiede in Windrichtung abgeschätzt. Mittels empirischer Quellfunktionen des Aerosols, die in den „Berichten des Deutschen Wetterdienstes“, Nr. 106 (1967) veröffentlicht sind, wurde berechnet, welche Unterschiede der Extinktionskoeffizienten diesen Schwankungsbeträgen entsprechen und Schlüsse für die Toleranzbreite von Sichtangaben aus Bodeninversionen gezogen. Eine sprunghafte nächtliche Feuchteänderung wird an Hand von verschiedenen Vertikalprofilen beschrieben und als plötzlicher Ausfluß kälterer Luft aus dem oberen Pinnautal gedeutet. In windschwachen Bodeninversionen wurden bei Quickborn regelmäßig quasiperiodische Fluktuationen von 15 bis 50 Minuten Abstand beobachtet, welche zu starken Sichtschwankungen Anlaß geben. Offenbar werden Schwankungen dieses Frequenzbereichs besonders leicht durch orographische Einflüsse verstärkt. Vorzugsweise in den langperiodischen Fluktuationen vollzieht sich die von Bertil Rhode für die Bildung von Bodennebel geforderte Mischung kälterer und wärmerer Luft der unteren Schichten, ohne daß Luft aus größerer Höhe beigemischt wird.

Abstract

Mean absolute variations of the relative humidity in time and space from 2 m altitude and from nights without clouds have been derived. The differences of the extinction-coefficients corresponding to these humidity-variations have been calculated by means of empirical swelling-coefficients of the aerosol, which have been published in „Berichte des Deutschen Wetterdienstes“, Nr. 106 (1967). From these differences some deductions concerning the steps of the weather-key for the visibility are made. A suddenly jump of relative humidity is described by means of different vertical profiles and interpreted as an outflow of cold air from the upper valley of the Pinnau. In temperature inversions with low wind velocity near the ground always quasiperiodical fluctuations of 15 till 50 minutes have been observed, which causes strong variations of visibility. It seems, that turbulent variations of such periods can easily be influenced by orographic effects. The formation of fog near the ground according to the theory of Bertil Rhode by mixing of cold and warm humid air near the ground goes on peculiarly in such longperiodical fluctuations, in which only few air from greater heights participates in the mixing.

Von den vielen Zusammenhängen, bei denen die relative Feuchte wichtig ist, interessierte sich das Referat „Austausch“ im Meteorologischen Observatorium Hamburg des Deutschen Wetterdienstes vor allem für das Gebiet der Lufttrübung. Trübende Aerosolteilchen quellen und schrumpfen nach Maßgabe der relativen Feuchte. Wir haben deshalb vordringlich das Verhalten der Feuchte an den Abenden klarer Oktobertage untersucht, in denen Bodeninversionen mit Nebel besonders häufig sind.

Die relative Feuchte hat in Bodennähe einen ausgeprägten Tagesgang, welcher eng mit der Bestrahlung der Erdoberfläche und ihrem Wärmehaushalt zusammenhängt; denn die relative Feuchte ist eine Funktion des Dampfdrucks und des der Lufttemperatur zugeordneten Sättigungs-Dampfdrucks. Man kann aber die abendlichen Änderungen der relativen Feuchte nicht ausschließlich mit dem Wärmehaushalt der Unterlage erklären, besonders nicht diejenigen, welche für die Entstehung von Bodennebel entscheidend sind, sondern muß auch die Ursachen turbulenter Feuchte-Schwankungen und deren Ausmaß kennen.

Es gibt Änderungen der relativen Feuchte innerhalb von Stunden, Minuten und Sekunden, die meisten da-

von mit sehr unregelmäßigem Verlauf, manche von mehr harmonischer Form und schließlich einzelne scharf ausgeprägte Sprünge. Zufällig kann man alle diese Formen auf einer einzigen Quickborner Kompensographenregistrierung erkennen, von welcher die Abbildung 1 ausschnittsweise den Temperaturverlauf und denjenigen der psychrometrischen Differenz zeigt.

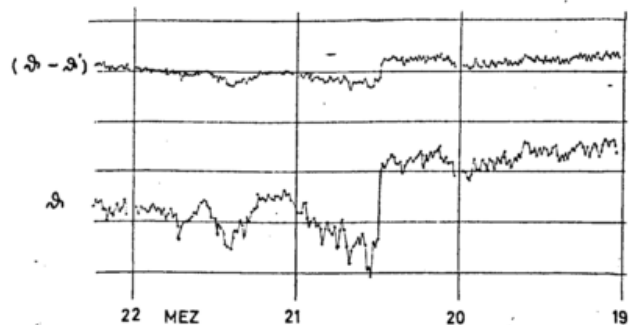


Abb. 1

Kompensographenregistrierung der Temperatur θ und der psychrometrischen Differenz (19. 10. 1965).

Bis 20 Uhr waren in 2 m Höhe unregelmäßige kurze Temperaturschwankungen aufgetreten, mit denen Schwankungen der relativen Feuchte nahezu parallel gingen. Die Dauer der Schwankungen hängt hier von der Periode turbulenter Luftbewegungen ab. Um 20^{1/2} Uhr trat ein Sprung im Verlauf der Temperatur und der psychrometrischen Differenz auf, welcher den Durchzug einer Front vermuten läßt. Dem Sprunge folgten wieder kurzperiodische Schwankungen, aber auch einige starke langperiodische, die vorher fehlten. Ich werde noch eine andere Registrierung zeigen, in welcher sie deutlicher ausgeprägt sind. Wir haben zunächst die Unruhe der relativen Feuchte in 5 Stunden verschiedener klarer Oktobernächte untersucht, in denen frontartige Feuchtesprünge nicht aufgetreten sind und in denen Nachwirkungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung der Nachmittage nicht mehr wesentlich in Erscheinung treten. Für feste Zeitabstände Δt wurden Absolutwerte der relativen Feuchte ausgewertet und die Unterschiede der relativen Feuchten berechnet. Zwar lassen sich Absolutwerte der relativen Feuchte (r. F.) mittels der psychrometrischen Methode wegen etwaiger Mängel der Dochte nur auf etwa 0,5 bis 1 Prozent r. F. genau bestimmen, doch beträgt der Fehler der Differenzen nur $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{3}$ dieses Betrages.

So haben sich folgende Mittelwerte der Feuchteunterschiede ergeben:

Δt (Sek.)	50	100	200	500	1000
r. F. (%)	0,67	0,72	0,81	1,08	1,38

Die Abstände in Windrichtung sind als Bezugsgröße von größerer praktischer Bedeutung als zeitliche Unterschiede am festen Ort, weil z. B. Flugzeuge gegen den Wind starten und landen und dabei den feuchtebedingten Sichtunterschieden ausgesetzt sind. Die naheliegende Transformation der Δt - in Δl -Werte mittels der Gleichung

$$\Delta l = \Delta t \cdot \bar{v} \quad (\bar{v} = \text{mittlere Windgeschwindigkeit})$$

erlaubt nur grobe Schätzungen, wenn wie hier räumliche Abstände interessieren, welche bedeutend größer als die Höhe über Grund sind. Außerdem kommen zu den durch Turbulenz hervorgerufenen Feuchteschwankungen noch räumliche Unterschiede, welche von der verschiedenen Höhe der Erdoberfläche, unterschiedlicher Bewachsung und Wärmeleitfähigkeit, sowie von der Verteilung höherer Hindernisse im Windfeld verursacht werden. Der turbulente Anteil der Feuchteschwankungen führt nach den vorliegenden Auswertungen zu einer Amplitude der räumlichen Unterschiede, deren Mittelwert über 100 m Abstand zwischen 0,74 bis 0,8 % r. F. und über 1000 m Abstand zwischen 1,1 bis 1,6 % r. F. liegt, wenn in klaren Oktobernächten die Windgeschwindigkeit unter 1m/s in 10 m Höhe sinkt, ehe völlige Sättigung erreicht ist. Bei Sättigung treten entsprechende Unterschiede im Gehalt der Luft an flüssigem Wasser auf. Es sei noch bemerkt, daß die Mittelwerte der Feuchteunterschiede über vorgegebene Zeitunterschiede aus den fünf einzelnen Stunden um den Gesamtmittelwert mit einer Streuung von 0,16 % r. F. schwankt.

Den angegebenen mittleren Unterschieden der relativen Feuchte in Bodeninversionen entsprechen um so größere räumliche Schwankungen der Sichtweite, je höher die mittlere relative Feuchte ist. Schon bei 98 % r. F. unterscheiden sich gleichzeitige Werte des Extinktionskoeffizienten auf eine Distanz von 100 m im Mittel um 20 %, auf 1000 m um etwa 38 %. Bei 99 % mittlerer relativer Feuchte beträgt der mittlere Unterschied über 100 m Abstand etwa 30 %, über 1000 m etwa 85 %. Wegen des Zufallscharakters der Turbulenz können aber kurzzeitig wesentlich größere Unterschiede auftreten. Gemäß der in Bodeninversionen in 2 m Höhe

auftretenden mittleren Windgeschwindigkeiten von etwa 0,5 m/s entsprechen den genannten Abständen Schwankungsperioden von 5 bis 30 Minuten. Es folgt hieraus, daß man repräsentative Mittelwerte der Sichtweite erst in einer längeren Beobachtungszeit ermitteln kann, bzw. daß man besonders bei höheren relativen Feuchten Sichtweitemeldungen eine große Toleranzbreite zuordnen muß. Die Stufung des Wetterschlüssels sollte hierauf mehr Rücksicht nehmen.

Wir wenden uns nun dem Beispiel einer sprunghaften Änderung von Temperatur und psychrometrischer Differenz aus Abbildung 1 zu. Fünfminütige Mittelwerte aller erreichbaren meteorologischen Elemente vor und nach dem Sprung sind graphisch in Abbildung 2 dargestellt.

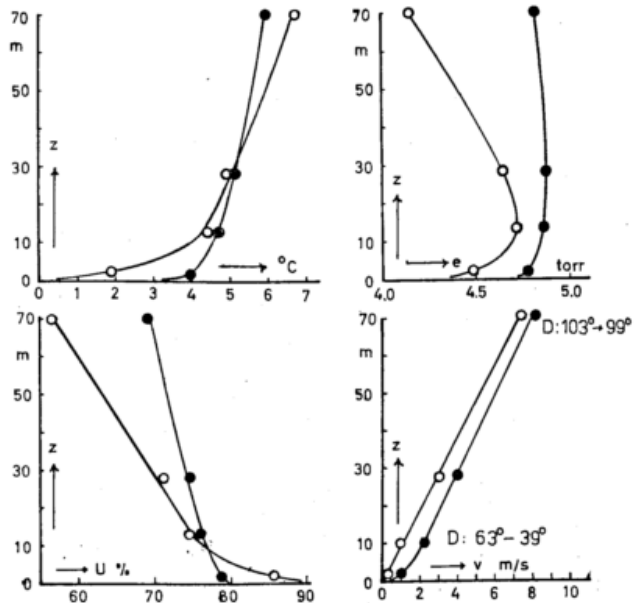


Abb. 2
Sprung von Temperatur, Dampfdruck, rel. Feuchte und Wind am 22. 10. 1965, 20.50 Uhr MEZ, Quickborn
● ● : 5 min.-Mittel vor dem Sprung
○ ○ : 5 min.-Mittel nach dem Sprung

Die ausgefüllten Kreise geben den Zustand vor dem Sprung wieder, die leeren den Zustand danach. Vor dem Sprung kam der Wind in 10 m Höhe aus 63° von einer flachen Erhebung, deren Rücken die Meßstelle des Meteorologischen Observatoriums um etwa 15 m überragt. Nach dem Sprung wurde Luft aus 39°, d. h. aus dem oberen Pinnautal herangeführt, die wahrscheinlich dem Lauf des Baches gefolgt ist. In 70 m Höhe drehte der Wind in gleichem Sinne, aber nur von 103° auf 99°. Von einer Front war auf der Wetterkarte nichts zu erkennen. Es handelt sich offenbar mehr um eine lokale Zirkulation, bei welcher die abends im oberen Pinnautal abgekühlte Luft durch eine verhältnismäßig enge Stelle (400 bis 500 m) zum Ausfließen gekommen war und unsere Meßstelle erreicht hat. Erstaunlich ist dabei die im oberen Teil der Abbildung erkennbare Erwärmung und die starke Abnahme des Dampfdruckes in 70 m Höhe. Wir müssen annehmen, daß über dem bodennahen Kaltluftfluß ein Absinken entstanden ist, weil die Richtung dieses Flusses abnorm nach links aus der Isobarenrichtung ausscherte. In 2 m Höhe ist die relative Feuchte sprunghaft um 7% gewachsen, was natürlich einen Rückgang der Normsicht zur Folge hatte.

Wir wenden uns nun den verhältnismäßig langperiodischen Änderungen der relativen Feuchte zu. Weil ihnen der Quellungsgrad des trübenden Aerosols folgt, treten sie in den Registrierungen der Sichtmesser zu-

tage, besonders wenn deren Anzeigeträgheit eine Reaktion auf kurzperiodische Schwankungen unterdrückt. Am 19. Oktober 1965 ist die ausschnittsweise in Abb 3 wiedergegebene Registrierung eines Streulichtschreibers nach RUPPERSBERG gewonnen, dessen Reaktionsvermögen entstandene Unterschiede zwischen der Normsicht und ihrer Anzeige um 28% pro Minute verringert. Wir erkennen eine Schwingung von etwa 47 Minuten Dauer, die sich über drei Stunden erstreckt. Im fünften Zyklus ist sie gestört, taucht aber im Sichtmaximum des 6. und 8. Zyklus nochmals auf.

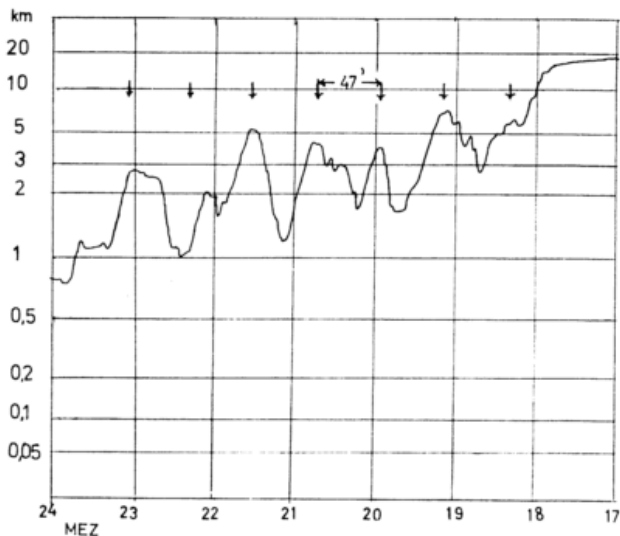


Abb. 3
Norm-Sichtverlauf am Abend des 19. 10. 1965

Solche langperiodischen Feuchteschwankungen treten nur in Bodeninversionen auf, wenn die Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe 2 m/s nicht überschreitet, allerdings bezüglich der Frequenzkonstanz selten so klar wie in Abbildung 3. Ein zweiter, regererer Normsichtschreiber nach RUPPERSBERG ließ erkennen, daß der Sichtabfall gewöhnlich wesentlich rascher erfolgt als der Wiederanstieg, was zu der Deutung Anlaß gab, daß die Meßstelle periodisch von kalter Luft durchflossen wird, welche nur langsam durch die effektive Ausstrahlung schlecht wärmeleitenden Bodens entsteht und sich von ihm erst nach Erreichen eines bestimmten Dichtegefälles löst. Für diese Deutung spricht, daß der Mittelwert der Periode mit der Stärke der Inversion und der Geschwindigkeit des Höhenwindes abnimmt, doch sind langperiodische Sicht- und Feuchteschwankungen nicht nur aufzutreten, wenn der Wind talabwärts zur Elbe hin weht, sondern auch bei südlichen Windrichtungen, welche die Meßstelle in den Grenzbereich einer mäandrierenden Stadtdunsthahn bringen. Deshalb ist eine vollständige Erklärung der langperiodischen Schwankungen nur nach Betreiben eines engen Netzes von Meßstellen möglich.

Auffällige Perioden wurden im Bereich zwischen 16 und 50 Minuten gefunden. Auch die Registrierungen der Hitzdrahtwindmesser aus 2 m Höhe ließen auffällige Perioden ähnlicher Größe erkennen. In zwei Meter Höhe sind die Maxima der relativen Feuchte den Windmaxima um etwa 40 bis 50 m Windweg gefolgt. Die Amplituden des Windes sind allerdings nur etwa 20% größer gewesen als nach dem vollständigen Windspektrum zu erwarten ist. So wird der Zufallscharakter der Windunruhe durch Schichtung und Landschaftsform nur wenig und selten so ausgeprägt wie am 19. 10. 1965 verändert. Der mittlere Unterschied zwischen den Maxima und Minima der relativen Feuchte betrug 5%. Ihm zufolge ist in einem extremen Fall ein Verhältnis der Normsichtweiten von 1 zu 2,9 über eine Strecke von nur 500 m aufgetreten, während Nebel herrschte.

Den periodischen Fluktuationen kommt besondere Bedeutung im Lichte der Nebeltheorie von BERTIL RHODE zu. RHODE wies nach, daß in Bodeninversionen Nebel durch vertikale Mischung verschieden temperierter, nahezu gesättigter Luft entstehen muß, nicht aber bei der Abkühlung am Boden, die ja ein Ausscheiden des überschüssigen Wasserdampfes als Tau zur Folge hat. RHODE fordert deshalb zur Nebelentstehung das Bestehen einer nicht zu geringen Turbulenz. Das widerspricht unserer an mittleren stündlichen Werten der Windgeschwindigkeit und der relativen Feuchte gewonnenen Erfahrung, nach welcher in Übereinstimmung mit Überlegungen von SCHNEIDER-CARIUS die höchsten relativen Feuchten gerade bei allergeringsten Windgeschwindigkeiten, d. h. bei Armut an Turbulenz auftreten.

Abbildung 4 zeigt die Häufigkeitsverteilung mittlerer stündlicher relativer Feuchten aus der Zeit von 19 bis 24 Uhr der Oktobermonate bei wolkenlosem Himmel (10 Beobachtungsjahre). Die Windgeschwindigkeiten sind in vier Bereiche aufgeteilt, deren Anteil an der Gesamtzahl unten vermerkt ist. Die Ordinatenenteilung ist die einer Summenfunktion. Wir sehen, daß in einem Fünftel aller Stunden mit Windgeschwindigkeiten zwischen null und 0,5 m/s völlige Sättigung geherrscht hat.

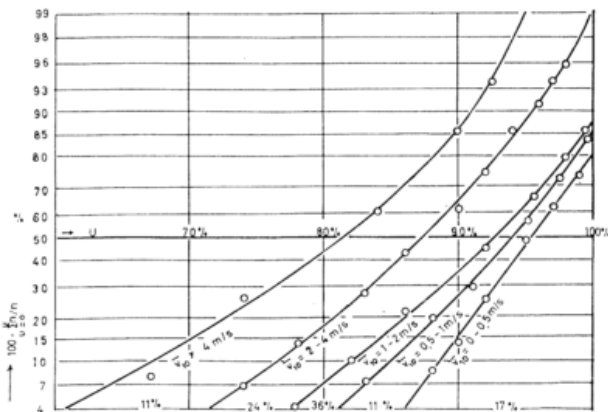


Abb. 4
Häufigkeitsverteilung mittl. stdl. rel. Feuchten U aus klaren Okt.-Abenden 19 — 24 Uhr 1955 — 1965 als Summenfunktion für verschiedene Windgeschwindigkeits-Bereiche, Quickborn/Holst.

Berücksichtigt man die Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeiten, so ergibt sich, daß bei Windgeschwindigkeiten

- zwischen 0 bis 0,5 m/s 35,1% aller Stunden,
- zwischen 0,5 bis 1,0 m/s 15,9% aller Stunden,
- zwischen 1,0 bis 2,0 m/s 46,5% aller Stunden,
- zwischen 2,0 bis 4,0 m/s 2,5% aller Stunden

eine mittlere relative Feuchte von 100% besessen haben. Daß bei 1,0 bis 2,0 m/s Windgeschwindigkeit ein so hoher Anteil liegt, hat seinen Grund nicht nur in der höheren Intervallbreite, sondern auch in der Ausbildung konvektiver Nebel. Der Hauptanteil der Bodeninversionsnebel liegt in der ersten Stufe, was scheinbar der Rhodeschen Überlegung widerspricht.

Nun sahen wir aber, daß die Erscheinung periodischen Ausfließens oder Ausbreitens von kalter Luft nicht an das Stundenintervall gebunden ist, und oben wurde erwähnt, daß höchste Feuchten in Bodeninversionen einige Dekameter Windweg hinter den Windmaxima aufgetreten sind. Offenbar entsteht in Bodennähe hohe relative Feuchte wie auch Nebel bevorzugt dort, wie sich kalte Luft unter wärmere schiebt und dabei eine Mischung trotz der geringen Größe der turbulenten Zusatzgeschwindigkeiten des Windes ermöglicht. In den konvektiven Nebeln sind markante Perioden der Normsicht nicht gefunden worden.

DK 551.526.6 : 551.507.35

Flugzeugmessungen der Wasseroberflächentemperatur von Binnenseen

von

DIETER LORENZ

Zusammenfassung

Mit einem Radiometer für Oberflächentemperaturmessungen, das die langwellige Strahlung im Bereich zwischen etwa 8μ und 14μ Wellenlänge mißt, wurde an einer Reihe von Tagen die Wasseroberflächentemperatur verschiedener Seen in Oberbayern von einem Flugzeug aus gemessen. Von einem dieser Seen wurde außerdem die Verteilung der Oberflächentemperatur im einzelnen bestimmt, wobei z. T. zusätzliche Kontrollmessungen auf dem Wasser mit einem Schöpfthermometer gemacht wurden. Die Ergebnisse werden mitgeteilt und diskutiert.

Abstract

An infrared radiometer with a spectral bandpass from 8μ to 14μ was used for a series of airborne surface temperature measurements of lakes in Upper Bavaria. On some days also the detailed surface temperature distribution of one of these lakes was determined with the same instrument. Some of these measurements were controlled by bucket measurements from a boat. The results are presented and discussed.

1. Meßtechnik

Messungen der Temperatur von Boden- und Wasseroberflächen aus der Luft sind heute möglich mit sog. Infrarot-Thermometern, Radiometern, die im Infrarotbereich z. B. zwischen 8μ und 14μ Wellenlänge arbeiten. Dabei wird die langwellige Eigenstrahlung der Oberflächen gemessen, die sehr eng mit der Oberflächentemperatur verknüpft ist. Am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg des Deutschen Wetterdienstes werden solche Messungen durchgeführt im Rahmen eines Forschungsprojektes, das vom Bundesministerium der Verteidigung gefördert wird. Meßobjekte sind dabei neben Bodenoberflächen fließende und stehende Gewässer. Dem Observatorium steht hierfür ein Flugzeug der Bundeswehr zur Verfügung, eine serienmäßige Maschine vom Typ Dornier Do 27. Sie wurde für das erwähnte Forschungsprojekt als Meßflugzeug eingerichtet (s. Abb. 1). Als Meßgerät wird ein Infrarot-Thermometer aus den USA verwendet (Portable Radiation Thermometer PRT 4 der Barnes Engineering Company, Stamford, Connecticut). Registriert werden die Messungen mit einem Potentiometerschreiber (Moseley Strip Chart Recorder, Model 680), dem ein selbstgebauter Schaltkasten vorgesetzt ist. Mit ihm kann der jeweils günstigste Meßbereich der Oberflächentemperatur ausgewählt und die Dämpfung des Schreibers eingestellt werden. An weiteren Geräten ist in das Flugzeug ein kleiner Eichstrahler eingebaut, mit dem das Infrarot-Thermometer während des Fluges kontrolliert werden kann.

Mit einem weiteren Potentiometerschreiber (ebenfals Moseley Strip Chart Recorder, Model 680) wird die Lufttemperatur im Flugniveau registriert. Der Meß-

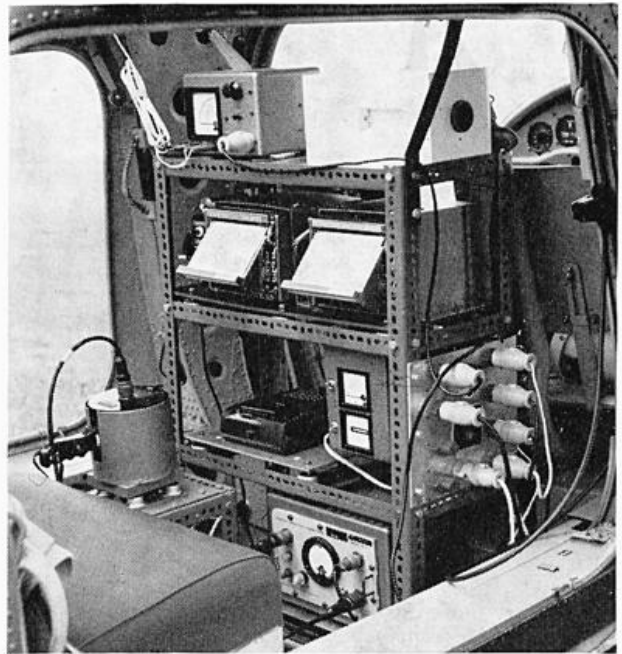


Abb. 1

Innenansicht des Meßflugzeuges. Links der Meßkopf des Infrarot-Thermometers, im Gerätegestell unten rechts der zugehörige Verstärker mit Anzeigeelement, 1. Zwischenboden: Tonbandgerät für Anmerkungen während des Fluges (links) und Instrumente zur Kontrolle der Stromversorgung (rechts), 2. Zwischenboden: Schreiber für Oberflächentemperatur (links) und Lufttemperatur (rechts), oben: Meßbrücke mit Anzeigegerät für Lufttemperatur (links), Eichstrahler (rechts).

fühler hierfür, ein Thermistor in einem Strahlungsschutzrohr, befindet sich an der Unterseite der Tragfläche. Der Meßkopf des Infrarot-Thermometers mißt durch den Bodenschacht des Flugzeuges senkrecht nach unten. Sein Öffnungswinkel beträgt etwa $3^\circ \times 3^\circ$, das ergibt bei einer Flughöhe von 300 m (diese Flughöhe wurde bei allen Messungen, über die hier berichtet wird, eingehalten) ein Meßfeld von ca. 15 m x 15 m. Durch die Kontrollen während des Fluges mit dem ins Flugzeug eingebauten Eichstrahler konnte eine Absolutgenauigkeit der Messungen von besser als $\pm 1^\circ \text{C}$ und eine Relativgenauigkeit von besser als $\pm 0.5^\circ \text{C}$ erreicht werden. Dies wird an Hand eines Beispiels weiter unten noch gezeigt werden.

Der im Flugzeug registrierte Meßwert ergibt nicht ohne weiteres die Oberflächentemperatur. Er ist beeinflusst durch Absorption und Emission der langwelligen Strahlung in der Luftschicht zwischen Meßobjekt und Flugzeug. Außerdem sind weder natürliche Boden- noch Wasseroberflächen schwarze Strahler. Sie reflektieren daher einen, wenn auch geringen, Anteil der langwelligen Himmelsstrahlung, wodurch eine weitere Meßwertverfälschung hervorgerufen wird. Für beide Fehler wurden Korrekturverfahren ausgearbeitet. Auf sie soll hier jedoch nicht eingegangen werden, da sie an anderen Stellen bereits mehrfach besprochen wurden (vgl. u. a. LORENZ (1) (2)).

2. Vergleich der Oberflächentemperatur verschiedener Seen in Oberbayern

Oberbayern besitzt eine Reihe von Seen, die sich sehr gut für vergleichende Oberflächentemperaturmessungen eignen. Von den größeren mit einer Fläche von mehr als 1 km² wurden dreizehn für die Messungen ausgewählt (s. Tab. 1 und Abb. 2). Sie liegen zwischen 533 m

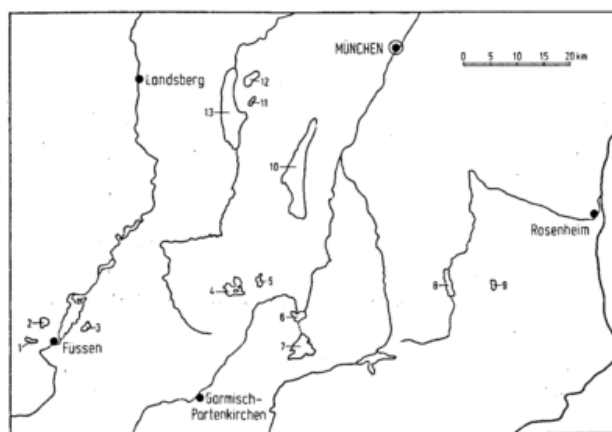


Abb. 2

Übersichtskarte mit den für die Messungen ausgewählten Seen (Nr. 1 — 13 s. Tab. 1)

Reflexionseinflusses wurde verzichtet, da für den Vergleich der Seen miteinander der Meßwert ohne diese Korrektur, die „Strahlungstemperatur“ Θ_s , völlig ausreichend ist. Diese Korrekturen sind meist für die Dauer eines Meßfluges als konstant anzusetzen mit einer Größe zwischen $+0.3^\circ \text{C}$ und $+0.7^\circ \text{C}$. Soweit zwei Meßflüge an einem Tag durchgeführt werden konnten, wurde die Strahlungstemperatur auf 12.30 Uhr MEZ interpoliert (etwa Zeitpunkt des Sonnenhöchststandes). Die zeitlichen Änderungen erwiesen sich jedoch als so gering, daß für die übrigen Tage mit jeweils nur einem Meßflug die dabei gewonnenen Strahlungstemperaturwerte im Rahmen der Meßgenauigkeit ohne weitere Korrektur benutzt werden konnten, obwohl sie nicht genau um 12.30 Uhr gemessen worden waren.

Größer waren die Schwankungen der Oberflächentemperatur bzw. der Strahlungstemperatur von Tag zu Tag. Die 13 Meßtage wurden deshalb zu vier Serien zusammengefaßt, von denen Mittelwerte gebildet wurden (s. Tab. 2).

Tab. 1

Zusammenstellung der Seen des Oberflächentemperatur-Meßprogramms

Nr.	Name des Sees	Höhe über NN [m]	See- fläche [km ²]	mittlere Tiefe [m]
1	Weißensee	787	1.4	13.5
2	Hopfensee	785	2.2	4.7
3	Bannwaldsee	786	2.3	6.4
4	Staffelsee	649	7.7	9.7
5	Riegsee	653	1.8	5.6
6	Kochelsee	599	5.9	31.3
7	Walchensee	802	16.4	79.3
8	Tegernsee	725	8.9	36.3
9	Schliersee	777	2.2	24.9
10	Starnberger See	584	57.2	54
11	Pilsensee	535	1.9	9.4
12	Wörthsee	561	4.5	13.3
13	Ammersee	533	47.0	37.8

über NN (Ammersee) und 802 m über NN (Walchensee). Ihre mittlere Tiefe schwankt zwischen 5 m (Hopfensee) und 79 m (Walchensee). Diese Seen wurden an 13 Tagen zwischen dem 18. August und dem 21. Dezember 1967 überflogen, meist in der in Tab. 1 aufgeführten Reihenfolge, und dabei ihre Oberflächentemperatur gemessen. An 7 der 13 Meßtage wurde nach kurzer Pause der Meßflug in umgekehrter Richtung wiederholt, um auf diese Weise die zeitliche Änderung der Oberflächentemperatur zu erfassen.

Unter Benutzung eines Korrekturdiagramms (2) wurde der Einfluß von Strahlungsabsorption und -emission in der Luftschicht zwischen Wasseroberfläche und Flugzeug eliminiert. Auf eine Korrektur des

Tab. 2

Zusammenfassung der Meßtage zu Meßserien

Meßserie	Zeitraum 1967	Meßtage 1967
I	18. 8. — 1. 9.	18., 23., 25., 28. 8., 1. 9.
II	19. — 30. 10.	19., 20., 23., 24., 30. 10.
III	14. — 15. 11.	14., 15. 11.
IV	21. 12.	21. 12.

Die Mittelwerte dieser 4 Serien wurden als erstes in Abhängigkeit von der Seehöhe untersucht und dazu in Abhängigkeit von dieser aufgetragen (Abb. 3).

Die Meßpunkte der einzelnen Seen streuen bei allen Meßserien recht erheblich, und auf den ersten Blick läßt sich kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Höhenlage des Sees und seiner Strahlungstemperatur erkennen. Wählt man von den 13 Seen jedoch diejenigen aus, die eine mittlere Seetiefe von weniger als 15 m aufweisen, so sieht das Bild schon etwas anders aus. Bei der Meßserie I (18. 8. bis 1. 9.) fallen zwar der Weißensee und der Hopfensee heraus, für die übrigen läßt sich jedoch ganz gut eine Ausgleichsgerade zeichnen. Diese Linie zeigt eine Abnahme der Oberflächentemperatur dieser Seen mit der Höhe von $0.55^\circ \text{C}/100 \text{ m}$, ein Wert, der nicht weit vom mittleren Gradienten der Lufttemperatur entfernt ist. Seen mit einer Tiefe von mehr als 15 m sind kälter als die flacheren, was ohne weiteres verständlich ist. Von diesen fallen die mit einem stärkeren Durchfluß noch besonders heraus: der Ammersee, der von Ammer/Amper durchflossen wird, sowie der Tegernsee, in den die Weißach mündet und

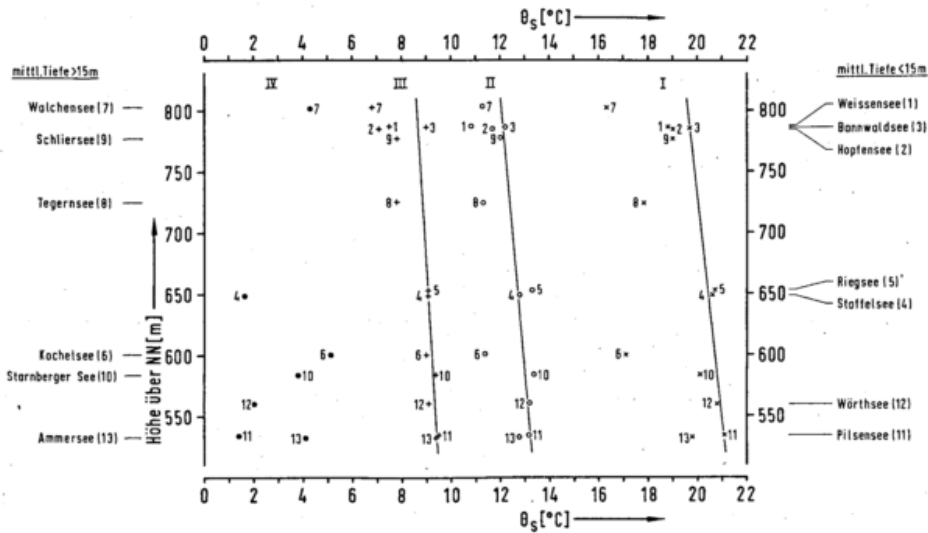


Abb. 3
Strahlungstemperatur Θ_s der Seen in Abhängigkeit von der Höhenlage für die Meßserien I (×), II (○), III (+) und IV (●).

ihn als Mangfall wieder verläßt. Ganz besonders fällt aber die niedrige Temperatur des Kochelsees auf. Hier kommt zum Durchfluß der Loisach die Zuführung kalten Walchenseewassers durch das Walchenseekraftwerk. Auch der Walchensee selbst ist heute zu den Durchflußseen zu rechnen. Die Zuführungen sind die Rissbach und die Isarüberleitung, während der Abfluß fast ausschließlich über das Walchenseekraftwerk erfolgt.

Bis zur zweiten Oktoberhälfte (Meßserie II) hat die Strahlungstemperatur der Seen, die in der zweiten Augushälfte (Meßserie I) zwischen 16.3°C und 21.1°C betragen hatte, um 5.0 bis 8.0°C abgenommen auf Werte zwischen 10.8°C und 13.4°C . Die Streuung der Werte ist geringer geworden. Auch die Abnahme der Oberflächen- bzw. Strahlungstemperatur der flachen Seen (mittlere Seetiefe $<15\text{ m}$) mit der Höhe ist jetzt etwas kleiner; sie beträgt nur noch $0.45^\circ\text{C}/100\text{ m}$. Die Durchflußseen lassen wieder eine niedrigere Temperatur erkennen, die allerdings nicht mehr so stark von der Temperatur der übrigen Seen abweicht, wie bei der ersten Meßserie.

Knapp einen weiteren Monat später, Mitte November, ist der Abkühlungsvorgang noch weiter fortgeschritten. Die Strahlungstemperatur bewegt sich nunmehr zwischen 7.1°C und 9.5°C . Nicht nur die Unterschiede zwischen den einzelnen Seen haben sich weiter ver-

kleinert, der Temperaturgradient hat ebenfalls weiter abgenommen, er beträgt nur noch $0.30^\circ\text{C}/100\text{ m}$. Das bedeutet, daß die höher gelegenen Seen sich langsamer abgekühlt haben als die tiefer gelegenen. Entsprechend wird im Jahresgang bei den oberen die Amplitude der Oberflächentemperatur geringer sein als bei den unteren.

Am 21. Dezember schließlich war ein Teil der Seen bereits zugefroren. Die übrigen wiesen Strahlungstemperaturen bis zu 5.1°C auf. Entsprechend groß ist die Streuung. Sie ist so groß, daß für die flachen Seen keine Abhängigkeit von der Höhenlage mehr zu erkennen ist. Verwunderlich ist das allerdings nicht, denn die Höhenlage der Seen ist nicht der einzige Parameter, der für die Oberflächentemperatur des Wassers maßgebend ist. Wie bei den meisten Vorgängen in der Natur wirken eine Reihe von Parametern zusammen, die die Oberflächentemperatur bestimmen. Es sind neben der Seehöhe vor allem die Tiefenverhältnisse, die bereits erwähnten Zu- und Abflüsse, die Strömungsverhältnisse im See sowie die Exposition.

Bei den vorliegenden Betrachtungen soll vor allem noch auf die Abhängigkeit von den Tiefenverhältnissen eingegangen werden. Dazu wurden für die Meßserien I bis IV die Mittelwerte der Strahlungstemperatur Θ_s in Abhängigkeit von der mittleren Tiefe der Seen aufgetragen (Abb. 4). Betrachten wir auch hier zuerst wieder

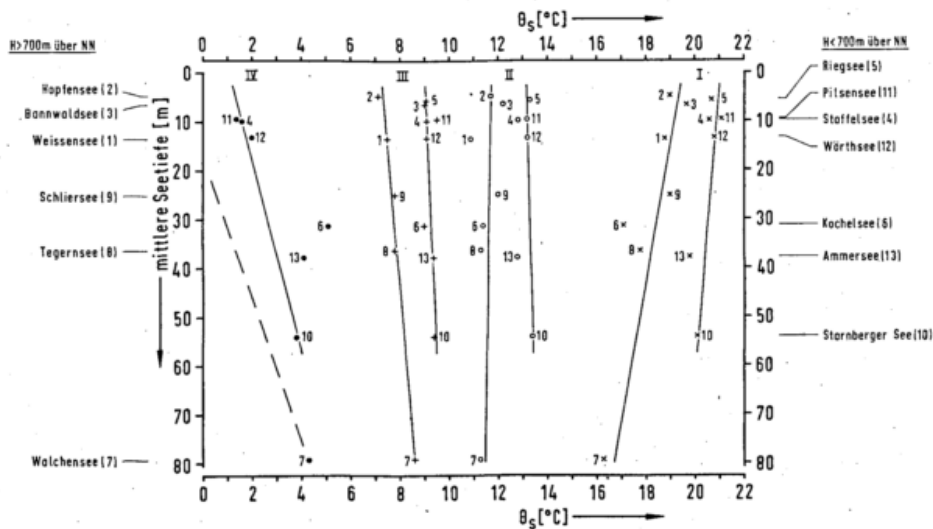


Abb. 4
Strahlungstemperatur Θ_s der Seen in Abhängigkeit von der mittleren Tiefe für die Meßserien I (×), II (○), III (+) und IV (●).

die Messungen aus der Zeit zwischen 18. 8. und 1. 9. 1967 (Meßserie I). Hier lassen sich deutlich zwei Gruppen von Seen unterscheiden: die mit einer Höhenlage von weniger als 700 m (rechts) und die von mehr als 700 m (links). Die beiden Gruppen liegen etwa 2° C auseinander. Darin spiegelt sich nichts anderes wider als die in Abbildung 3 gezeigte Abhängigkeit der Strahlungstemperatur von der Höhenlage der Seen. Was aber außerdem besonders deutlich hervortritt, ist die Abhängigkeit der Oberflächen- bzw. Strahlungstemperatur von der mittleren Seetiefe. So ist die Strahlungstemperatur bei einer mittleren Tiefe von 80 m um 2.4° C niedriger als bei einer mittleren Tiefe von 10 m. Der Kochelsee fällt wieder aus dem übrigen Material heraus; seine Strahlungstemperatur ist noch niedriger als die des höher gelegenen und etwas tieferen Tegernsees.

In der zweiten Oktoberhälfte (Meßserie II, Meßflüge zwischen dem 19. und 30. Oktober) hat sich das Bild gewandelt. Zwar lassen sich auch hier die beiden Gruppen — Seen über 700 m hoch gelegen und Seen unter 700 m Seehöhe — herausfinden, doch die Strahlungstemperatur der Seen ist nun unabhängig von ihrer mittleren Tiefe etwa gleich. Bei dem allgemeinen, jahreszeitlich bedingten Rückgang der Wassertemperatur kühlen sich die flachen Seen stärker ab als die tieferen. Infolgedessen verwundert es nicht, daß in der nächsten Meßperiode (III, 14./15. November) die Abhängigkeit der Strahlungstemperatur von der Seetiefe sich bereits umgekehrt hat, d. h. tiefere Seen sind nun wärmer als flachere.

Bei den höher gelegenen Seen macht das zwischen 10 m und 80 m mittlerer Seetiefe immerhin schon etwa 1.2° C aus. Weit stärker ist diese Erscheinung am 21. Dezember ausgeprägt (IV). An diesem Tag konnte nur von einem Teil der bisher betrachteten Seen die Oberflächen- bzw. Strahlungstemperatur gemessen werden. Bei den Seen mit einer Höhenlage unter 700 m nahm die Strahlungstemperatur zwischen 10 m und 55 m mittlerer Seetiefe um 2.3° C zu. Von über 700 m über NN liegt nur die Strahlungstemperatur des Walchensees vor. Als zusätzliche Information stand jedoch die Auskunft der Bayerischen Landesstelle für Gewässerkunde zur Verfügung, nach der an diesem Tage sowohl der Schliersee als auch der Tegernsee noch eisfrei waren, d. h. eine Oberflächentemperatur über 0° C gehabt haben müssen. Zeichnet man unter Berücksichtigung dieser Tatsache in Anlehnung an die für Seen unter 700 m erhaltene Gerade eine Linie durch die Strahlungstemperatur des Walchensees, so erhält man die gestrichelte Linie. Sie erreicht zwischen 15 m und 20 m mittlerer Seetiefe 0° C. Dementsprechend müßten Seen in einer Höhe über 700 m, die weniger als 15 m tief sind, an diesem Tag bereits eine Oberflächentemperatur von weniger als 0° C gehabt haben, d. h. zugefroren gewesen sein. Das war auch tatsächlich der Fall: Hopfen-, Bannwald- und Weißensee hatten eine geschlossene Eisdecke.

Zwei Seen fallen auch am 21. 12. besonders heraus, der Ammersee und der Kochelsee. Beide haben höhere Temperaturen als die übrigen. Dem Ammersee führt die Ammer jetzt Wasser zu, das wärmer ist als das Oberflächenwasser stehender Gewässer. Beim Kochelsee wird durch das Kraftwerk Walchenseewasser aus einer Tiefe von etwa 5—6 m zugeleitet. Dieses hat der Jahreszeit entsprechend eine höhere Temperatur als das Oberflächenwasser des Walchensees, so daß der Kochelsee dadurch sogar noch wärmer als der Walchensee an seiner Oberfläche ist.

Abb. 4 enthält noch eine ganze Reihe von weiteren Einzelheiten. So fällt z. B. der Bannwaldsee durch seine im Vergleich zu seinen Nachbarn (Weißensee und

Hopfensee) hohen Strahlungstemperaturen auf, was besonders kraß am 14./15. November (Meßserie II) in Erscheinung tritt. Eine Erklärung kann hierfür zur Zeit noch nicht gegeben werden. Vielleicht ist sie nach Fortsetzung der Messungen möglich. Ebenso erscheint es zweckmäßig, bei der Weiterführung der Untersuchung der Frage nachzugehen, wie bei den Durchflußseen sich Durchflußmenge und Oberflächentemperatur zueinander verhalten.

3. Oberflächentemperatur-Verteilung des Ammersees

Von den 13 untersuchten Seen wurde einer noch genauer betrachtet: der Ammersee. Er liegt etwa 40 km südwestlich von München, ist in seiner Nord-Süd-Er Streckung etwa 15 km lang und zwischen 2 km und 5 1/2 km breit. Im Süden mündet in ihn die bereits mehrfach erwähnte Ammer, sein Abfluß, die Amper, liegt im Norden. Der See wurde auf 7 genau festgelegten Strecken überflogen, jeweils vom westlichen zum östlichen bzw. östlichen zum westlichen Ufer. Diese Strecken sind als Pfeile (in Flugrichtung) in Abb. 5 eingetragen. Das Abfliegen dieser 7 Strecken dauerte zwischen 15 und 20 Minuten. In dieser Zeit konnte somit die Verteilung der Oberflächentemperatur des Sees bestimmt werden. Bei den Ergebnissen dieser Messungen wurde auch der Einfluß des Reflexionsvermögens berücksichtigt, so daß Isothermen der wahren Oberflächentemperatur gezeichnet werden konnten. Zwei Beispiele sollen hier wiedergegeben werden: Die Oberflächentemperaturverteilung am 27. September 1967 zwischen 9.57 Uhr und 10.14 Uhr MEZ und die desselben Tages zwischen 14.37 Uhr und 14.53 Uhr (Abb. 5 links bzw. rechts).

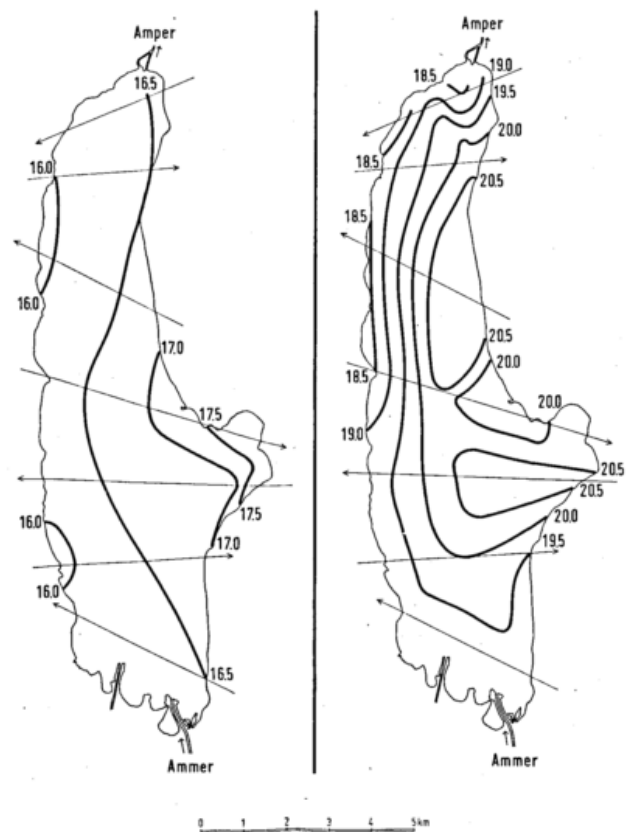


Abb. 5

Oberflächentemperatur-Verteilung des Ammersees am 27. September 1967, 9.57 Uhr — 10.14 Uhr MEZ (links) und 14.37 Uhr — 14.53 Uhr (rechts). Die Pfeile zeigen die Flugrouten der Meßflüge.

Bei der Vormittagsmessung schwankte die Oberflächentemperatur des Sees zwischen etwa 16°C und nahezu 18°C bei einer Lufttemperatur von etwa 20°C. Sie nahm von Westen nach Osten zu. Das hat seinen Grund in einem Westsüdweststurm, der in der Nacht zuvor herrschte. Am Observatorium Hohenpeißenberg, etwa 25 km südwestlich des Sees und 450 m höher gelegen, wurde zwischen 23 Uhr und 4 Uhr der vorhergehenden Nacht eine mittlere Windgeschwindigkeit von 5 Beaufort registriert. Es folgte ein langsames Abflauen und Rechtsdrehen des Windes. Zwischen 10 Uhr und 11 Uhr betrug die Windgeschwindigkeit am Observatorium Hohenpeißenberg im Mittel 1 Beaufort, die Windrichtung war Nordwest. Durch den Sturm wurde das Oberflächenwasser in östlicher Richtung getrieben, und vor dem Westufer stieg infolgedessen kühleres Wasser aus der Tiefe auf. Der Einfluß des Windes war so stark, daß sich weder der Zufluß der Ammer, noch der Abfluß der Amper in der Oberflächentemperatur bemerkbar machte. Am Nachmittag (Abb. 5 rechts) war die Lufttemperatur auf 22°C angestiegen, die Oberflächentemperatur bewegte sich zwischen 18½°C und 20½°C. Sie war damit um 2½°C bis 3°C höher als am Vormittag. Obwohl der Wind weiterhin nur schwach war (zwischen 14 Uhr und 15 Uhr nach den Messungen des Observatoriums Hohenpeißenberg 1 Beaufort aus Nordost), hat im Westteil des Sees der westöstliche Gradient der Oberflächentemperatur zugenommen. Offensichtlich tritt hier die Trägheit der Wassermassen in Erscheinung. Der Einfluß von Zu- und Abfluß (Ammer bzw. Amper) macht sich nun jedoch bemerkbar. Sowohl am Süd- wie am Nordende des Sees ist ein Abnehmen der Oberflächentemperatur zu erkennen. Worauf das Kaltwassergebiet westnordwestlich der Bucht auf der Ostseite des Sees (Herrschinger Bucht) zurückzuführen ist, ließ sich noch nicht klären. Möglicherweise handelt es sich um die Auswirkung eines Zuflusses (Fischbach), der in die Herrschinger Bucht mündet.

4. Kontrolle der Meßgenauigkeit

Bei Messungen über Wasser lassen sich die mit dem Strahlungsthermometer gewonnenen Werte mit Hilfe eines Schöpfthermometers kontrollieren. Durch das freundliche Entgegenkommen der Landpolizeidirektion Oberbayern konnten an einigen Tagen von dem auf dem Ammersee stationierten Polizeiboot aus während der Meßflüge Schöpfthermometermessungen gemacht werden. Dies geschah auch am 27. 9. 1967. Zu einem Vergleich waren diese Messungen wegen des starken westöstlichen Temperaturgradienten allerdings nicht geeignet. Da das Boot über keine Hilfsmittel zur Positionierung verfügte, konnte der Standort nur auf Sicht bestimmt werden. Das war in nordsüdlicher Richtung verhältnismäßig genau möglich, in westöstlicher dagegen nicht. Der Vergleich wurde deshalb an einem Tag mit einem möglichst geringen westöstlichen Gradienten der Oberflächentemperatur wiederholt: am 6. Oktober 1967. Der Meßflug dauerte von 11.12 Uhr bis 11.31 Uhr MEZ. Mit dem Schöpfthermometer wurde zwischen 11.15 Uhr und 11.53 Uhr gemessen, und zwar aus Zeitgründen jeweils nur an einem Punkt der 7 Flugstrecken. Um Flugzeug- und Schöpfthermometermessungen besser miteinander vergleichen zu können, wurde eine etwas andere Darstellung als in Abb. 5 gewählt. Die Flugmessungen mit dem Strahlungsthermometer wurden für jede einzelne Meßstrecke in Abhängigkeit von der Entfernung vom Westufer aufgetragen; die Schöpfthermometermessungen sind an der entsprechenden Stelle als Meßpunkt hinzugefügt (Abb. 6). Es zeigt sich, daß die Strahlungstemperaturen zwischen 0.4°C und 0.7°C niedriger sind als die Schöpfthermometermessungen. Diese Differenz ist jedoch nicht der Meßfehler. Mit

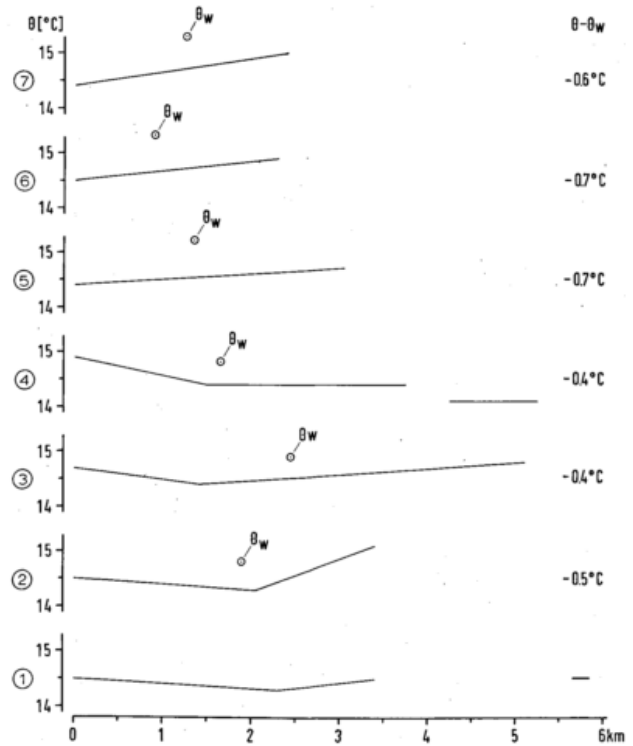


Abb. 6
Verlauf der Oberflächentemperatur Θ_S des Ammersees entlang der Meßstrecken 1 — 7 am 6. Oktober 1967, 11.12 Uhr — 11.31 Uhr MEZ. Meßpunkte Θ_W : Schöpfthermometermessungen (11.15 Uhr — 11.53 Uhr MEZ). $\Theta - \Theta_W$: Differenz zwischen Flugzeug- und Schöpfthermometermessungen.

dem Strahlungsthermometer wird nämlich eine Schicht von weniger als 0.1 mm Dicke erfaßt, die infolge Verdunstung und langwelliger Ausstrahlung kälter als die oberen 20—30 cm des Wassers sind, über die das Schöpfthermometer mittelt. Nach Messungen anderer Autoren und eigenen Messungen (vgl. u. a. BRUCH (3), EWING und McALISTER (4), HASSE (5) und LORENZ (6)) beträgt diese Differenz zwischen etwa 0.3°C und 0.5°C. Es ist daher wohl nicht zu hoch gegriffen, wenn die Absolutgenauigkeit für die Strahlungstemperaturmessungen vom Flugzeug aus als wesentlich besser als $\pm 1^\circ\text{C}$ und die Relativgenauigkeit mit besser als $\pm 0.5^\circ\text{C}$ angegeben wird.

Schlußbemerkungen

Abschließend läßt sich sagen, daß die radiometrischen Oberflächentemperaturmessungen vom Flugzeug aus über Wasser eine gute Möglichkeit bieten, sich in kurzer Zeit einen Überblick über die Verteilung der Oberflächentemperatur zu verschaffen. Das gilt sowohl für den Vergleich verschiedener Meßobjekte als auch die genaue Untersuchung eines einzelnen Gewässers. In manchen Fällen liefert die Methode sogar noch etwas mehr, nämlich Hinweise auf das, was sich unter der Wasseroberfläche tut.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden mit Zustimmung des Präsidenten des Deutschen Wetterdienstes, Herrn Dr. E. SÜSSENBERGER im Rahmen des Forschungsvertrages T-497-I-203 des Bundesministeriums der Verteidigung am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg durchgeführt und von dessen Leiter, Herrn Oberregierungsrat Dr. W. ATTMANNSPACHER, betreut.

Literatur

- (1) LORENZ, D.: The effect of the long-wave reflectivity of natural surfaces on surface temperature measurements using radiometers. *J. appl. Meteor.* 5 (1966) S. 421 — 430.
- (2) LORENZ, D.: Der Einfluß einer Luftwischenschicht auf meteorologische Oberflächentemperaturmessungen mit Radiometern. *Tellus* 20 (1968) (im Druck).
- (3) BRUCH, H.: Die vertikale Verteilung von Windgeschwindigkeit und Temperatur in den untersten Metern über der Wasseroberfläche. *Veröff. Inst. Meeresk. Berlin, N. F. A* 38 (1940). 66 S.
- (4) EWING, G., u. McALISTER E. D.: On the thermal boundary layer of the ocean. *Science* 131 (1960) S. 1374 — 1376.
- (5) HASSE, L.: On the cooling of the sea surface by evaporation and heat exchange. *Tellus* 15 (1963) S. 363 — 366.
- (6) LORENZ, D.: Messungen der Bodenoberflächentemperatur von Luftfahrzeugen aus. Abschlußbericht zum Forschungsauftrag T-270-I-203 des BMVtdg. *Inst. Meteor. Geophys. Univ. Frankfurt/Main* (1966). 106 S.

DK 551.586

Wetteränderungen und biologische Zellmembranpotential- erzeugung durch Spinpolarisation von Neutrinos

von

SAID-ALI ANKARA

Zusammenfassung

Bei den luftelektrischen Messungen sind wir auf zwei Arten von Polarisation des Führungsisolators bei den Elektrometern gestoßen:

1) Die Aufladungspolarisation, die bis 48 Stunden dauern kann, wobei sie fortwährend abnimmt, bis sie ganz ausgelöscht ist.

2) Spinpolarisation von Neutrinos, welche durch Zerfall von Mesonen bis zur Erdoberfläche von der Sonne aus gelangen. Durch Zerfall dieser Mesonen entstehen die Neutrinos, deren Spin durch das magnetische Feld der Erde sowie durch Sonnenstrahlen umgekippt werden. Nach dem MAXWELLSchen Gesetz entstehen dabei elektrische Felder, wodurch die positiven und negativen Elektrizitäten bei umgebenden Atomen und Molekülen gegeneinander verschoben werden (Polarisation der Atome und Moleküle).

Bei dieser Verschiebungs-(Drehungs-)Polarisation, bei der ein Abfall der elektrischen Luftleitfähigkeit in der Höhe von $8 \cdot 10^{-5}$ elektrostatischer Einheiten zustande kommt, beobachtete man an folgenden Tagen Wetteränderungen, die man auf den Tag genau, und zwar in einem Zeitraum von 1—4 Tagen, mit 92% Trefferzahl voraussagen konnte. Mit Isotopen Sr—90 sowie mit P 32 haben wir festgestellt, daß diese Änderungen von Neutrinosspinresonanz verursacht wurden. Die bei der Umwandlung von Neutronen zu Protonen freiwerdenden Neutrinos polarisieren wohl die dort vorhandenen Kohlenstoffatome, die dann als Katalysatoren bei der Verschmelzung von Protonen zu Helium mitwirken, so wie sie auf unserer Erde bei der Entstehung elektrischer Doppelschichten bei den Zellmembranen mitspielen. Prof. DIRISU hat gezeigt, daß bei der Erniedrigung der Luftleitfähigkeit am Tage rheumatische Schmerzen entstehen. Also hat die Wetterfühligkeit mit der Luftfeuchtigkeit nichts zu tun, wie man es sich früher dachte.

In guten Erntejahren brachen oft Epidemien aus, da Mikroben bei ihrem einfachen Körperbau bedeutend aggressiver werden können (Virulenz) als bei Menschen und Tieren mit ihrem komplizierten Körperbau. Auch Atomkrankheiten haben wohl ähnliche Ursachen. Die Zellmembranpotentiale wirken wohl als Kraftquellen bei Bewegungsvorgängen bei den lebenden Organismen, und das Versagen dieser Kraftquellen bedeutet wohl den Tod der Lebewesen.

Literatur

- (1) ANKARA, SAID-ALI: Anti-photoelektrischer Effekt bei festen Isolatoren. Ann. Univ. Ankara 4 (1954) S. 39.
- (2) ANKARA, SAID-ALI: Über die von durchdringenden kosmischen Strahlen erzeugte Ionenmenge. Ann. Univ. Ankara 4 (1954) S. 29.
- (3) ANKARA, SAID-ALI: Über die polarisierende Wirkung der Radiation und ihre Wirkungen bei Ionisationsmessungen in Gasen. Internat. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases Uppsala 1959.
- (4) ANKARA, SAID-ALI: Günes Kosmik isinlarinin polarize etkisi ve bunua meteorologideki, biyologideki tesirleri. Ankara Üniversitesi Yayinlari (39) 1954—1955.
- (5) ANKARA, SAID-ALI: Über die Möglichkeit der Wettervorhersage auf Grund der örtlichen Vermessungen der elektrischen Leitfähigkeit der Luft. Herausgegeben vom Rektorat der Landwirtschaftlichen-Veterinär-Medizinischen Hochschule Ankara (1942) No. 126.
- (6) ANKARA, SAID-ALI: Über die Fortschritte der 3- bis 4tägigen Wettervorhersage auf Grund von Leitfähigkeitsmessungen der Luft. Ann. Univ. Ankara 3 (1949) S. 385.

DK 551.508.71 : 551.510.62

The NRL Servohumidiometer

by

D. L. RANDALL, O. K. LARISON and W. W. CAMPBELL

Abstract

The NRL Servohumidiometer measures water vapor density by means of the absorption of ultraviolet (Lyman-alpha) radiation. Ultraviolet light (at 1216Å) is transmitted across a measuring path to a nitric oxide ion chamber in which the current produced by photoionization is a function of the density of the water vapor in the measuring path. The reliability and utility of the instrument for studying radio propagation and clear air structure have been extended by the use of better hydrogen lamps, the addition of a servoamplifier circuit, and other modifications that have improved the water vapor range and response time. The servohumidiometer has a frequency response of over 1000 hertz and has been used over a dew point range of from -20°C to 20°C .

Complete version published in: Report of National Research Laboratory Progress, December 1967.

Anschriften der Vortragenden

- E. AUGSTEIN
2000 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, Meteorologisches Institut der Universität Hamburg
- W. R. BANDEEN
Greenbelt, Maryland 20771/USA, Laboratory for Atmospheric and Biological Sciences, Goddard Space Flight Center
- Doz. Dr. K. BAYER C Sc.
Milwaukee, Wisconsin 53201/USA, Department of Geography, University of Wisconsin-Milwaukee
- V. BAYEROVÁ
Milwaukee, Wisconsin 53201/USA, Department of Geography, University of Wisconsin-Milwaukee
- Dipl.-Met. S. BEILKE
6000 Frankfurt/Main, Feldbergstraße 47, Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt
- J. W. BOER
Urbana, Illinois 61801/USA, Box 232, Illinois State Water Survey
- Prof. Dr. K. BROCKS
2000 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, Meteorologisches Institut der Universität Hamburg
- W. W. CAMPBELL
Washington D. C. 20390/USA, Naval Research Laboratory
- W. DÜING
Miami 49, Florida/USA, 1 Rickenbacker Causeway, Institute of Marine, Science University of Miami
- M. DUNCKEL
2000 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, Meteorologisches Institut der Universität Hamburg
- Dr. M. DUNST
2080 Pinneberg, Schöneberger Straße 34
- P. J. FETERIS
Urbana, Illinois 61801/USA, Box 232, Illinois State Water Survey
- Dr. W. FETT
1000 Berlin 33, Postfach, Institut für Wasser-, Boden- und Lufthygiene des Bundesgesundheitsamtes
- Prof. Dr. K. FEUSSNER
1000 Berlin 33, Podbielskiallee 62, Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin
- H. P. FIMPEL
8031 Oberpfaffenhofen, Post Weßling/Obb., Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e. V., Institut für Physik der Atmosphäre
- Dipl.-Ing. H.-F. FISCHER
8031 Oberpfaffenhofen, Post Weßling/Obb., Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e. V., Institut für Physik der Atmosphäre
- Prof. Dr. H. FLOHN
5300 Bonn, Auf dem Hügel 20, Meteorologisches Institut der Universität Bonn
- Prof. Dr. H. FORTAK
1000 Berlin 33, Thielallee 49, Institut für Theoretische Meteorologie der Freien Universität Berlin
- Dr. E. FRANKENBERGER
2085 Quickborn, Bahnhofstraße 35
- Dr. J. C. FREEMAN jr.
Houston, Texas 77006/USA, 3812 Montrose, Institute for Storm Research at the University of St. Thomas
- W. D. GARRETT
Washington, D. C. 20390/USA, Naval Research Laboratory
- Dr. R. GEBHART
8000 München 2, Arcisstraße 21, Institut für Geometrie der Technischen Hochschule München
- Dr. J. GEORGI
2000 Hamburg 61, Borsteler Chaussee 159
- Prof. Dr. H.-W. GEORGII
6000 Frankfurt/Main, Feldbergstraße 47, Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt
- J. L. GOLDMAN
Houston, Texas 77006/USA, 3812 Montrose, Institute for Storm Research at the University of St. Thomas
- E. GRIMM
6100 Darmstadt, Hochschulstraße 1, Meteorologisches Institut der Technischen Hochschule Darmstadt
- Dipl.-Met. G. HÄNEL
6500 Mainz, Anselm-F.-v.-Bentzel-Weg 12, Institut für Meteorologie der Universität Mainz
- Dr. W. HÄUSER
DDR-15 Potsdam, Telegraphenberg, Institut für Großwetterforschung im Meteorologischen Dienst der DDR
- Dr. M. HANTEL
5300 Bonn, Auf dem Hügel 20, Meteorologisches Institut der Universität Bonn
- Dr. L. HASSE
2000 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, Meteorologisches Institut der Universität Hamburg
- Dr. ST. HASTENRATH
Madison, Wisconsin 53706/USA, University of Wisconsin, Department of Meteorology
- M. HEINRICH
7800 Freiburg (Breisgau), Wintererstraße 84, Meteorologisches Institut der Universität Freiburg
- Dr. H. HINZPETER
7800 Freiburg (Breisgau), Wintererstraße 84, Meteorologisches Institut der Universität Freiburg
- Dr. V. HLAVÁČ
Jivno Nr. 60, Post Rudolfov bei České Budějovicé/CSSR
- H. HOEBER
2000 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, Meteorologisches Institut der Universität Hamburg
- Dr. K. HÖSCHELE
7500 Karlsruhe, Kaiserstr. 12, Meteorologisches Institut der Universität Karlsruhe
- Dipl.-Met. W. HORST
6100 Darmstadt, Hochschulstraße 1, Meteorologisches Institut der Technischen Hochschule Darmstadt
- Dr. F. KASTEN
6500 Mainz, Anselm-F.-v.-Bentzel-Weg 12, Institut für Meteorologie der Universität Mainz
- Prof. Dr. W. KLUG
6100 Darmstadt, Hochschulstraße 1, Meteorologisches Institut der Technischen Hochschule Darmstadt
- Dr. K. KOHLSCHKE
2000 Garstedt b. Hamburg, Richtweg 12

- H. C. KORFF
Dr. F. KRÜGLER
Dr. H. KRUHL
Dipl.-Met. H. KÜHME
- T. LAEVASTU
- O. K. LARISON
Prof. Dr. B. LETTAU
- P. LOBEMEYER
- Dr. D. LORENZ
- S. O. MARCUS jr.
Dr. G. MANIER
- Dr. P. E. MERILEES
Dr. E. MÉSZÁROS
- Prof. Dr. R. MÜHLEISEN
- Prof. Dr. H. G. MÜLLER
- Dr. J. J. O'BRIEN
- Prof. Dr. H.-K. PAETZOLD
- A. PERRY
F. PISCALAR
- Dr. W. H. PORTIG
Prof. Dr. P. RAETHJEN
D. L. RANDALL
Dr. E. RASCHKE
- R. D. REYNOLDS
- Prof. Dr. H. U. ROLL
Dr. R. ROTH
- Dr. W. RUDLOFF
G. H. RUPPERSBERG
- Prof. Dr.-Ing. S.-A. ANKARA
I. SCHMIDT
Dr. H. P. SCHMITZ
Dipl.-Met. Ch.-D. SCHÖNWIESE
D. SCHRIEWER
- U. SHAFRIR
- R. K. SMITH
Doz. Dr. H. STEINHÄUSSER
Dir. R. E. STEVENSON
- P. B. STOREBØ
Präs. Dr. E. SÜSSENBERGER
H. TIMMERMANN
Dr. A. VAUPEL
- Dipl.-Met. P. WINKLER
J. WUCKNITZ
- P. M. WOLFF
- M. M. YOSHINO
H. ZSCHÖRNER
- 5300 Bonn, Auf dem Hügel 20, Meteorologisches Institut der Universität Bonn
2000 Hamburg 4, Bernhard-Nocht-Str. 76, Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt
2000 Hamburg 4, Bernhard-Nocht-Str. 76, Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt
6000 Frankfurt/Main, Feldbergstraße 47, Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt
Monterey, Californien 93940/USA, U. S. Fleet Numerical Weather Facility, U. S. Naval Postgraduate School
Washington D. C. 20390/USA, Naval Research Laboratory
Miami, Florida 33130/USA, 901 South Miami Avenue, Sea-Air Interaction Laboratory
7800 Freiburg (Breisgau), Wintererstraße 84, Meteorologisches Institut der Universität Freiburg
8126 Hohenpeißenberg, Albin-Schwaiger-Weg 10, Deutscher Wetterdienst, Meteorologisches Observatorium
Washington D. C. 20390/USA, National Oceanographic Data Center
6100 Darmstadt, Hochschulstraße 1, Meteorologisches Institut der Technischen Hochschule Darmstadt
Montreal, Meteorological Department, McGill University Montreal
Budapest V/Ungarn, Szabadsag Ter 17, Magyar Meteorologiai Tarsasag (A Mtesz Tagja) -1925-
7981 Weißenau/Ravensburg, Rasthalde, Astronomisches Institut der Universität Tübingen
8031 Oberpfaffenhofen, Post Weßling/Obb., Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e. V., Institut für Physik der Atmosphäre
Tallahassee/Florida 32306/USA, Department of Meteorology, Florida State University
5000 Köln-Lindenthal, Zülpicher Straße 49, Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität Köln
Southampton SO9 5 NH/England, Geographical Department of the University
5000 Köln-Lindenthal, Zülpicher Straße 49, Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität Köln
Curundu, Canal Zone, P. O. Box 882
2000 Garstedt b. Hamburg, Birkenweg 23 V
Washington D. C. 20390/USA, Naval Research Laboratory
4630 Bochum, Buscheystraße, Postfach 2148, Bereich Extraterrestrische Physik in der Abteilung XII der Ruhr-Universität Bochum
Holloman AFB, N. M. 88330/USA, Atmospheric Sciences Office, (Attn: CREH) Bldg. 850
2000 Hamburg 4, Bernhard-Nocht-Straße 78, Deutsches Hydrographisches Institut
Aspendale 3195/Australia, Station Street, CSIRO Division of Meteorological Physics
2000 Hamburg 4, Bernhard-Nocht-Str. 76, Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt
8031 Oberpfaffenhofen, Post Weßling/Obb., Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e. V., Institut für Physik der Atmosphäre
Ankara-Kavaklidere/Türkei, Bestekar sok No. 61/5
6081 Klein-Gerau, Mainzer Straße 62
6050 Offenbach/Main, Frankfurter Str. 135, Deutscher Wetterdienst, Zentralamt
8000 München 21, Veit-Stoß-Straße 30
2000 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, Meteorologisches Institut der Universität Hamburg
Madison, Wisconsin 53706/USA, East Main Street 601, Space Science and Engineering Center and Department of Meteorology, University of Wisconsin
Manchester 13/England, Department of Mathematics of the University
A-9020 Klagenfurt, Tarviser Straße 148
Galveston, Texas 77550/USA, Fort Crockett Building 302, US Department of the Interior Fish and Wildlife Service, Bureau of Commercial Fisheries, Biological Laboratory
Kjeller/Norwegen, P. O. Box 25, Forsvarets Forskningsinstitut
6050 Offenbach/Main, Frankfurter Str. 135, Deutscher Wetterdienst, Zentralamt
De Bilt/Niederlande, Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut
6300 Gießen, Bergstraße 21, Deutscher Wetterdienst, Agrarmeteorologische Forschungsstelle
6500 Mainz, Saarstraße 23, Max-Planck-Institut für Chemie
2000 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, Meteorologisches Institut der Universität Hamburg
Monterey, Californien 93940/USA, U. S. Fleet Numerical Weather Facility, U. S. Naval Postgraduate School
Tokyo/Japan, Setagaya-ku Ohara 1-12-7
5000 Köln-Lindenthal, Zülpicher Straße 49, Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität Köln

Annalen der Meteorologie
Neue Folge

- | | | |
|-------|---|----------|
| Nr. 1 | H. G. Cannegieter: The history of the International Meteorological Organization 1872—1951 | 33,30 DM |
| Nr. 2 | A. Hofmann: Der internationale Stand des Problems der Langfrist-Vorhersage | 9,30 DM |
| Nr. 3 | Die Meteorologen-Tagung in München vom 27. bis 30. April 1966 | 57,00 DM |