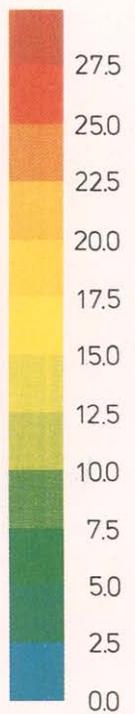
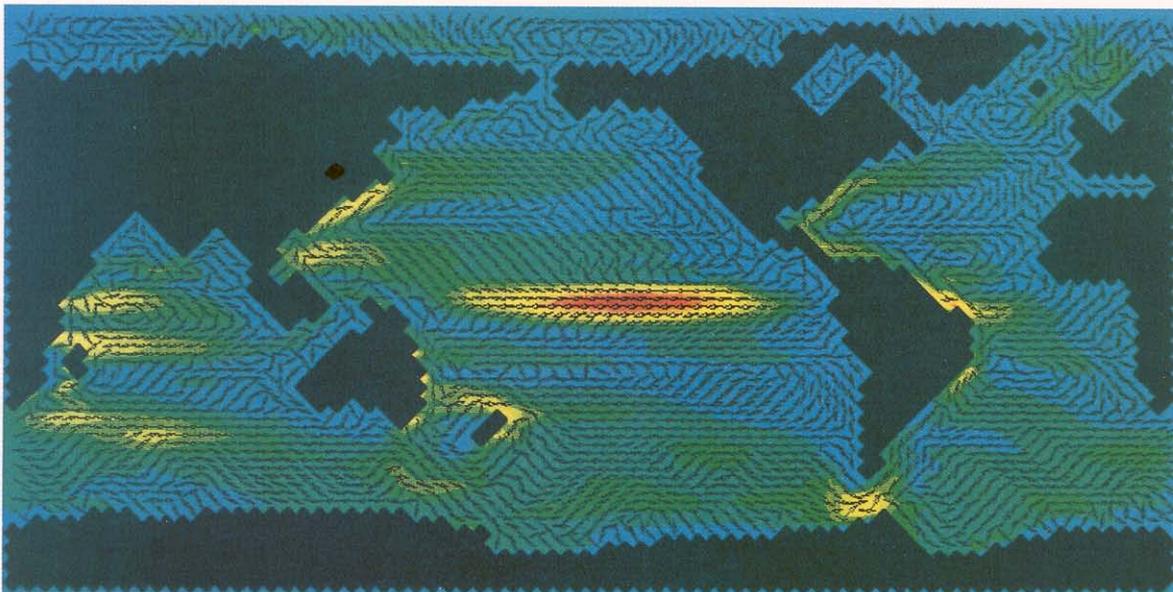


promet

1/2/3 '88

meteorologische fortbildung

Das Max-Planck-Institut für Meteorologie



cm/s

Herausgeber

Deutscher Wetterdienst

Hauptschriftleiter

Dipl.-Met. H.-D. Kirch

Redaktionsausschuß

Prof. Dr. A. Baumgartner (München)

Prof. Dr. J. Egger (München)

Prof. Dr. F. Fiedler (Karlsruhe)

Prof. Dr. H.-W. Georgii (Frankfurt)

Prof. Dr. H. Graßl (Geesthacht)

Dr. F. Kasten (Hamburg)

Dr. R. Paulus (Traben-Trarbach)

Dr. H. Reiser (Offenbach)

Dr. R. Simonis (Neustadt a. d. Weinstr.)

Prof. Dr. F. Wippermann (Darmstadt)

Zum Titelbild:

Oberflächenströmung des großskalig-geostrophischen Ozeanmodells (s. Beitr. 4). Die Pfeile bezeichnen die Richtung der Strömung und die Farbe ihre Geschwindigkeit.

promet erscheint im Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes - Zentralamt - Frankfurter Straße 135, 6050 Offenbach am Main. Bezugspreis pro Jahrgang (4 Hefte) im Abonnement DM 36,-, Einzelheft DM 10,-, Doppelheft DM 20,-, Dreifachheft DM 30,-. Für den Inhalt der Arbeiten sind die Autoren verantwortlich. Alle Rechte bleiben vorbehalten.

Druck: Weppert GmbH & Co. KG,
8720 Schweinfurt,
Zehntstraße 17

ISSN 0340-4552

Meteorologische Fortbildung

18. Jahrgang, Heft 1/2/3, 1988

Thema des Heftes:

Das Max-Planck-Institut für Meteorologie

(Fachliche Redaktion: K. Hasselmann, P. Lemke, Hamburg)

Beiträge:

	Seite
1 K. HASSELMANN, H. HINZPETER Entwicklung und Zielsetzung des Instituts	1
Klimadynamik	
2 K. HASSELMANN Übersicht über die Klimadynamik (Beiträge 3-9)	2
3 M. LATIF Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre in den Tropen	4
4 J. OBERHUBER, K. HASSELMANN Ozeanmodelle	14
5 E. MAIER-REIMER Kohlenstoffkreislauf und Klima	22
6 M. HEIMANN Atmosphärische und ozeanische Spurenstoffe	29
7 K. HERTERICH Modellierung des Paläoklimas	37
8 P. LEMKE Über die Wechselwirkung zwischen dem Meereis und der ozeanischen Deckschicht	42
9 H. v. STORCH Statistische Diagnostik von Feldzeitreihen	49
Physik der Atmosphäre	
10 H. HINZPETER Übersicht zur Physik der Atmosphäre (Beiträge 11-14)	58
11 S. BAKAN, P. BECKER, A. CHLOND Organisierte Konvektion in der planetaren Grenzschicht	59
12 S. BAKAN, I. SCHULT Strahlung in getrübbten Atmosphären und in Wolken	70
13 G. PETERS FM-CW-Radar zur Fernmessung des Wind- und Temperaturprofils in der unteren Atmosphäre	74
14 J. BÖSENBERG Fernerkundung des Wasserdampfes mit einem Zweifrequenz-LIDAR	80
Kurzberichte	
Smog-Wetterlagen mit hohem Ferntransportanteil (P. BRUCKMANN)	85
Aus dem Deutschen Wetterdienst	
Der Smog-Warndienst beim Wetteramt Essen (K.-H. BOCK)	91
Die Bibliothek des Deutschen Wetterdienstes hat 150000 bibliographische Einheiten (H.-D. KIRCH)	94
Aus dem Geophysikalischen Beratungsdienst der Bundeswehr	
Geophysikalische Einflüsse beim Einsatz der DO 28 OU im Rahmen des Umweltschutzes (R. v. HOLT)	95
Buchbesprechungen - Neuerscheinungen	96

1 K. HASSELMANN, H. HINZPETER Entwicklung und Zielsetzung des Instituts

Im Jahre 1975 beschloß die Max-Planck-Gesellschaft, das Fraunhofer-Institut für Radiometeorologie und Maritime Meteorologie, dessen Leiter, K. BROCKS, vor zwei Jahren verstorben war, als Max-Planck-Institut für Meteorologie zu übernehmen. Grundlage für diesen Entschluß waren zunächst Empfehlungen mehrerer Fachgremien, die international anerkannten Forschungsarbeiten des Fraunhofer-Instituts auf dem Gebiet der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre, die wegen ihres Grundlagencharakters eher dem Aufgabenbereich der Max-Planck- als der Fraunhofer-Gesellschaft entsprachen, zu erhalten und weiterzuführen. Entscheidend war aber auch der Wunsch der Max-Planck-Gesellschaft, mit der Institutsneugründung eine neue, aktuelle Forschungsaufgabe aufzugreifen, nämlich die Erforschung des Klimas. Zu diesem Zweck wurde eine zweite Abteilung *Klimadynamik* eingerichtet, die vom neu berufenen Direktor des Instituts, K. HASSELMANN, geleitet wird. Die Betreuung der ehemaligen Brocks'schen Gruppen übernahm in der Abteilung *Physik der Atmosphäre* H. HINZPETER, der ebenfalls die Nachfolge von K. BROCKS am Lehrstuhl für allgemeine Meteorologie an der Universität Hamburg antrat. Das Institut verfügt zur Zeit über 45 Planstellen (davon 15 Wissenschaftler). Hinzu kommen etwa 25 Doktoranden- und Drittmittel-Stellen.

In den ersten Jahren lag der Schwerpunkt der Arbeiten der Abteilung *Klimadynamik* in grundsätzlichen Untersuchungen zur Dynamik komplexer Systeme mit vielen Freiheitsgraden und unterschiedlichem Zeitverhalten. Hierbei wurden insbesondere sogenannte stochastische Modelle zur Erklärung der beobachteten Eigenschaften natürlicher Klimaschwankungen entwickelt. Aufwendige numerische Modelle waren in dieser Phase der Arbeiten noch nicht erforderlich, und das Institut verfügte in den ersten Jahren nach seiner Gründung auch nur über entsprechend bescheidene Rechnerkapazitäten. Mit der fortschreitenden Klärung dieser Grundfragen ergab sich jedoch bald die Notwendigkeit zum nächsten Schritt, nämlich zur Umsetzung der erarbeiteten Konzeptionen in quantitative Ergebnisse mit Hilfe realistischer hochauflösender Modelle. So wurde eine Hierarchie numerischer Klimamodelle entwickelt, die die vier wichtigsten Subsysteme Atmosphäre, Ozean, Kryosphäre (Eis) und Biosphäre des Klimasystems umfaßte. Schwerpunkt der Forschungsarbeit in der Abteilung *Klimadynamik* bilden heute Untersuchungen der dynamischen Wechsel-

wirkungen innerhalb des Klimasystems mit Hilfe gekoppelter, hochauflösender Modelle. Ziel dieser Untersuchungen ist ein besseres Verständnis der Ursachen und der Vorhersagbarkeit natürlicher Klimaschwankungen sowie die quantitative Berechnung möglicher künftiger Klimaänderungen, die durch menschliche Eingriffe in das Klimasystem ausgelöst werden.

Im Laufe der Institutsentwicklung wurden die Forschungsgebiete der Abteilung *Physik der Atmosphäre* erweitert und auch verändert. Mit der Gründung des Instituts wurde die für die Klimaforschung bedeutsame Frage der Wechselwirkung zwischen dem Strahlungsfeld und den Wolken, dem Aerosol und den optisch aktiven Gasen neu aufgegriffen. Die Untersuchung der Kinematik und Dynamik der planetarischen Grenzschicht über See und der kleinräumigen, die Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre bestimmenden turbulenten Prozesse in der Nähe der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre wurde durch Untersuchungen über die geordnete Konvektion über See wesentlich erweitert.

Neben den klassischen Methoden - Radiosonden, Flugzeuge - werden in zunehmendem Maße Fernerkundungsverfahren für experimentelle Untersuchungen eingesetzt. Hierzu wurden insbesondere bodengebundene Fernerkundungsmethoden entwickelt, die es durch aktive Schall-, Radiowellen- und Laserverfahren erlauben, Wind, Temperatur und Feuchte in den unteren 500-2000 m kontinuierlich mit großer zeitlicher und räumlicher Auflösung zu erfassen.

Eine erfolgreiche Tradition des Fraunhofer-Instituts fortsetzend, besteht eine enge Zusammenarbeit zwischen dem Max-Planck-Institut für Meteorologie und dem Meteorologischen Institut der Universität Hamburg. Beide Institute sind im gleichen Gebäude, dem *Geomatikum*, untergebracht und betreiben gemeinsam elektronische und mechanische Werkstätten sowie eine Bibliothek. Das bis vor kurzem ebenfalls (mit dem GKSS Forschungszentrum Geesthacht als drittem Partner) gemeinsam betriebene Klimarechenzentrum wurde Anfang 1988 in das Deutsche Klimarechenzentrum überführt, das nunmehr als unabhängige, zentrale Service-Einrichtung allen Klimaforschern in der Bundesrepublik zur Verfügung steht.

1 Fragestellungen

Die Gefahr einer möglichen Änderung des Klimas durch den Menschen hat das Klimaproblem in letzter Zeit zunehmend in das Blickfeld der Öffentlichkeit gerückt. Im Mittelpunkt der Diskussion steht das CO₂-Problem. Bei Fortsetzung der bisherigen Trends der CO₂-Emissionen sagen Modellrechnungen eine globale Erwärmung um 2-4° C in den nächsten 50-200 Jahren voraus, mit entsprechenden, signifikanten Verschiebungen der Klimazonen. Die Schwankungsbreiten dieser Prognosen ergeben sich dabei nicht nur aus der Unsicherheit des künftigen Verbrauchs fossiler Brennstoffe, sondern nicht zuletzt aus der Schwierigkeit, zuverlässige Klimaberechnungen zu erstellen. Das CO₂-Problem bietet ein gutes Beispiel, diese Schwierigkeiten zu erläutern, da viele der komplexen Wechselwirkungen des Klimasystems hierin zusammenspielen.

Zur Berechnung der Klimaauswirkung der anthropogenen CO₂-Emission muß zunächst der Verbleib des CO₂ im Kohlenstoffkreislauf ermittelt werden. Nur der atmosphärische Anteil (etwa die Hälfte der bisherigen Emissionen) beeinflusst über den Treibhauseffekt unmittelbar das Klima. Zur zuverlässigen Ermittlung des etwa gleichgroßen Anteils, der im Ozean weggespeichert wird, wird ein ozeanisches Kohlenstoffkreislaufmodell benötigt, das neben dem Transport und der Speicherung von CO₂ durch die dreidimensionale ozeanische Zirkulation die vielfältigen biologischen und chemischen Umsetzungsprozesse des CO₂ im Ozean berücksichtigt. Zur Schließung der CO₂-Bilanz muß dann weiterhin die Aufnahme oder Abgabe von CO₂ durch die Vegetation der Landoberfläche mit Hilfe eines globalen, räumlich hochauflösenden terrestrischen Biosphärenmodells berechnet werden.

Als nächsten Schritt wird man dann die Auswirkung der atmosphärischen CO₂-Änderung auf das Klima mit einem allgemeinen Klimamodell ermitteln wollen. Dies sollte zumindest aus einem hochauflösenden gekoppelten Modell der globalen atmosphärischen und ozeanischen Zirkulation bestehen. Wegen technischer Schwierigkeiten der Kopplung, insbesondere wegen der langen Einstellzeit der ozeanischen Zirkulation (etwa 10 Jahre für die 1 km starke oberste Hauptsprungschicht, bis zu 1000 Jahre für den tiefen Ozean) wurden solche Rechnungen allerdings bisher nur mit atmosphärischen Zirkulationsmodellen, ohne ausreichende Berücksichtigung des Ozeans, durchgeführt. Der Einfluß einer Änderung der ozeanischen Zirkulation auf das Klima, obwohl ein Effekt erster Ordnung, wird gewöhnlich erst nachträglich in einer unabhängigen Simulation abgeschätzt. Schließlich mußte dann auch die Rückwirkung der ozeanischen Zirkulationsänderungen auf die CO₂-Speicherung im Ozean und somit auf die anfangs berechnete CO₂-Konzentration der Atmosphäre einbezogen werden.

Diese iterative Vorgehensweise ließe sich natürlich umgehen, wenn alle ineinandergreifenden Komponenten des Klimasystems simultan in einem gekoppelten Gesamtmodell berechnet werden könnten. Bisher sind jedoch für das CO₂-Problem weder geschlossene interaktive Berechnungen noch

vollständige Simulationen mit gekoppelten Modellen durchgeführt worden. Fortschritte in der Entwicklung der einzelnen Subsystem-Modelle, in der Technik der Modellkopplung und, nicht zuletzt, in der Leistung großer Vektorrechner, lassen es aber heute sinnvoll erscheinen, beide Modellierungsstrategien ernsthaft zu verfolgen. In den Beiträgen 4, 5 und 6 werden einige der am Max-Planck-Institut für Meteorologie entwickelten Modelle und Arbeitsansätze vorgestellt, mit denen das Institut sich in Zukunft diesen Problemen verstärkt widmen will.

Zusätzlich zum CO₂ wurde in den letzten Jahren die Gefahr der steigenden Emissionen einer Reihe weiterer treibhauswirksamer Spurengase wie Methan, Lachgas und den Chlorfluorkohlenwasserstoffen (CFKWs) erkannt. In ihrer Summe tragen diese Gase noch einmal fast den gleichen Beitrag zur Klimaerwärmung bei wie das CO₂. Viele dieser Gase, insbesondere die CFKWs, greifen auch stark in die komplexe Ozonchemie ein. Obwohl Ozon in erster Linie für den Menschen und die Biosphäre wegen seiner Abschirmung der UV-Strahlung von Bedeutung ist, trägt es als Treibhausgas nach einigen Szenarien auch etwa 10% zur prognostizierten Klimaerwärmung bei. Photochemische Modelle zur Berechnung von atmosphärischen Spurengaskonzentrationen wurden bisher nicht am MPI entwickelt, obwohl sie einen wichtigen Teil der Klimamodellhierarchie darstellen, da diese Arbeiten bereits an anderen Stellen durchgeführt werden (u.a. Mainz, Lindau, Berlin und Jülich).

Ein großes öffentliches Interesse fanden seit jeher auch Fragen der natürlichen Klimaveränderlichkeit. Wie entstehen Eiszeiten? Steuern wir wieder auf eine Eiszeit zu? Können Erdbahnschwankungen mit wohldefinierten Perioden von 20- und 40.000 Jahren, die sich in gefilterten paläoklimatischen Zeitreihen deutlich nachweisen lassen, auch die beobachteten stärkeren Klimaschwankungen im spektralen Kontinuum außerhalb dieser schmalen Spektralbanden anregen (Beitr. 7)? Auch weniger ausgeprägte, aber historisch bedeutsame Klimaschwankungen im kürzeren Zeitskalenbereich von einigen hundert Jahren, wie die kleine Eiszeit im 17. und 18. Jahrhundert, stellen die Wissenschaft noch vor viele nicht verstandene Fragen. Von großer wirtschaftlicher Bedeutung sind schließlich kurzperiodische Klimaänderungen im Zeitskalenbereich von Monaten bis wenigen Jahren, wie das El-Niño-Phänomen, eine großskalige Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre, die den gesamten Tropengürtel umfaßt und sich auf die globale atmosphärische Zirkulation auswirkt (Beitr. 3). Nach heutigem Wissensstand erscheint eine erfolgreiche Kurzfrist-Klimavorhersage dieser Phänomene, deren ökonomische Bedeutung mit der der normalen Wettervorhersage durchaus vergleichbar wäre, nicht ausgeschlossen. (Die neuere Definition unterscheidet Klima und Wetter durch ihre Zeitskalen: zum Klima zählen Phänomene mit Zeitskalen größer als die theoretische Grenze der deterministischen Wettervorhersage, die auf etwa 20-30 Tage geschätzt wird.)

Wissenschaftlich lassen sich Fragen der anthropogenen Beeinflussung des Klimas und der natürlichen Klimaverän-

derlichkeit nicht sinnvoll voneinander trennen. In beiden Fällen sind die gleichen Prozesse wirksam, und es werden weitgehend die gleichen Modelle eingesetzt. Auch in der Fragestellung lassen sich die Probleme nicht klar voneinander trennen. Ein wichtiges Problem der anthropogenen Klimabeeinflussung liegt z. B. in der möglichst frühzeitigen Erkennung einer anthropogenen Klimaänderung. Die Unterscheidung eines von außen aufgeprägten anthropogenen Klimasignals von der natürlichen Klimaveränderlichkeit setzt eine detaillierte Kenntnis des natürlichen Schwankungsverhaltens des Klimas voraus. In numerischen Simulationen kann diese Frage nur mit Modellen sinnvoll untersucht werden, die sowohl die natürliche Klimaveränderlichkeit als auch die Antwort des Klimasystems auf externe Einwirkungen simultan berücksichtigen. Ein anderes Beispiel bieten neuere Ergebnisse über Änderungen des CO₂-Gehaltes der Atmosphäre während der letzten 130.000 Jahre, die anhand von CO₂-Messungen an eingeschlossenen Luftbläschen in Eisbohrkernen rekonstruiert wurden. Man fand einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Änderungen des Klimas und des atmosphärischen CO₂-Gehalts in diesem Zeitskalenbereich, der auch zum Verständnis des heutigen CO₂-Problems von großer Bedeutung sein könnte.

2 Modellierungsstrategie

Aus den obigen Beispielen wird deutlich, daß es keinen Sinn hat, die Erstellung eines einzigen, umfassenden Gesamtklimamodells für sämtliche Klimafragen anzustreben. Die Leistung heutiger und in Zukunft absehbarer Rechner reicht bei weitem nicht aus, um alle wechselseitigen Kopplungen der vier wichtigsten Untersysteme Atmosphäre-Ozean-Kryosphäre-Biosphäre des Klimasystems auch nur annähernd wirklichkeitsgetreu zu erfassen. Benötigt wird eine Hierarchie von Modellen, in denen, je nach Fragestellung, einige Prozesse mit höherer Auflösung, während andere Prozesse stark vereinfacht wiedergegeben werden. Die optimale Modellabstimmung ergibt sich in erster Linie aus den relevanten Zeitskalen. Bei Kurzzeitklimaproblemen mit Zeitskalen unter einigen Jahren wird man die Atmosphäre, die ozeanische Deckschicht und das Meereis realistisch simulieren. Mit zunehmender Zeitskala müssen dann zunächst die globale ozeanische Zirkulation und die Biosphäre (Zeitskalen von 1-10³ Jahren) und schließlich die kontinentalen Eisschilde (Zeitalter von 10³-10⁵ Jahren) im Detail dargestellt werden, während die *schnellen* Systeme dann notgedrungen stark vereinfacht behandelt werden müssen.

Als Bausteine für die Klimamodellierung wird somit ein Spektrum von Modellen der einzelnen Klimasubsysteme benötigt, die, je nach Fragestellung, in unterschiedlichen Kombinationen zusammengeschaltet werden. In den letzten Jahren wurde ein relativ vollständiger Satz hochauflösender Modelle der einzelnen Subsysteme am MPI erstellt. Neben den bereits erwähnten Modellen des ozeanischen, terrestrischen und atmosphärischen Kohlenstoffkreislaufes und der globalen atmosphärischen und ozeanischen Zirkulation, wurden Modelle entwickelt zur Simulation des Meereseises (Beitr. 8) und der dreidimensionalen Fließ- und Thermodynamik der kontinentalen Eisschilde (Beitr. 7), sowie zur Untersuchung einzelner Prozesse im Klimasystem (wirbelauflösende ozeanische Zirkulationsmodelle, Beitr. 4, Deckschichtmodelle, Beitr. 8, Konvektionsmodelle, s. Bei-

träge 11-14 zur Physik der Atmosphäre). Einige Modelle, wie z. B. das atmosphärische Zirkulationsmodell des Europäischen Zentrums für Mittelfristige Wettervorhersage und das Hiblersche Meereismodell, wurden hierbei von anderen Stellen übernommen.

Klimauntersuchungen mit gekoppelten, hochauflösenden Modellen werfen eine Reihe neuer Probleme auf. Hierzu gehört z. B. die *Modelltrift*. Im gekoppelten Modell werden die Randwerte der einzelnen Subsysteme nicht mehr, wie im ungekoppelten Fall, als stabilisierende Referenzgrößen extern vorgeschrieben, sondern intern berechnet. Infolgedessen trift das Modell leicht in ein neues, unrealistisches Klimagleichgewicht. Auch die Behandlung der stark unterschiedlichen Zeitaufösungen der einzelnen Subsysteme in einem gekoppelten Modell erfordert neue numerische Ansätze. Die folgenden Beiträge enthalten sowohl einige Pilotuntersuchungen mit gekoppelten Systemen (Beitr. 3, 7, 8), in denen diese Fragen angesprochen werden, als auch Darstellungen der einzelnen Subsystemmodelle, die später in gekoppelte Modelle eingesetzt werden sollen (Beitr. 4, 5, 6).

3 Stochastische Modelle und statistische Analysemethoden

In den ersten Jahren nach der Institutsgründung wurden in erster Linie grundsätzliche Fragen zum Verhalten komplexer Systeme mit vielen Freiheitsgraden untersucht. Mit einfachen stochastischen Modellen konnten die wichtigsten statistischen Eigenschaften natürlicher Klimaschwankungen auf die zeitliche Mehrskaligkeit des Klimasystems zurückgeführt werden. Die charakteristische Zunahme natürlicher Klimavariationspektren mit abnehmender Frequenz (*rotes* Spektrum) wurde erklärt durch die Aufintegration von kurzzeitigen Wetterschwankungen (*weißes* Rauschen) durch die trägen Komponenten des Klimasystems (Ozean, Kryosphäre und Biosphäre). Diese zunächst an einfachen ozeanischen Deckschicht- und Meereismodellen verifizierten Vorstellungen werden inzwischen auf hochauflösende dreidimensionale Modelle übertragen (Beitr. 9). Für die Bestimmung der Vorhersagbarkeit natürlicher Klimaänderungen ist die Ermittlung dieser durch stochastische Anfaltungen erzeugten Schwankungen eine zentrale Frage. Während Klimaänderungen, die durch interne Wechselwirkungen in den trägen Systemkomponenten hervorgerufen werden, im Prinzip vorhersagbar sind, können die stochastischen Anfaltungsterme nämlich grundsätzlich nicht vorausberechnet werden.

Zur Untersuchung des vollständigen statistischen Schwankungsverhaltens komplexer Systeme müssen im allgemeinen aufwendige multivariate Analyseverfahren eingesetzt werden. Mit der am MPI entwickelten PIPs- und POPs-Methode wurde eine komprimierte Darstellung gesucht, bei der das komplexe raum-zeitliche Schwankungsverhalten des Systems auf einige charakteristische Muster (Principal Interaction Patterns und Principal Oscillation Patterns) projiziert wird. Das Verfahren liefert zugleich ein dynamisches Näherungsmodell des vollständigen Systems in dem von den PIP- oder POP-Mustern aufgespannten niederdimensionalen Darstellungsraum (Beitr. 9).

Eine weitere wichtige Frage, die in den Bereich der statistischen Analyse von zeitlich veränderlichen Systemen mit

vielen Freiheitsgraden führt, ist die Ermittlung der statistischen Signifikanz einer aus Beobachtungsdaten oder einer Modellsimulation ermittelten Klimaänderung. Das Problem besteht darin, das durch externe Einwirkungen (s. z. B. CO₂) oder durch ein bestimmtes Ereignis (z. B. El Niño) hervorgerufene Klimasignal von den gleichzeitig auftretenden natürlichen Schwankungen des Systems zu unterscheiden. Auch hier muß zur statistisch gesicherten Ermittlung des Verhältnisses Signal-zu-Rauschen eine Projektion des vollständigen Systems auf einen stark reduzierten Unterraum geeigneter charakteristischer Muster durchgeführt werden. (Beitr. 9).

Systemanalytische und statistische Untersuchungen dieser Art stellen heute mit dem zunehmenden Einsatz komplexer, hochauflösender Klimamodelle ein unerläßliches diagnostisches Werkzeug zur Interpretation von Modellergebnissen oder zum Vergleich zwischen Modell und Beobachtungen dar.

4 Satellitendaten

Grundlage aller Klimastudien sind letztlich Beobachtungsdaten. Während die Atmosphäre durch das globale Stationsnetz der Weltorganisation für Meteorologie und durch meteorologische Satelliten heute hinreichend gut erfaßt wird, stellt der Ozean noch immer eine der empfindlichsten Datenlücken im Klimasystem dar. In den 90er Jahren erhofft man nun, durch das weltweite ozeanische Meßprogramm WOCE (World Ocean Circulation Experiment), unterstützt durch neue ozeanische Satelliten wie den ersten ESA Erderkundungssatelliten ERS-1 und den meerestopographischen Satelliten TOPEX/POSEIDON von NASA/CNES, eine wesentlich bessere Datenbasis für den Ozean zu gewinnen.

Zur Herleitung der gewünschten geophysikalischen Daten (z. B. Meeresoberflächenwind, Meereshöhe) aus den Mikrowellen-Sensordaten dieser Satelliten müssen allerdings aufwendige Reduktionsverfahren entwickelt werden, die unter anderem von der kleinskaligen Struktur der rückstreuenden Meeresoberfläche abhängen. Als Eingangsgrößen benötigen diese Verfahren neben einem von einem

atmosphärischen Modell gelieferten ersten Schätzwert des lokalen Windvektors auch das lokale Seegangsspektrum, das ebenfalls nur mit Hilfe eines Seegangmodells zu erhalten ist. Zur Erstellung der gewünschten globalen Felder müssen die Satellitendaten dann ferner mit allen weiteren hierfür zur Verfügung stehenden meteorologischen und ozeanischen Daten in dynamisch konsistenter Weise zusammengeführt werden. Hierzu werden wieder hochauflösende atmosphärische Zirkulationsmodelle sowie globale Seegangmodelle benötigt. Wegen des kontinuierlich anfallenden großen Datenflusses können die Wind- und Seegangdaten dieser Satelliten operationell nur in einem größeren Wettervorhersagezentrum sinnvoll aufbereitet werden, in dem sowohl ein globales atmosphärisches Zirkulationsmodell als auch ein globales Seegangmodell routinemäßig zur Datenassimilation als Teil der laufenden Vorhersage eingesetzt werden.

Das Max-Planck-Institut beteiligt sich aktiv im Rahmen des „Global Data Assimilation Programme for Air-Sea Fluxes“ des Weltklimaforschungsprogramms an der Erstellung eines entsprechenden umfassenden Datenassimilationsystems am Europäischen Zentrum für Mittelfristige Wettervorhersage. Hierzu gehört insbesondere die Bereitstellung eines globalen Seegangmodells in Zusammenarbeit mit der WAM (Wave Modelling) Gruppe (WAMDIG 1988) und die Erarbeitung geeigneter Sensor-Algorithmen und Satellitendaten-Assimilationsverfahren (HASSELMANN et al 1988). Auf eine ausführlichere Darstellung dieser Arbeiten muß jedoch aus Platzgründen in diesem Heft verzichtet werden.

Literatur

WAMDIG, The Wave Model Development and Implementation Group (1988). The WAM model – a third generation ocean wave prediction model, J. Phys. Oceanogr. (im Druck).

HASSELMANN, K.; S. HASSELMANN; E. BAUER; C. BRÜNING; S. LEHNER; H. GRÄBER; P. LIONELLO (1988): Satellite SAR image spectra and altimeter wave height data assimilation system for ERS-1. Final report, ESA contract no. 6875/87/HGE I (SC).

3 M. LATIF Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre in den Tropen

1 Einleitung

Die wichtigste Klimaschwankung im kurzen Klimazeitskalenbereich von einigen Monaten bis zu wenigen Jahren bildet ohne Zweifel das *El Niño/Southern Oscillation* (ENSO)-Phänomen. Diese Klimaschwankung hat ihren Ursprung in den Tropen, wirkt sich aber auf das globale Klimasystem aus und führt zu weitreichenden Störungen des Ökosystems und der Weltwirtschaft. Das ENSO-Phänomen hat in den letzten Jahren zunehmendes Interesse der Wissenschaft gefunden, nicht zuletzt, weil man sich begründete Hoffnungen auf deutliche Fortschritte im Verständnis und sogar in die Vorhersage natürlicher Klimaschwankungen macht.

Bereits im letzten Jahrhundert beobachteten peruanische Küstenfischer einen schmalen Küstenstrom, der sich all-

jährlich etwa zur Weihnachtszeit vor der peruanischen Küste einstellt. Die Fischer bezeichneten daher diese Strömung als *El Niño* (span.: das Christkind). Der El-Niño-Strom führt relativ warmes Wasser mit sich, das die nährstoffreiche Auftriebsströmung vor der Küste verdrängt und daher das Ende der Fischfangsaison vor Peru markiert. In unregelmäßigen Abständen von zwei bis sieben Jahren ist die Erwärmung allerdings extrem stark, und es setzt ein großes Fischsterben ein. Über die Nahrungskette beginnt dann kurze Zeit später ein Verenden der Seevögel, was zu einem erheblichen Rückgang der dortigen Vogeldünger-(Guano)-Produktion führt und schwere Einbußen für die Volkswirtschaft in dieser Region nach sich zieht. Heutzutage wird mit dem Wort *El Niño* nicht mehr dieses jahreszeitliche Signal

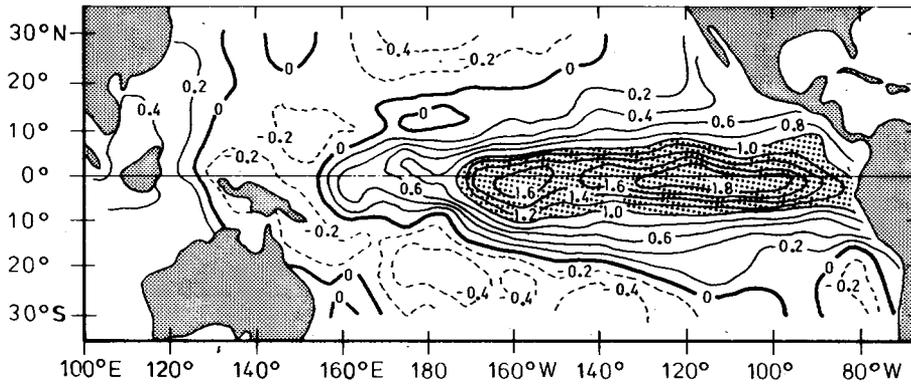


Abb. 1: Geographische Verteilung der Oberflächentemperaturanomalie im Winter eines El Niño Jahres. Nach: RASMUS-SON u. CARPENTER 1982.

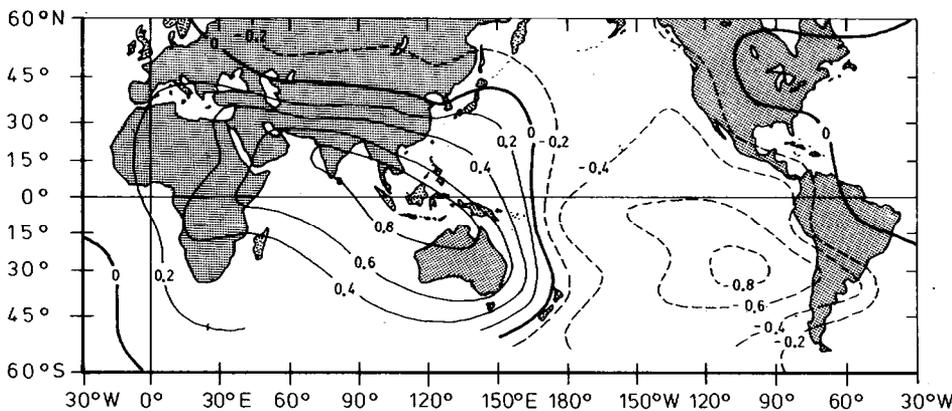


Abb. 2: Geographische Verteilung der Korrelation jährlicher Boden-druckanomalien mit denen von Djakarta, Indonesien. Nach BERLAGE 1957.

bezeichnet, sondern es werden nur noch die anomal starken Ereignisse unter diesem Namen verstanden.

Während man bis vor etwa 25 Jahren noch glaubte, daß El-Niño-Ereignisse nur von regionaler Bedeutung wären und lediglich die südamerikanische Küstenregion betreffen, weiß man heute, daß El-Niño-Ereignisse zu einer anomalen Erwärmung des gesamten äquatorialen Pazifiks führen (s. Abb. 1) und das globale Klimasystem beeinflussen.

Den entscheidenden Schritt, das El-Niño-Phänomen ins globale Klimasystem einzubetten, machte BJERKNES (1966) in seiner fundamentalen Arbeit. Er zeigte, daß das ozeanische Phänomen El Niño mit dem atmosphärischen Phänomen *Southern Oscillation* eng verknüpft ist. Die *Southern Oscillation* wurde bereits in den Zwanziger Jahren von Sir Gilbert WALKER (1924) entdeckt und stellt einen großräumigen atmosphärischen Massenaustausch zwischen der östlichen und westlichen Hemisphäre dar. Man kann sie sich als eine Druckschaukel vorstellen, deren Zentren über Südostasien im Bereich des asiatisch-australischen Tiefdrucksystems und über dem südöstlichen äquatorialen Pazifik im dortigen Hochdrucksystem liegen (s. Abb. 2). BJERKNES konnte zeigen, daß die *Southern Oscillation* mit der Oberflächentemperatur des äquatorialen Pazifik und damit auch mit El Niño hoch korreliert ist, und, daß Ozean und Atmosphäre ein stark wechselwirkendes System darstellen. Man spricht daher heute nicht mehr von El Niño oder *Southern Oscillation* allein, sondern vom El Niño/*Southern Oscillation* (ENSO)-Phänomen. Eine umfangreiche Einführung in das ENSO-Phänomen findet man z. B. in OCEANUS, Vol. 1.

Begleitet werden ENSO-Ereignisse von weitreichenden ozeanischen und atmosphärischen Zirkulationsanomalien. So kommt es beispielsweise im indonesischen Raum während ENSO-Ereignissen zu Dürren und als Folge davon in

dieser gewöhnlich regenreichen Region zu Mißernten. Auf der anderen Seite des Pazifik werden starke Niederschläge über Südamerika beobachtet, welche gelegentlich zu schweren Überschwemmungen führen.

Im äquatorialen Pazifik kommt es während ENSO-Ereignissen zu signifikanten Veränderungen der ozeanischen Zirkulation, die sich in Wasserstandsänderungen von bis zu 20 cm und Strömungsanomalien von über 100 cm/s manifestieren.

Wegen ihrer außerordentlichen weiten zonalen Erstreckung, die etwa einem Drittel des Erdumfangs entspricht, führt die Erwärmung des äquatorialen Pazifiks weiterhin zu signifikanten Anomalien der globalen atmosphärischen Zirkulation. So konnten persistente Anomalien der großen Drucksysteme in mittleren Breiten als Folge der anomalen Heizung der Atmosphäre in den Tropen nachgewiesen werden. Im Rahmen des Weltklimaprogramms (WCRP) sollen daher in dem 10 Jahre dauernden Experiment TOGA (Tropical Ocean Global Atmosphere) nicht nur die Ursachen des ENSO-Phänomens sondern auch seine Auswirkung auf das globale Klimasystem untersucht werden.

Die Modellierung des ENSO-Phänomens wurde zunächst getrennt entweder nur mit Ozeanmodellen oder nur mit Atmosphärenmodellen durchgeführt. Die Ozeanmodelle waren zunächst linearisierte äquatoriale Wellenmodelle, die nur die Entwicklung des Wasserstandes beschrieben. Später wurden dann Modelle entwickelt, die mehrere vertikale Moden auflösten, jedoch immer noch linear waren. Heutzutage werden inzwischen hochauflösende, dreidimensionale Ozeanzirkulationsmodelle eingesetzt.

Atmosphärische ENSO-Untersuchungen wurden bereits am Anfang mit Modellen der allgemeinen Zirkulation durchgeführt. Im Laufe der Zeit wurden jedoch Auflösung und die Parameterisierung physikalischer Prozesse ständig verfeinert.

Sowohl Ozean- als auch Atmosphärenmodelle wurden zunächst mit zeitlich konstantem Antrieb gerechnet, um die jeweiligen Gleichgewichtszustände zu bestimmen. Innerhalb der letzten Jahre hat man aber mehr und mehr zeitlich veränderliche Antriebe eingeführt, um auch Schwankungserscheinungen während längerer Zeiträume simulieren zu können (Einen Überblick zur ENSO-Modellierung findet man bei NIHOUL 1985). So wurden Simulationen mit ozeanischen und atmosphärischen Modellen der allgemeinen Zirkulation über Dekaden durchgeführt, und die Ergebnisse mit dem verfügbaren Datenmaterial verglichen. Es zeigte sich, daß die Modelle durchaus in der Lage waren, die beobachteten niederfrequenten Schwankungen realistisch zu simulieren. Variationen sowohl der Oberflächentemperatur des äquatorialen Pazifik als auch des Windstresses – beides entscheidende Parameter in der Wechselwirkung Ozean Atmosphäre – waren mit den Beobachtungsdaten hoch korreliert. Auf Grund dieser ermutigenden Erfolge hofft man, daß es durch die Erstellung gekoppelter Ozean-Atmosphärenmodelle möglich sein wird, ein genaueres Bild von der großskaligen Wechselwirkung im System Ozean-Atmosphäre zu erhalten und künftige ENSO Ereignisse in ihrem Verlauf sogar vorherzusagen.

In diesem Bericht wird zunächst im Abschnitt 2 etwas ausführlicher auf die Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre eingegangen und der Zusammenhang zwischen El Niño und Southern Oscillation näher dargestellt. Die am Max-Planck-Institut für Meteorologie durchgeführten Modellierungsarbeiten werden in Abschnitt 3 beschrieben. Es werden sowohl Ergebnisse eines ozeanischen als auch eines atmosphärischen Zirkulationsmodells präsentiert. Beide Modelle sind kürzlich zusammengekoppelt worden und werden in einem interaktiven Modus integriert. Schließlich werden in Abschnitt 4 die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt und künftige Forschungsvorhaben vorgestellt.

2 El Niño und Southern Oscillation

Der Zustand der Southern Oscillation wird durch den sogenannten Southern-Oscillation-Index (SOI) charakterisiert. Der SOI mißt die Bodendruckdifferenz zwischen den beiden Zentren der Oszillation. Im allgemeinen verwendet man die Bodendrucke von Tahiti (franz. Polynesien) und Darwin (Australien). Ein hoher Wert des SOI entspricht demnach einem stärkeren Druckunterschied zwischen dem indonesisch-australischen Tiefdruck- und dem südostpazifischen Hochdrucksystem, während ein kleinerer Wert des SOI einem schwächeren Druckgegensatz entspricht. Der Southern-Oscillation-Index ist daher auch ein Maß für die Stärke der Südostpassate, denen eine entscheidende Bedeutung für die thermische Struktur des äquatorialen pazifischen Ozeans zukommt.

Die Verbindung zwischen der Southern Oscillation und der Oberflächentemperatur des äquatorialen Pazifik wird durch Abbildung 3 verdeutlicht. In der oberen Abbildung 3a sind Zeitreihen der Anomalien des SOI und der Oberflächentemperatur im äquatorialen Südostpazifik dargestellt. Wir erkennen, daß positive Anomalien der Oberflächentempe-

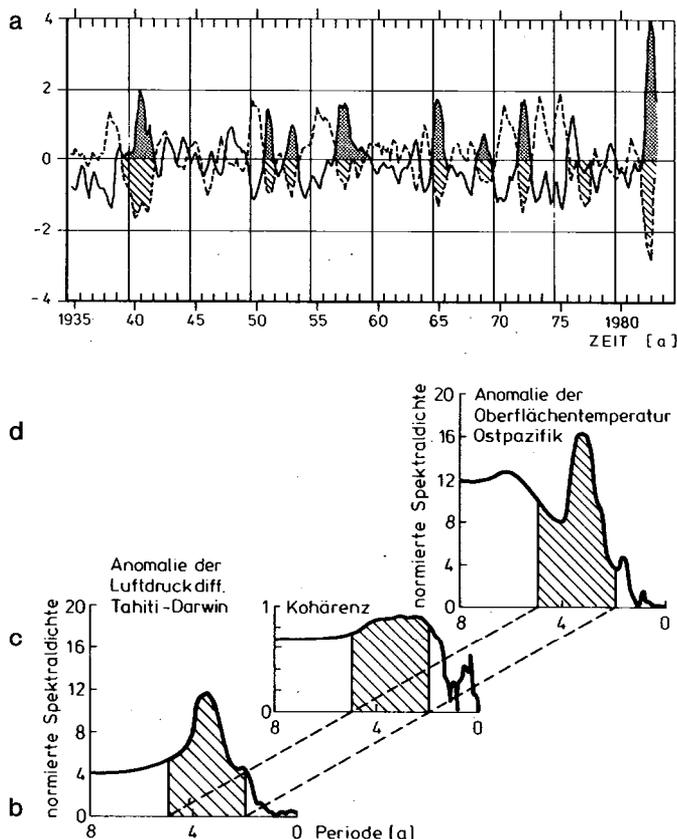


Abb. 3: a) (oben) Zeitreihen der Oberflächentemperaturanomalie (durchgezogene Linie) im Südostpazifik (Puerto Chicama, Peru) und der Anomalien des SOI (gestrichelte Linie). Nach RASMUSSEN 1984; b) Autospektrum der SOI-Anomalien, c) Kohärenz, d) Autospektrum der Temperaturanomalien. Nach KÄSE 1985.

ratur und damit El-Niño-Ereignisse mit negativen Ausschlägen des SOI einhergehen. Umgekehrt sind negative Temperaturanomalien mit einem hohen SOI verknüpft. Die hohe Korrelation beider Zeitreihen, insbesondere im niederfrequenten Spektralbereich, ist aus dem Kohärenzspektrum beider Zeitserien ersichtlich (Abb. 3c), das hoch signifikante Werte im Periodenbereich von wenigen Jahren aufweist. Die entsprechenden Autospektren der beiden Zeitreihen (Abb. 3b und 3d) zeigen dabei hohe Varianzanteile in diesem Spektralbereich.

Abbildung 3 weist auf eine enge Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre im tropischen pazifischen Raum hin. Der Mechanismus dieser Wechselwirkung wurde in seinen Grundzügen von BJERKNES (1966) beschrieben. Er basiert auf der Tatsache, daß die thermische Struktur des äquatorialen Pazifiks in erster Linie als dynamische Antwort auf das Oberflächenwindfeld und nicht durch die lokalen Wärmeflüsse an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre zustande kommt. Die in beiden Hemisphären äquatorwärts wehenden Passatwinde weisen in Äquatornähe eine starke zonale, nach Westen gerichtete Komponente auf. Dadurch werden Wassermassen im Westpazifik aufgestaut, was sich in einem zonalen Wasserstandsunterschied von etwa 40 cm über die gesamte Breite des Pazifiks manifestiert. Dieser Wasserstandsgradient wird in der Tiefe durch ein gegenläufiges Schrägstellen der Isothermen kompensiert, wobei die Isothermen im Ostpazifik der Oberfläche näher sind als im

Westpazifik. Daher liegt die Thermokline im Westpazifik in einer Tiefe von etwa 150 m, während sie im Ostpazifik in nur 30 m Tiefe zu finden ist. Die Tiefe der Thermokline wirkt sich auch unmittelbar auf die Meeresoberflächentemperatur auf dem Äquator aus, da der Äquator ein Auftriebsgebiet ist und je nach Lage der Thermokline das kalte Tiefenwasser unterschiedlich stark von der Oberfläche abgeschirmt wird. Längs des Äquators wird daher ebenfalls ein zonaler Temperaturgradient an der Oberfläche beobachtet, der etwa 7 °C über die gesamte Breite des äquatorialen Pazifiks beträgt. Das wärmste Wasser befindet sich dabei im Westpazifik, wo Temperaturen bis zu 30 °C gemessen werden.

Dieser Ost-West Gegensatz der Meeresoberflächentemperatur treibt eine direkte atmosphärische Zirkulationszelle in der Vertikalebene längs des Äquators an, die als *Walker-Zelle* bezeichnet wird. Über dem relativ kalten Ostpazifik sinkt die Luft ab, um dann als Teil der Hadley Zirkulation als Passat westwärts zu strömen. Dabei erwärmt sich die Luft und reichert sich mit Feuchtigkeit an. Über dem indonesisch-australischen Raum steigt die Luft unter kräftiger Wolkenbildung auf, strömt in der oberen Troposphäre ostwärts und schließt so den Kreislauf.

Eine negative Anomalie des Southern-Oscillation-Index ist kennzeichnend für eine schwächere Walker-Zirkulation, d. h. für einen schwächeren Druckgegensatz zwischen dem südostpazifischen und dem indonesisch-australischen Raum und somit für schwächere Passatwinde. Die Reduktion der Passate führt zu einer Verminderung des äquatorialen Auftriebs, was zu einer Temperaturerhöhung insbesondere im Ostpazifik führt. Diese Reduktion des Gradienten der Oberflächentemperatur längs des Äquators schwächt die Walker-Zelle, welche gerade durch den Ost-West-Gegensatz der Meeresoberflächentemperatur angetrieben wird, weiter ab. Dieses Wechselspiel zwischen Wind und Oberflächentemperatur stellt somit eine instabile positive Rückkopplung dar. Der gleiche Mechanismus funktioniert natürlich auch in umgekehrter Richtung. Neben den als ENSO bezeichneten *Warmereignissen* werden daher auch umgekehrt *Kaltereignisse* beobachtet. Kleine Störungen im System Ozean-Atmosphäre können somit durch diese instabilen Wechselwirkungen im Prinzip schnell wachsen.

Obwohl der Ozean eine relativ träge Klimakomponente ist, sind dennoch Klimaschwankungen auf der Zeitskala von wenigen Monaten in niederen Breiten möglich. Dies liegt an der Existenz spezieller, schnell wandernder äquatorialer Wellenformen. Der bekannteste Vertreter dieser äquatorialen Wellen ist die äquatoriale Kelvinwelle. Wellen des ersten baroklinen Modes dieses nichtdispersiven Wellentyps besitzen typische Phasengeschwindigkeiten von knapp 3 m/s und können daher das pazifische Becken in etwa zwei Monaten überqueren. Während die Kelvinwelle nur nach Osten laufen kann, propagieren lange äquatoriale Rossbywellen nach Westen, wobei diese Wellen ebenfalls nahezu nichtdispersiv sind und Phasengeschwindigkeiten von etwa 1 m/s erreichen. Äquatoriale Ozeane sind daher in der Lage, rasch Informationen zu transportieren und besitzen eine relativ kurze Einstellzeit. So können beispielsweise Windänderungen über dem Westpazifik innerhalb weniger Monate signifikante Temperaturänderungen im Ostpazifik

hervorrufen, welche dann durch instabile Wechselwirkungen mit der Atmosphäre weiter verstärkt werden können.

3 Modellierung

In mittleren Breiten sind die Regime der Schwere- und Rossbywellen bezüglich ihrer Extremalfrequenzen deutlich voneinander unterschieden. Diese Tatsache macht man sich häufig dadurch zunutze, daß man bei der Modellierung von großräumigen Bewegungsvorgängen in mittleren Breiten einen approximierten als *quasigeostrophisch* bezeichneten Satz von Gleichungen verwendet. Diese besitzen den Vorteil, daß sie die Schwere- und Trägheitswellen herausfiltern und nur noch die Rossbywellen als Wellenlösungen zulassen.

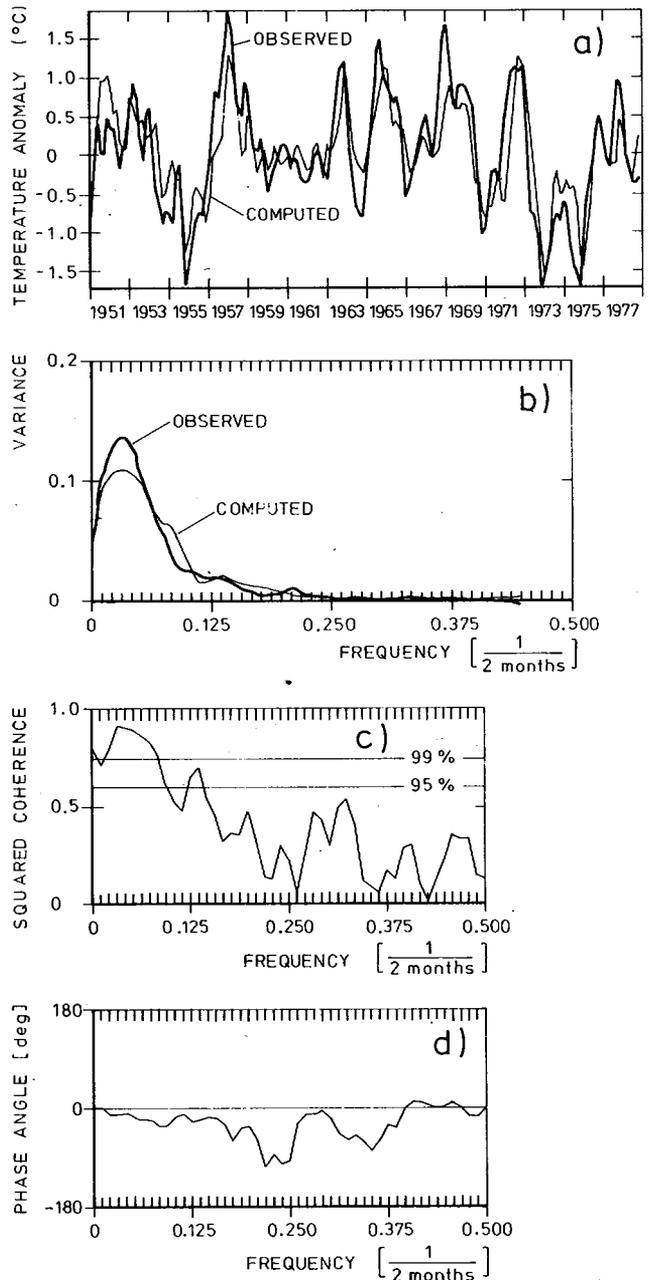


Abb. 4: a) Zeitreihen beobachteter und berechneter Anomalien der Meeresoberflächentemperatur im Zentralpazifik auf dem Äquator, b) Autospektren, c) Kohärenz-, d) Phasenspektrum.

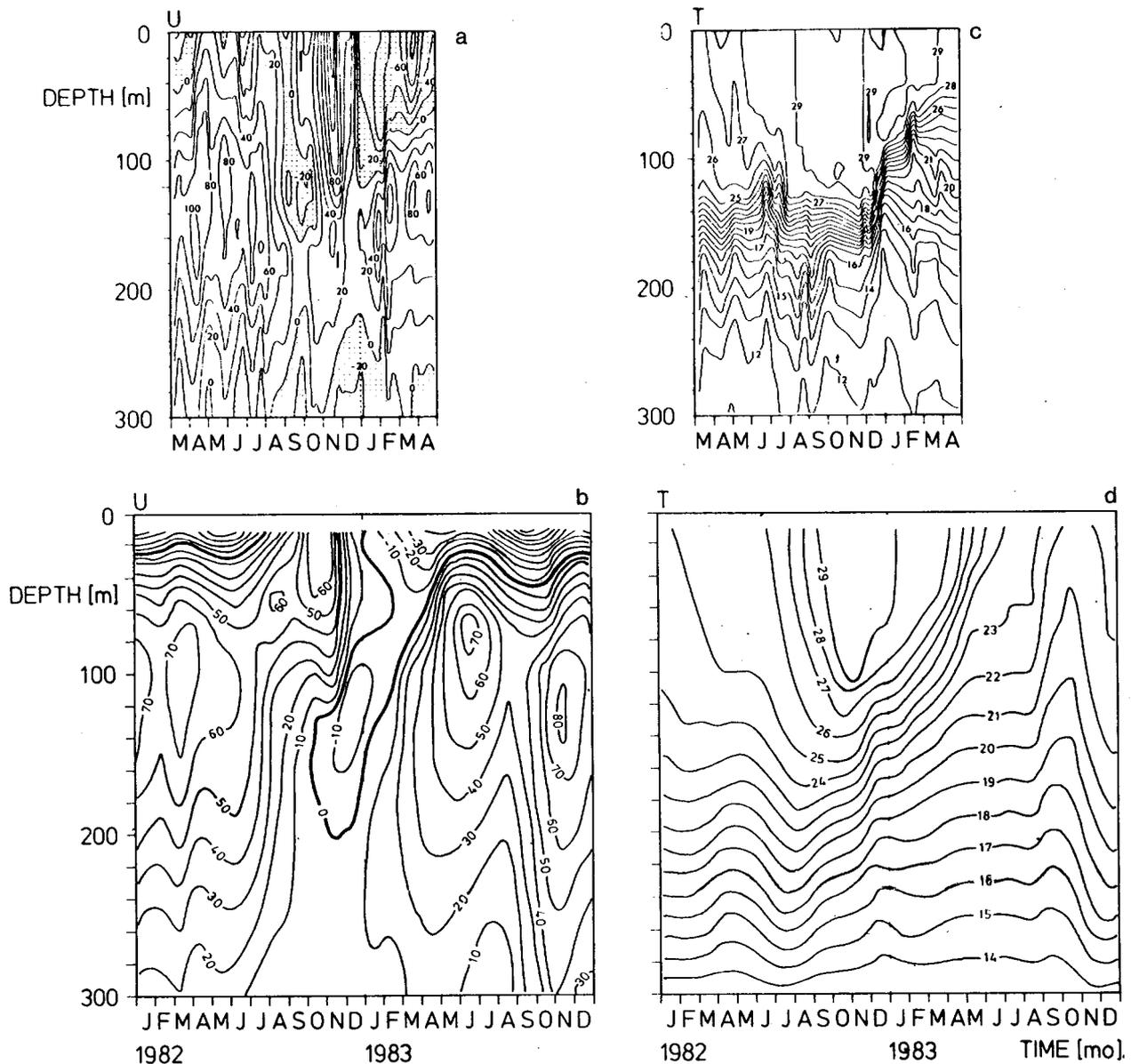


Abb. 5: Zeitliche Entwicklung der zonalen Strömungskomponente und der Temperatur als Funktion der Tiefe auf dem Äquator bei 159° W. a,c) (oben) beobachtet (nach FIRRING et al. 1983), b,d) (unten) berechnet.

Die Situation ändert sich allerdings grundlegend bei Annäherung an den Äquator. Infolge des Verschwindens des Coriolisparameters $f = 2\Omega \sin\phi$ am Äquator geht die Frequenztrennung zwischen den Regimen der Schwere- und Rossbywellen verloren. Es ist deshalb nicht möglich, in niederen Breiten mit den quasigeostrophischen Gleichungen zu arbeiten. Die im folgenden beschriebenen Modelle basieren daher auf den aufwendigeren *primitiven Gleichungen*.

3.1 Ozeanische Modellierung

Das am Max-Planck-Institut für Meteorologie für ENSO-Studien verwendete Ozeanmodell wurde am Institut selbst entwickelt. Es ist ein regionales Modell, das den tropischen Pazifik von 30° N bis 30° S umfaßt. Die horizontale Auflösung ist variabel: Sie ist am Äquator mit 50 km am feinsten, um die äquatorialen Strömungen, die typische meridionale Erstreckungen von wenigen hundert Kilometern besitzen, auflösen zu können. Mit zunehmender Breite vergrößert sich das Modellgitter und erreicht schließlich an den

Rändern eine Gitterweite von 400 km. In zentraler Richtung wurde ein konstanter Gitterpunktabstand von 800 km gewählt.

In der Vertikalen ist die Auflösung ebenfalls variabel. Es werden 13 Niveaus verwendet, von denen zehn Niveaus in den oberen 300 m angeordnet sind. Die Ozeantiefe beträgt konstant 4000 m. Durch die relativ grobe Auflösung des tiefen Ozeans können die dort ablaufenden Prozesse nur näherungsweise erfaßt werden. Da wir aber an Vorgängen auf der Zeitskala von Monaten bis wenigen Jahren interessiert sind, und die Prozesse im tiefen Ozean relativ langsam ablaufen, ist die Wahl der vertikalen Auflösung dem Problem angepaßt.

Die nördlichen und südlichen Ränder des Modellozeans werden als feste Wände angenommen. Die großskalige meridionale Zirkulation der ozeanischen Becken, die die Dichteschichtung langfristig aufrechterhält, wird somit unterbunden. Im Laufe der Zeit wird daher die Anfangsschichtung allmählich abgebaut und verfälscht. Da dies aber relativ langsam innerhalb einiger hundert Jahre erfolgt, ist

die Abgeschlossenheit des Modells bei Simulationen, die höchstens wenige Dekaden betragen, vertretbar.

Angetrieben wird das Ozeanmodell an der Oberfläche durch Vorgabe des Windstress und des Wärmeflusses. Wie bereits erwähnt, entsteht die thermische Struktur des oberen äquatorialen Pazifiks in erster Linie als dynamische Antwort auf den Windstress. Daher sind insbesondere möglichst genaue Windbeobachtungen nötig, während der Wärmefluß eine nur untergeordnete Rolle spielt.

Um das Ozeanmodell auf seine Eignung für ENSO relevante Fragestellungen hin zu untersuchen, wurde es mit beobachteten Winddaten angetrieben. Dabei wurden zwei verschiedene Winddatensätze verwendet, die insgesamt den Zeitraum von 1947 bis einschließlich 1983 umfassen. Der von beiden Datensätzen gemeinsam abgedeckte Zeitraum reicht von 1961 bis 1978. Die Windstressdaten lagen als monatliche bzw. zweimonatliche Mittelwerte auf einem $4^\circ \times 10^\circ$ bzw. $2^\circ \times 2^\circ$ Gitter vor und wurden für den Gebrauch im Modell linear in Raum und Zeit interpoliert.

In Abbildung 4a werden die simulierten Anomalien der Oberflächentemperatur im äquatorialen Zentralpazifik mit den Beobachtungsdaten verglichen. Man erkennt, daß das Ozeanmodell die niederfrequenten Anteile der Temperaturvariabilität gut wiedergibt. Es werden vom Modell sowohl die anomalen Erwärmungen während ENSO-Ereignissen als auch die *Kaltereignisse* (1955, 1973, 1975) simuliert, allerdings fallen die Maximalauschläge im Modell etwas geringer als in den Beobachtungen aus. Die gute Übereinstimmung der beiden Zeitreihen spiegelt sich im Kohärenzspektrum (Abb. 4c) wieder, das hoch signifikante Werte im niederfrequenten Bereich zeigt. Das zugehörige Phasenspektrum (Abb. 4d) läßt eine kleine Phasenverschiebung erkennen, die einem Vorseilen der beobachteten Zeitreihe gegenüber der Modellzeitreihe entspricht.

Das bisher stärkste beobachtete ENSO-Ereignis fand in den Jahren 1982/1983 statt. Es ist zugleich auch das am besten dokumentierte Ereignis und bietet daher eine günstige Verifikationsbasis. In Abbildung 5 sind Temperatur und zonale Strömungen bei 159° W auf dem Äquator als Funktion der Tiefe für die Periode 1982/1983 dargestellt. Die Strömungsmessungen (Abb. 5a) zeigen einige für ENSO-Ereignisse typische Änderungen. So finden wir beispielsweise während September und Oktober 1982 einen totalen Zusammenbruch des äquatorialen Unterstroms. Der äquatoriale Unterstrom ist eine starke Strömung unterhalb der Oberfläche, die durch den zonalen Druckgradienten innerhalb der Thermokline angetrieben wird. Er fließt in einer dem Wind entgegengesetzten Richtung nach Osten und erreicht Geschwindigkeiten bis zu 100 cm/s. Der äquatoriale Unterstrom ist eine äußerst persistente Strömung, deren Verschwinden eine außergewöhnliche Zirkulationsanomalie darstellt. Es ist daher ermutigend, daß das Ozeanmodell das Verschwinden des äquatorialen Unterstroms richtig simuliert (s. Abb. 5c).

Ein weiteres bemerkenswertes Charakteristikum des 1982/1983 ENSO-Ereignisses ist die Entstehung nach Osten gerichteter Oberflächenströmungen am Äquator gegen Ende des Jahres 1982 (Abb. 5a). Da im klimatologischen Mittel der Oberflächenstrom nach Westen fließt, ist die

Umkehrung des Oberflächenstroms ebenfalls ein außerordentliches Ereignis. Der ostwärtige *Jet* erreichte sein Maximum im November mit über 100 cm/s (Abb. 5a). Die Simulation (Abb. 5c) zeigt ebenfalls die Entwicklung nach Osten gerichteter Oberflächenströmungen im November, wenngleich sie etwas schwächer als beobachtet ausfallen. Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die wesentlichen Variationen der zonalen Strömung am Äquator vom Modell zufriedenstellend reproduziert werden.

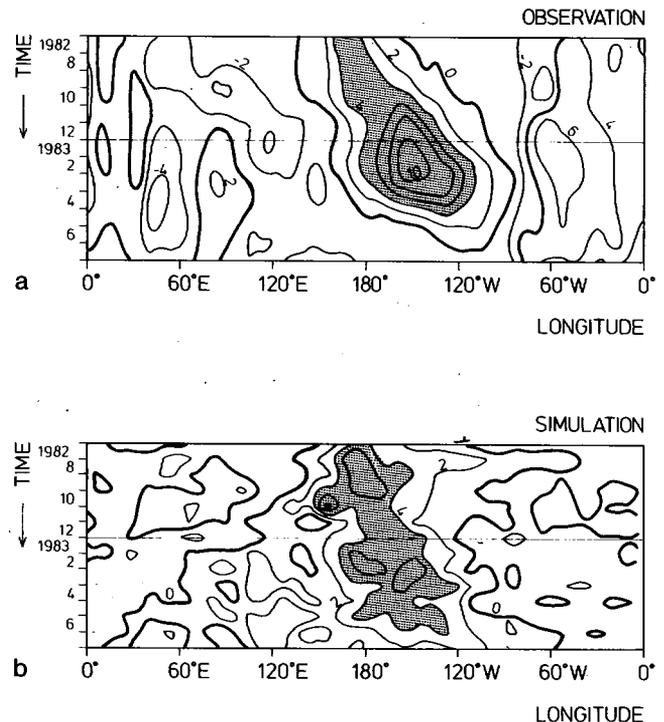


Abb. 6: Zeitliche Entwicklung der äquatorialen Zonalwindanomalie (m/s) im 850 hPa Niveau während des 1982/1983 ENSO Ereignisses, a) beobachtet, 0° - 10° s (nach ARKIN et al. 1983), b) berechnet, 2.5° N- 2.5° S.

Ein ähnlicher Vergleich zwischen Beobachtung und Modell ist in den Abbildungen 5b und 5d für die Temperatur gezeigt. In den Beobachtungen (Abb. 5b) läßt sich die Erwärmung bis in eine Tiefe von etwa 150 m verfolgen. Das Modell (Abb. 5d) zeigt ein ähnliches Verhalten, allerdings ist die Thermokline im Modell äußerst diffusiv und nur schwach ausgeprägt. Leider ist die beobachtete Zeitreihe nicht lang genug, um das simulierte Kältereignis am Ende des Jahres 1983 zu verifizieren. Die wenigen verfügbaren Messungen deuten aber an, daß die Abkühlung vom Modell deutlich überschätzt wird.

Weitere Einzelheiten über das Ozeanmodell sowie dessen Verifizierung an Hand von Beobachtungen können der Arbeit von LATIF (1987) entnommen werden.

3.2. Atmosphärische Modellierung

Am Max-Planck-Institut für Meteorologie wird als Atmosphärenmodell standardmäßig die „T-21“-Version des Zirkulationsmodells des Europäischen Zentrums für Mittelfristvorhersage (EZMW) verwendet. Es ist ein globales spektrales Modell mit einer Dreiecksabschneidung bei einer Gesamtwellenzahl $n=21$. Dies entspricht einer horizontalen Auflösung von etwa 1000 km, obwohl ein höherauflösendes

Gitter von $5,6^\circ \times 5,6^\circ$ zur Darstellung verwendet wird. In der vertikalen Richtung werden 16 Niveaus, die im unteren Teil auf σ - und im oberen Teil auf p-Flächenn definiert sind, verwendet. Das Modell enthält alle üblichen Parameterisierungen physikalischer Prozesse. Genauere Angaben können den Arbeiten von DÜMENIL und SCHLESE (1987) und FISCHER (1987) entnommen werden.

In den hier beschriebenen Experimenten wurde stets die Meeresoberflächentemperatur als Antrieb vorgegeben. In einem zehnjährigen Kontrollexperiment wurde der klimatologische Jahresgang der Meeresoberflächentemperatur eingesetzt, während in sogenannten Anomalieexperimenten die beobachteten Temperaturen verwendet wurden. In einem 16-jährigen Anomalieexperiment zeigte sich insbesondere in den Tropen ein deutlicher Anstieg der niederfrequenten Variabilität gegenüber dem Kontrolllauf, wobei das typische Erscheinungsbild der Southern Oscillation (s. Abb. 2) nur in diesem Lauf bei Verwendung beobachteter Meeresoberflächentemperaturen vom Atmosphärenmodell simuliert wurde.

Wie bereits erwähnt, eignet sich das ENSO-Ereignis der Jahre 1982/1983 besonders gut zur Verifizierung von Modellen. Im folgenden werden daher Modellergebnisse aus speziellen ENSO-Experimenten präsentiert, bei denen die Meeresoberflächentemperatur für dieses Ereignis in dem tropischen Streifen von 30°N - 30°S vorgeschrieben wurde.

Abbildung 6 zeigt einen Vergleich zwischen der beobachteten (Abb. 6a) und der vom Atmosphärenmodell berechneten äquatorialen Zonalwindanomalie (Abb. 6b) im 850-hPa-Niveau. In den Beobachtungen ist eine mit einer Geschwindigkeit von ungefähr 1 m/s ostwärts wandernde ausgeprägte Westwindanomalie zu sehen. Die Maximalwerte der Zonalwindanomalien liegen bei etwa 10 m/s . In der entsprechenden Simulation (Abb. 6b) findet man die wandernde Westwindanomalie deutlich wieder. Die Maximalwerte der Anomalien sind jedoch um etwa 40 v.H. unterschätzt, was für die Wechselwirkung mit dem Ozean ein nicht zu unterschätzender Modellfehler sein kann.

Der Vergleich zwischen Simulation und Beobachtung für die räumliche Struktur des tropischen Responses auf die Erwärmung im äquatorialen Pazifik ist in Abbildung 7 wiedergegeben. Gezeigt wird hier die Stromfunktion in der

oberen Troposphäre für die Wintersaison (DJF) der Jahre 1982/1983. Sowohl in der Beobachtung (Abb. 7a) als auch in der Simulation (Abb. 7b) erkennen wir deutlich die beiden Antizyklen beiderseits der Äquators in der Nähe der Datumsgränze, die durch die Divergenz der in unteren Schichten aufsteigenden Luftmassen gebildet werden. Zwischen den beiden Antizyklen ist die Strömung längs des Äquators nach Westen gerichtet. In unteren Schichten (nicht gezeigt) finden wir etwa an gleicher Stelle zwei Zyklonen beiderseits des Äquators, wobei die Strömung zwischen diesen ostwärts gerichtet ist (vgl. Abb. 6). Die tropische atmosphärische Antwort auf die Temperaturanomalie im Äquatorialpazifik läßt sich demnach sowohl im Modell wie auch in der Beobachtung gut mit der vertikalen Struktur des 1. baroklinen Modells beschreiben.

Weiter östlich werden vom Modell zwei Zyklonen simuliert, die wir ebenfalls in der Beobachtung angedeutet finden. Die atmosphärische Reaktion besteht somit aus einer Art Quadrupolmuster, das sich auch auf das Gebiet außerhalb des pazifischen Raums erstreckt.

Wie bereits in der Einleitung dargelegt, stellt ENSO in seinen Auswirkungen ein globales Phänomen dar, und es werden dementsprechend auch signifikante Zirkulationsanomalien außerhalb der Tropen beobachtet. Die beobachteten nordhemisphärischen Anomalien des 500 hPa Höhenfeldes im Januar 1983 sind in der Abbildung 8a dargestellt. Wir erkennen zwei ausgeprägte Depressionen, von denen die eine über dem Pazifik und die andere über dem Atlantik liegt. Anomal hoher Druck wurde dagegen über Nordamerika, über dem Mittelmeerraum und über Sibirien beobachtet. Die entsprechende, von CUBASCH (1985) durchgeführte Simulation (Abb. 8b) zeigt einen erstaunlichen Grad an Übereinstimmung mit der Beobachtung. Obwohl die Stärke der Höhenanomalien vom Modell deutlich unterschätzt werden, finden sich doch die Zentren der Anomalien in etwa an den richtigen Stellen, so daß das durch starke ENSO-Ereignisse hervorgerufene Fernwirkungsmuster vom Modell realistisch simuliert wird.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß das T-21-Modell die atmosphärische Antwort auf Meeresoberflächentemperaturanomalien im äquatorialen Pazifik sowohl

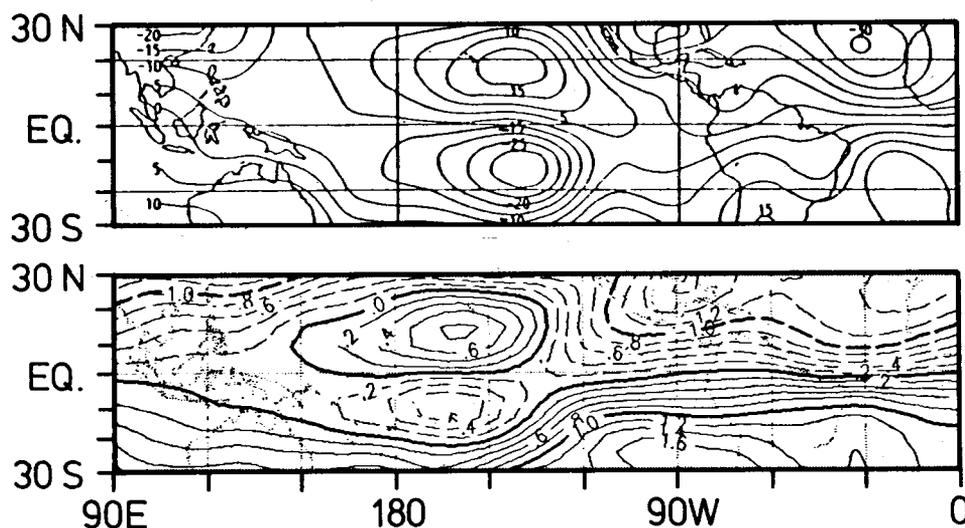


Abb. 7: Muster der anomalen Stromfunktion im 200 hPa Niveau für den Winter 1982/1983 (DJF), a) (oben) beobachtet (nach ARKIN et al. 1983), b) (unten) berechnet.

in den Tropen als auch in den Extratropen im Muster realistisch reproduziert, aber die Amplituden im allgemeinen etwas unterschätzt.

3.3 Modellierung des gekoppelten Systems Ozean-Atmosphäre

Die in den beiden vorangehenden Abschnitten beschriebenen Experimente mit dem Ozean- bzw. dem Atmosphärenmodell zeigen wie auch an anderen Instituten (GFDL, NCAR) durchgeführte Studien, daß die Modelle inzwischen einen Entwicklungsstand erreicht haben, der es sinnvoll erscheinen läßt, mit gekoppelten Ozean-Atmosphärenmodellen das ENSO-Phänomen in seiner Gesamtheit zu studieren. Auch das Fernziel der ENSO-Vorhersage wird nur mit derartigen gekoppelten Modellen zu erreichen sein.

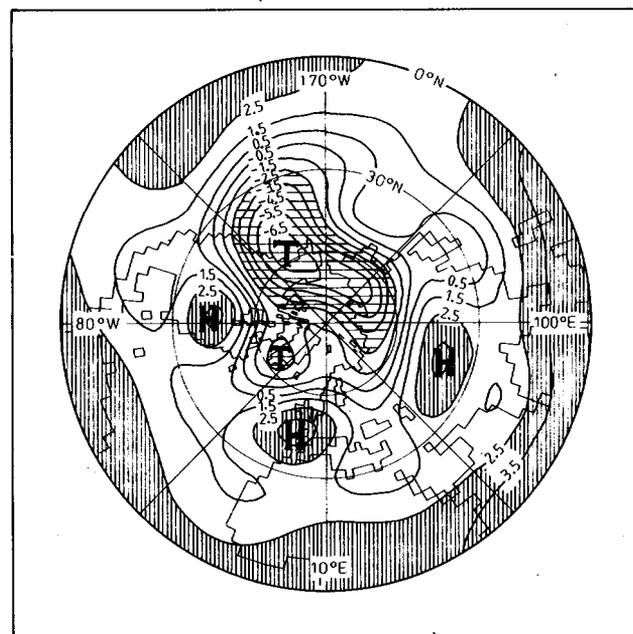
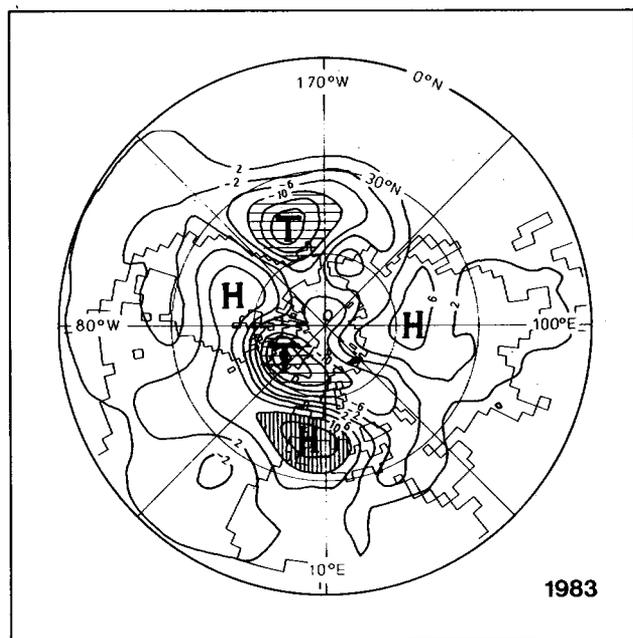


Abb. 8: Anomalien des nordhemisphärischen 500 hPa Höhenfeldes im Januar 1983, a) (oben) beobachtet (Contour Intervall 40m), b) (unten) berechnet (Contour Intervall 10m). Nach STORCH und KRUSE 1985.

In ersten Experimenten mit einem gekoppelten Modell wurde das regionale Pazifikmodell (Abschn. 3.1) und das T-21-Modell des EZMW (Abschn. 3.2) zusammengeköpelt. Außerhalb des tropischen Pazifiks wird die Meeresoberflächentemperatur aus der langjährigen Klimatologie vorgeschrieben, so daß durch eine mögliche, durch die Kopplung induzierte Klimadrift das globale Klima nicht all zu sehr beeinflußt wird.

Die Wechselwirkung im gekoppelten System erfolgt auf zwei Wegen: das Ozeanmodell wird durch den vom Atmosphärenmodell berechneten Windstress angetrieben und gibt seinerseits die so errechnete Meeresoberflächentemperatur an das Atmosphärenmodell zurück. Auf eine Kopplung über den Wärmefluß wurde in der hier beschriebenen Studie noch verzichtet. Das Atmosphärenmodell errechnet sich zwar den Wärmefluß aus der vom Ozeanmodell berechneten Meeresoberflächentemperatur, dieser Wärmefluß wirkt aber nicht zurück auf das Ozeanmodell. Weiterhin werden die interaktiven Größen Windstress und Meeresoberflächentemperatur nach einer Methode von SAUSEN et al. (1988) mit konstanten Korrekturen versehen, um eine Klimadrift während der Integration möglichst gering zu halten.

In einem ersten Experiment wurde zunächst die Antwort des gekoppelten Modells auf eine über dem äquatorialen Westpazifik eingebrachte Westwindanomalie untersucht. Einzelheiten können der Arbeit von LATIF et al. (1988) entnommen werden. Die Windanomalie wirkte einen Monat lang. Danach wurde das gekoppelte Modell für weitere 11 Monate integriert. In einem Vergleichsexperiment wurde das Ozeanmodell im ungekoppelten Modus mit derselben Windanomalie gerechnet, um den Einfluß der Kopplung erfassen zu können.

In Abbildung 9 ist die Entwicklung der Temperaturanomalie an der Meeresoberfläche längs des Äquators als Funktion der Zeit dargestellt. Die Anomalien wurden jeweils als Abweichungen gegenüber Kontrollläufen bestimmt, die ohne die Einbringung einer Windanomalie durchgeführt wurden. Man sieht, daß sich sowohl im ungekoppelten (Abb. 9a) wie auch im gekoppelten Lauf (Abb. 9b) rasch eine positive Temperaturanomalie aufbaut. Durch das abrupte Einbringen der Windanomalie zu Beginn der Experimente werden äquatoriale Wellen ausgelöst, von denen die äquatoriale Kelvinwelle des ersten baroklinen Modes in unserem Modell die größte Amplitude besitzt. Die theoretische Bahn einer ostwärts wandernden Kelvinwelle ist in den Abbildungen 9a und 9b jeweils durch eine gestrichelte Linie angedeutet. Die Propagation der Kelvinwelle ist mit einer Vertiefung der Thermokline und einer positiven Anomalie der zonalen Strömungskomponente an der Oberfläche verbunden, so daß es im Nachlauf der Kelvinwelle durch anomale vertikale und zonale Advektion von Wärme zu einer Temperaturerhöhung kommt. Die maximalen Temperaturanomalien von etwa 5° C werden bereits nach einem Monat bei 150° W erreicht.

Im äußersten Westen des Beckens kommt es zu einer anomalen Abkühlung, die durch starke nach Osten gerichtete Oberflächenströmungen hervorgerufen wird. Durch die Westwindanomalie werden Wassermassen vom Westrand des Modellbeckens weggeschoben, was zu einem ausglei-

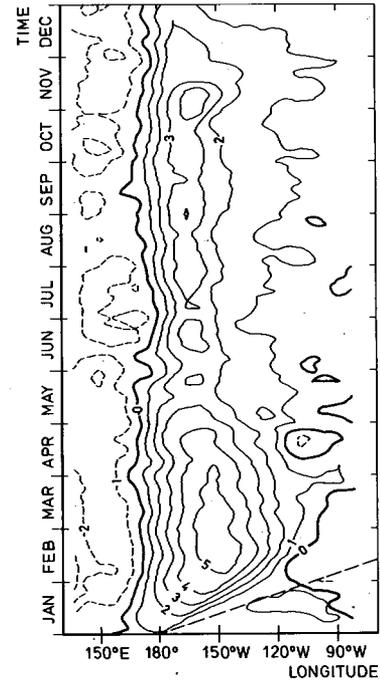
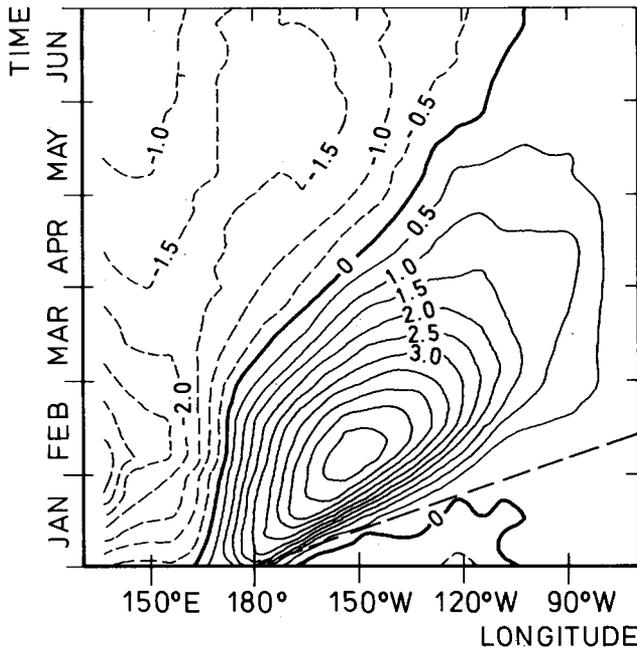


Abb. 9: Zeitliche Entwicklung der Anomalien der Meeresoberflächentemperatur längs des Äquators, a) (links) ungekoppelter Fall, b) (rechts) gekoppelter Fall.

chenden Aufquellen kühleren Wassers aus tiefer gelegenen Schichten führt.

Der wesentliche Unterschied zwischen der Antwort des ungekoppelten und des gekoppelten Ozeanmodells besteht in der Persistenz der Temperaturanomalien. Während im ungekoppelten Fall (Abb. 9a) die Anomalien der Meeresoberflächentemperatur relativ schnell wieder abklingen und nur eine typische Zeitskala von wenigen Monaten besitzen, sind sie im gekoppelten Fall (Abb. 9b) deutlich langlebiger. Die Lebensdauer der Anomalien im gekoppelten Lauf beträgt etwa ein Jahr, was der beobachteten Zeitskala (s. Abb. 3a) recht nahe kommt. Die Erhöhung der Persistenz im gekoppelten Experiment läßt sich folgendermaßen erklären: durch die eingebrachte Windanomalie wird eine positive Anomalie der Meeresoberflächentemperatur im Zentralpazifik aufgebaut. Damit verschiebt sich das wärmste Wasser ostwärts vom Westpazifik in den Zentralpazifik. Als Folge davon verschiebt sich ebenfalls der aufsteigende Ast der Walker-Zirkulation ostwärts und mit ihm das Gebiet stärkster Niederschläge (Abb. 10b). In Bodennähe strömen die Luftmassen längs des Äquators von beiden Seiten in dieses Gebiet ein, so daß sich westlich der Temperaturanomalie starke Westwinde entwickeln (Abb. 10a). Diese Westwinde treiben nach Osten gerichtete Oberflächenströmungen, die am Äquator durch die nichtlineare Impulsadvektion noch intensiviert werden. Wir finden daher längs des gesamten Äquators nach Osten gerichtete Strömungsanomalien, welche die Temperaturanomalien aufrechterhalten.

Obwohl die oben skizzierte Wechselwirkung in wesentlichen Punkten mit dem in Abschnitt 2 beschriebenen, aus Beobachtungsdaten gewonnenen Bild der Wechselwirkung übereinstimmt, sind jedoch auch deutliche Unterschiede zu ENSO-Ereignissen erkennbar. Dazu gehört die Abkühlung des westlichen Pazifik, die durch die undurchlässige Berandung im Westen des Modellbeckens hervorgerufen wird. In der Natur würden die nach Osten geschobenen Wassermassen durch warmes Wasser aus dem Indischen Ozean ersetzt werden, wohingegen im Modell ein Aufquellen kälteren Wassers auftritt. Daher finden wir in der Modellsimulation

einen isolierten Bereich warmen Wassers im Zentralpazifik, während die Beobachtungen eine ostwärtige Ausdehnung des Bereichs sehr warmen Wassers anzeigen.

Ein weiterer Unterschied zu realen ENSO-Ereignissen ist das Fehlen der Wanderung der Anomalien. Während des 1982/1983-ENSO-Ereignisses beobachtete man eine ostwärtige Wanderung ozeanischer und atmosphärischer Anomalien über die gesamte Breite des äquatorialen Pazifiks mit einer Geschwindigkeit von etwa 1 m/s. Die Ergebnisse des gekoppelten Modells hingegen zeigen ein stehendes Muster von Anomalien. Wir finden daher in der Simulation auch nur relativ schwach ausgeprägte Anomalien im Ostpazifik.

Trotz dieser Diskrepanz scheint das gekoppelte Modell den entscheidenden Rückkopplungsmechanismus zu enthalten, so daß künftige Arbeiten auf diesem Modell aufbauen können.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Die am Max-Planck-Institut durchgeführten numerischen Experimente zum ENSO-Phänomen zeigen, daß die durch langsam veränderliche Randbedingungen induzierte niederfrequente Variabilität in Ozean und Atmosphäre von den Modellen realistisch wiedergegeben wird. Anomalien der Meeresoberflächentemperatur konnten bei Vorgabe beobachteter Windfelder als Antrieb erfolgreich simuliert werden (Abb. 4). Umgekehrt konnte das oberflächennahe Windfeld bei Vorgabe beobachteter Meeresoberflächentemperaturen recht gut reproduziert werden (Abb. 6).

Diese Ergebnisse ermutigten zum nächsten Schritt, zur Kopplung beider Modelle. In einer ersten Studie mit dem gekoppelten Modell konnte gezeigt werden, daß die Persistenz von Temperaturanomalien im Ozean entscheidend von der Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre bestimmt wird.

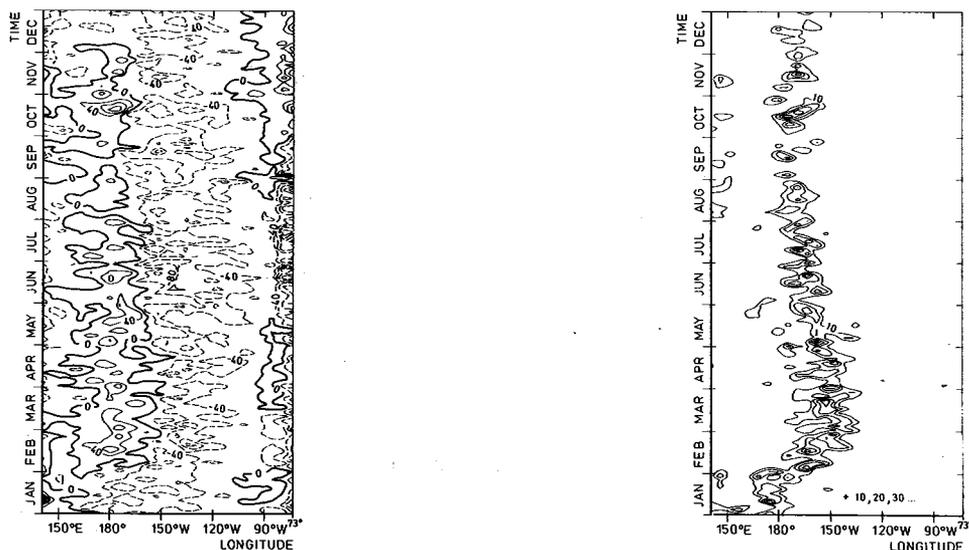


Abb. 10: Zeitliche Entwicklung des zonalen Windstresses (a) (links) und des konvektiven Niederschlags (b) (rechts) längs des Äquators im gekoppelten Fall. Der Isolinienabstand beträgt 40 mPa für den Stress und 10 mm/d für den Niederschlag.

Das hier vorgestellte Ozean-Atmosphärenmodell stellt die erste Stufe in einer Hierarchie hochauflösender gekoppelter Modelle dar. Mit diesem Modell ist geplant, Methoden zur ENSO-Vorhersage zu entwickeln. Dabei sollen die Verfahren im *hindcast mode* erprobt werden.

Als nächste Stufe in der Hierarchie werden die beiden anderen äquatorialen Ozeane, der äquatoriale Atlantik bzw. der äquatoriale Indische Ozean, in das gekoppelte Modell einbezogen. Wie das Korrelationsmuster der Abbildung 2 zeigt, finden sich auch über diesen Ozeanen signifikante ENSO-Korrelationen. Es soll u. a. untersucht werden, inwieweit pazifische Temperaturanomalien über eine geänderte atmosphärische Zirkulation Anomalien in den anderen beiden Ozeanen hervorrufen und ob es dort etwaige Vorboden für ENSO-Ereignisse gibt.

Im nächsten Schritt soll dann ein globales Ozeanmodell verwendet werden (s. Beitr. Nr. 4), um weitere Prozesse im System Ozean-Atmosphäre zu berücksichtigen. Damit könnte die Frage untersucht werden, ob ozeanische Anomalien aus niedrigen (höheren) Breiten in höhere (niedrige) Breiten wandern, oder ob die Ozeane über die Atmosphäre über größere Entfernungen hinweg miteinander wechselwirken.

Die Verifizierung der gekoppelten Modelle erfolgt in erster Linie an Hand von Beobachtungsdaten, die im Rahmen des TOGA-Experimentes gesammelt werden. Schon jetzt kann als Erfolg gewertet werden, daß die vollständige ENSO-Periode des Jahres 1987 im Rahmen des TOGA-Experimentes datenmäßig erfaßt wurde. Ein weiterer Schwerpunkt innerhalb von TOGA, an dem sich das Max-Planck-Institut beteiligt, sind Modellvergleiche mit gekoppelten Modellen verschiedener Forschungseinrichtungen.

Literatur

ARKIN, P. A.; J. D. KOPMAN; R. W. REYNOLDS (1983): 1982-1983 El Niño/Southern Oscillation Event Quick Look Atlas. NOAA/NWS, NMC, CAC, Washington, D. C. 20223

BERLAGE, H. P. (1957): Fluctuations in the general atmospheric circulation of more than one year, their nature and prognostic value. K. Ned. Meteor. Inst., Meded. Verh. 69.

BJERKNES, J. (1966): A possible response of the atmospheric Hadley Circulation to equatorial anomalies of ocean temperature. *Tellus*, 18, S. 820-829.

CUBASCH, U. (1985): The mean response of the ECMWF global model to the El Niño anomaly in extended range prediction experiments. *Atmosphere-Ocean*, 23 (1), S. 43-66.

DÜMENIL, L.; U. SCHLESE (1987): Description of the general circulation model. Climate simulations with the ECMWF T21 model in Hamburg, Large scale atmospheric modelling. Report No. 1, Meteorol. Inst. d. Universität Hamburg

FIRING, E.; R. LUKAS; J. SADLER; K. WYRTKI (1983): Equatorial undercurrent disappears during the 1982-1983 El Niño event. *Science*, 22, S. 1121-1123.

FISCHER, G. (1987): Climate simulations with the ECMWF T21 model in Hamburg, Large scale atmospheric modelling, Report No. 1, Meteorol. Inst. d. Univ. Hamburg.

KÄSE, R. H. (1985): El Niño. *Geowissenschaften in unserer Zeit*, 3, Nr. 4, S. 113-119.

LATIF, M. (1987): Tropical ocean circulation experiments. *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 17, No. 2, S. 246-263.

LATIF, M.; J. BIERCAMP; H. v. STORCH (1988): The response of a coupled ocean atmosphere general circulation model to wind bursts. *J. Atmos. Sci.* Vol. 45, No. 6, S. 964-979.

NIHOUL, J. C. J. (1985): Coupled ocean-atmosphere models. J. C. J. Nihoul, Ed., Elsevier Oceanogr. Ser. 40.

OCEANUS (1984): Volume 27, Number 2, Summer issue.

RASMUSSEN, E. M.; T. H. CARPENTER (1982): Variations in tropical sea surface temperature and surface wind fields associated with the Southern Oscillation/El Niño. *Mon. Weather Rev.* 110, S. 354-384.

RASMUSSEN E. M. (1984): El Niño: The ocean/ atmosphere connection. *Oceanus*, Vol. 27, No. 2.

SAUSEN, R.; BARTHEL, K.; K. HASSELMANN (1988): Coupled ocean-atmosphere models with flux correction. *Climate Dynamics*, 2, S. 145-163.

V. STORCH, H.; H. A. KRUSE (1985): The extratropical atmospheric response to El Niño events - a multivariate significance analysis. *Tellus* 37, S. 361-377.

WALKER, G. T. (1924): Correlation in seasonal variations in weather, IX: a further study of world weather. *Mem. India Meteorol. Dep.* 24 (Part 9), S. 275-332.

Ozeanmodelle

1 Einleitung

Der Ozean wird häufig als das Schwungrad des Klimasystems bezeichnet. Durch seine Fähigkeit, enorme Wärmemengen ohne wesentliche Änderung der Meerestemperatur zu speichern (eine Wasserschicht von nur 2,5 m Dicke speichert soviel Wärme wie die Atmosphäre in ihrer gesamten Höhe), mildert er die jahreszeitlichen Gegensätze und dämpft äußere Einwirkungen auf das Klima. Darüber hinaus transportiert der Ozean größere Wärmemengen polwärts und reduziert somit das Äquator-Pol-Temperaturgefälle. Die Größenordnung des ozeanischen Wärmetransports ist mit dem polwärts gerichteten Transport der atmosphärischen Zirkulation vergleichbar. Er ist aber in konzentrierten Stromsystemen gebündelt und erzeugt dadurch auch starke zonale Temperaturunterschiede. Die wohl auffälligste Auswirkung des ozeanischen Wärmetransports auf unser Klima ist die durch den Golfstrom hervorgerufene, im Vergleich zum westlichen Atlantik um etwa 10° erhöhte Temperatur im östlichen Nordatlantik und in Westeuropa.

Obwohl die thermische Trägheit des Ozeans im allgemeinen dämpfend auf äußere Anregungen des Klimasystems wirkt, kann diese Eigenschaft auch zur Entstehung natürlicher, interner Klimaschwankungen beitragen. Die Aufsummierung von zufälligen kurzzeitigen Wetterschwankungen durch den ozeanischen Wärmespeicher führt zu langperiodischen Schwankungen, die durch Rückkopplungsmechanismen im System Ozean-Atmosphäre noch verstärkt werden können (HASSELMANN 1976; FRANKIGNOUL u. HASSELMANN 1977).

Die Zeitskalen, mit denen der Ozean auf die Atmosphäre reagiert, sind sehr unterschiedlich. In einer groben Aufteilung lassen sich drei Bereiche unterscheiden. Die kürzesten Zeitskalen von Wochen bis zu Monaten treten in der oberflächennahen, etwa 50 bis 100 m tiefen, gut durchmischten Deckschicht auf. Diese Zeitskalen werden durch den lokalen Wärmeaustausch Ozean-Atmosphäre und durch die Wärmekapazität der Deckschicht bestimmt. Unter der Deckschicht liegt eine etwa 500 bis 1000 m starke Schicht, die sogenannte Hauptsprungschicht, mit ausgeprägten vertikalen Temperaturgradienten und hoher Stabilität. Die Zeitskalen dieser Schicht liegen in der Größenordnung von 10 Jahren. Sie werden bestimmt durch die Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Rossbywellen bzw. auch von den Umlaufzeiten der Wassermassen in den großen ozeanischen Gyren, die in der Hauptsprungschicht eingebettet sind. Nur an Küsten oder am Äquator erfolgt eine schnellere Reaktion des Ozeans. Diese Vorgänge werden durch schnelle Kelvin-Wellen, die sich mit der Phasengeschwindigkeit interner Schwerewellen von einigen m/s ausbreiten, bestimmt. Sie durchqueren z. B. den äquatorialen Pazifik in etwa einem Monat und sind maßgeblich an der Entwicklung von El-Niño-Ereignissen beteiligt. Unterhalb einer Tiefe von etwa 1000 m ist die Stabilität bereits so gering, daß nur noch die Advektion sowie Turbulenz die Zeitskalen bestimmen. Bei mittleren Strömungsgeschwindigkeiten in der Größenordnung von mm/s liegen die entsprechenden

Zeitskalen im Bereich von einigen 100 Jahren bis etwa 1000 Jahren.

Das Auftreten so extremer Unterschiede in den Zeitskalen ist darauf zurückzuführen, daß der Ozean als stabil geschichtetes Medium ausschließlich an der Oberfläche angetrieben wird. Tiefreichende Konvektion durch Abkühlung oder Gefrieren des Oberflächenwassers tritt nur in eng begrenzten Gebieten in hohen Breiten auf. Im Gegensatz dazu wird der Hauptteil der Atmosphäre, die Troposphäre, an der Untergrenze sowie im Inneren durch Divergenzen von Wärmequellen angetrieben. Neben den Strahlungsflüssen sorgt besonders die konvektionsbedingte, freiwerdende latente Wärme für einen stetigen, vertikalen Austausch.

2 Spezifische Probleme der Ozeanmodellierung

2.1 Räumliche und zeitliche Auflösung

Bekanntlich läßt sich die atmosphärische Zirkulation realistisch nur mit Modellen simulieren, die genügend Auflösung aufweisen, um synoptische Störungen zu erfassen. Denn der Impuls- und Energietransport durch synoptische Wirbel bestimmt maßgeblich die zelluläre, zonale Struktur der atmosphärischen Zirkulation. Ähnliche *synoptische* quasi-geostrophische Wirbel treten auch in der ozeanischen Zirkulation auf. Allerdings ist der Rossby'sche Deformationsradius, der die Skalengröße der Wirbel bestimmt, im Ozean etwa eine Größenordnung kleiner als in der Atmosphäre, d.h. die Wirbel haben typische Dimensionen im Bereich von 20 bis 200 km. Ein wirbelauflösendes, ozeanisches Zirkulationsmodell müßte somit etwa 100mal mehr Gitterpunkte aufweisen als ein entsprechendes atmosphärisches Modell. Aus Gründen der numerischen Stabilität müßte dann auch der Zeitschritt, bezogen auf die Zeitskala der großskaligen Strömungen, ebenfalls etwa 10 mal kleiner gewählt werden, sodaß eine wirbelauflösende Simulation für den Ozean etwa 1000 mal aufwendiger als für die Atmosphäre ist. Obwohl wirbelauflösende Modelle für begrenzte Gebiete, wie z. B. den Nord-Atlantik, eingesetzt worden sind, kann eine Simulation der globalen ozeanischen Zirkulation mit solchen Modellen auf heutigen Rechnern noch nicht durchgeführt werden.

Diese natürliche Schwierigkeit der Ozeanmodellierung wird jedoch glücklicherweise wieder kompensiert: Im Gegensatz zur Atmosphäre kann eine sinnvolle Simulation der globalen, ozeanischen Zirkulation auch mit Modellen erzielt werden, in denen die Wirbeltransporte nicht explizit aufgelöst, sondern in stark vereinfachter Weise parameterisiert werden. Dies ergibt sich aus dem bestimmenden Einfluß der (in der Atmosphäre fehlenden) geometrischen Berandung der ozeanischen Becken. Die wichtigsten Eigenschaften der globalen, ozeanischen Zirkulation, die westlichen Randströme, das äquatoriale Stromsystem, der Zirkumpolarstrom und die großen Gyren der Hauptsprungschicht, lassen sich ohne Berücksichtigung der Wirbeltransporte verstehen und in erster Näherung quantitativ reproduzieren. In den meisten Meeresgebieten spielen die Wirbeltransporte nur eine untergeordnete Rolle gegenüber den Transporten durch die mittlere Strömung. Vereinfacht dargestellt transportieren die westlichen Randströme warmes Wasser polwärts, dieses kühlt sich in hohen Breiten ab, gelangt mittels Konvektion in den tiefen Ozean, in dem es dann äquatorwärts fließt und

am Äquator wieder aufquillt. Allerdings weichen die einzelnen Ozeane von diesem mittleren Bild erheblich ab. Z. B. fehlt im Nordpazifik die tiefreichende Konvektion nahezu gänzlich aufgrund der selbst während des Winters verbleibenden, hohen Stabilität des oberflächennahen Wassers. Es werden auch größere Wassermassen interhemisphärisch ausgetauscht: im Atlantik fließt kaltes Tiefenwasser über den Äquator nach Süden, während darüberliegendes, wärmeres Wasser nach Norden fließt, verbunden mit einem entsprechend großen, nordwärts gerichteten netto Wärmetransport über den Äquator hinweg.

2.2 Ozeanische Deckschicht

Da der Ozean von der Oberfläche aus angetrieben wird, muß der ozeanischen Deckschicht besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden. Sie ist an die Atmosphäre durch die atmosphärischen Flüsse von Impuls, Wärme, turbulenter Energie und Frischwasser (die Differenz zwischen Niederschlag und Verdunstung) angekoppelt und gibt diese Flüsse modifiziert durch die Speicherung und den horizontalen Transport innerhalb der Deckschicht an den tiefen Ozean weiter.

Typische Dicken für die sommerliche Deckschicht betragen 20 m. Dagegen erreicht die winterliche Deckschicht mehrere 100 m und greift in extremen Fällen, wie in der Umgebung von Grönland, bis zum Meeresboden durch. Die Deckschicht stellt einen Puffer zwischen dem tiefen Ozean und der Atmosphäre dar. Sie schirmt den tiefen Ozean von kurzzeitigen Schwankungen der Atmosphäre im Zeitskalenbereich bis etwa einem Jahr weitgehend ab. In einigen, eng begrenzten Gebieten stellt sie durch tiefreichende, winterliche Konvektion aber wiederum gerade die Verbindung zu den tiefsten Schichten des Ozeans her. Die Dynamik der winterlichen Deckschicht in hohen Breiten bestimmt somit weitgehend die Struktur und die Zeitskalen der langsamen Tiefenzirkulation.

2.3 Meereis

Ebenso wie die Deckschicht ist das Meereis für die ozeanische Zirkulation von Bedeutung, weil es einerseits die Kopplung zwischen Ozean und Atmosphäre in den obersten Meeresschichten der hohen Breiten stark beeinflusst und weil es andererseits über seinen Einfluß auf die Tiefenkonvektion entscheidend auf die Meereszirkulation in tiefen Schichten einwirkt.

Als isolierende Decke unterdrückt das Meereis die Wärmeabgabe des Ozeans an die Atmosphäre. Die Kopplung zwischen dem Meereis und dem Ozean erfolgt durch eine Deckschicht unter dem Eis (s. LEMKE, dieses Heft), deren Dynamik von den Gefrier- und Schmelzvorgängen des Meereises wesentlich bestimmt wird. Der thermische Ausdehnungskoeffizient des Wassers ist bei kleinen Temperaturen relativ gering, sodaß die Stabilität der Deckschicht in hohen Breiten wesentlich stärker durch Änderungen des Salzgehaltes als durch Temperaturänderungen bestimmt wird. Da Meereis nur wenig Salz enthält, wird beim Schmelzen des Eises die Deckschicht frischer und somit stabiler. Umgekehrt wird beim Gefrieren Salz ausgeschieden. Dies bewirkt eine Dichteerhöhung und somit eine Destabilisierung. Diese Destabilisierung trägt wesentlich zur Bildung

von Tiefenkonvektionen am Ende des Winters bei, die die Kaltwasserquelle der Tiefenzirkulation bildet. Übereinstimmend mit diesem Bild zeigten numerische Experimente mit dem globalen, ozeanischen Zirkulationsmodell des Max-Planck-Instituts eine starke Sensitivität der Tiefenzirkulation gegenüber der Form der Behandlung des Meereises im Modell.

Bisher wurden in globalen, ozeanischen Zirkulationsmodellen nur relativ einfache thermodynamische Meereismodelle, in denen der Transport und die interne Dynamik des Meereises unberücksichtigt bleiben, verwendet. Es ist jedoch vorgesehen, realistischere Meereismodelle (s. z. B. LEMKE, dieses Heft) als nächsten Schritt mit den im folgenden beschriebenen dynamischen Zirkulationsmodellen zusammenzukoppeln. Ein vereinfachtes Meereismodell mit Transport und Meereisrheologie wurde bereits in das Isopyknenmodell eingesetzt.

3 Modellentwicklungen

Das heute am weitesten verbreitete, ozeanische Zirkulationsmodell ist das ursprünglich von BRYAN (1969) entwickelte Princeton-Modell. Es basiert auf den primitiven Gleichungen und enthält somit außer den (sehr schnellen) barotropen Schwerewellen, sämtliche Bewegungsformen, die durch die sogenannte „rigid lid“-Näherung unterdrückt werden. Das Modell wurde inzwischen von vielen Gruppen übernommen und z. T. leicht modifiziert, siehe z. B. SEMTNER (1974), COX (1975), HAN (1984), COX (1984).

Ein grundsätzlicher Nachteil von Modellen, die auf primitiven Gleichungen basieren, besteht darin, daß die Mitführung der schnellen externen Schwerewellen einen relativ kleinen Rechenzeitschritt zur Einhaltung der numerischen Stabilitätsbedingungen erfordert. In seiner ursprünglichen Form war das Bryan'sche Modell daher recht rechenzeitaufwendig und für systematische Klimauntersuchungen wenig geeignet (inzwischen wurde allerdings der Rechenzeitaufwand durch verschiedene Verbesserungen, insbesondere durch Einführung von semi-impliziten Verfahren, wesentlich reduziert).

Aus diesem Grunde wurde am MPI bereits relativ frühzeitig die Entwicklung eines für Klimafragestellungen vorgesehenen, ozeanischen Zirkulationsmodells in Angriff genommen, das auf der geostrophischen Näherung basiert. In diesem Modell werden sämtliche schnelle Schwerewellen unterdrückt und lediglich die allein klimawirksamen geostrophisch balancierten, langsam veränderlichen Strömungen (d. h., als Wellenform, die Rossby Wellen) mitgeführt. Dies erlaubt einen wesentlich größeren Zeitschritt (etwa 1 Monat bei einer horizontalen Auflösung von $3\frac{1}{2}^\circ \times 3\frac{1}{2}^\circ$). In der Praxis wird die Filtrierung erreicht durch ein implizites Verfahren, das sämtliche schnelle Wellen stark dämpft. Das Modell soll für Klimauntersuchungen mit einem gekoppelten Ozean-Atmosphären-Modell eingesetzt werden und wurde zur Erstellung des Strömungsfeldes für das globale, ozeanische Kohlenkreislaufmodell des MPI verwendet (MAIER-REIMER u. HASSELMANN 1987; BACASTOW u. MAIER-REIMER 1988; s. a. HEIMANN dieses Heft).

Parallel zur Erstellung des großskalig-geostrophischen Modells der globalen, ozeanischen Zirkulation wurden wei-

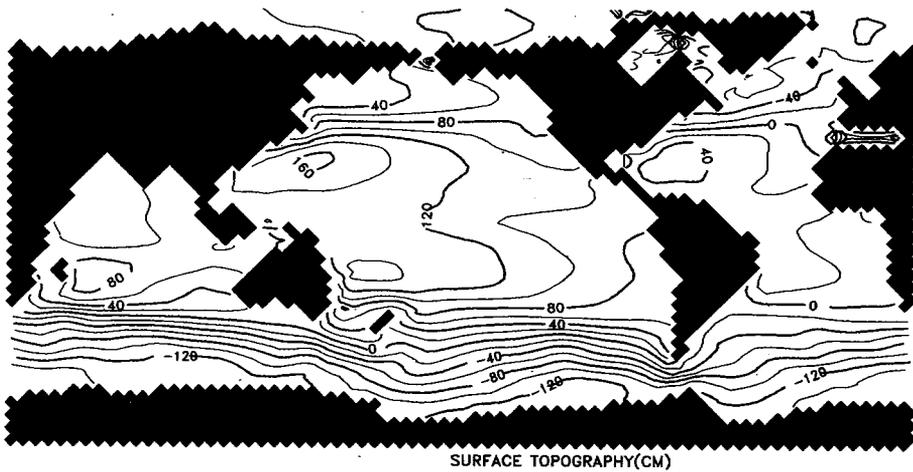


Abb. 1: Dynamische Topographie der Ozeanoberfläche im Eulerschen Modell. Isolinienabstand: 20 cm

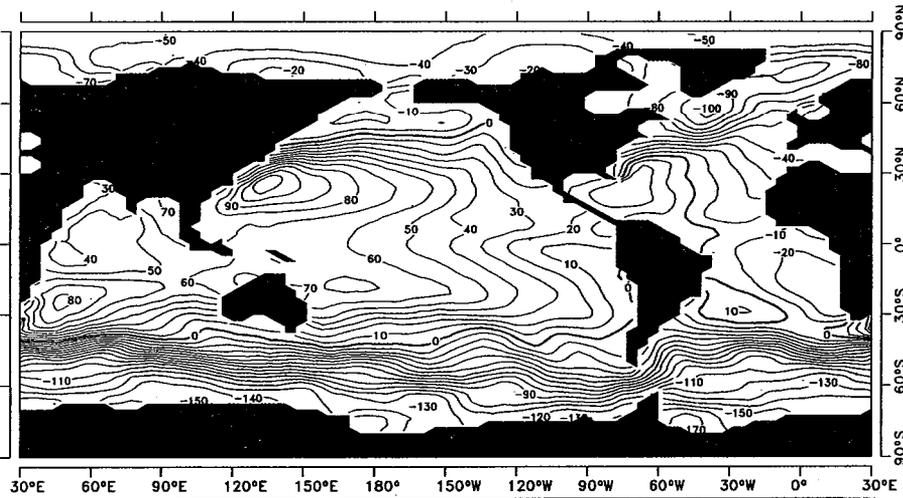


Abb. 2: Dynamische Topographie der Ozeanoberfläche im Hybridmodell. Isolinienabstand: 10 cm

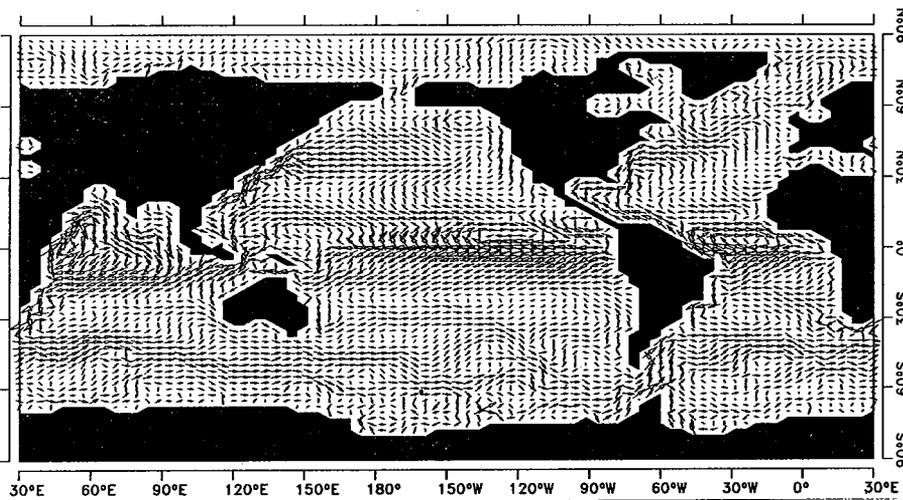


Abb. 3: Oberflächenströmung im globalen Hybridmodell für September.

tere ozeanische Zirkulationsmodelle für spezielle Fragestellungen entwickelt (El Niño, quasi-geostrophische Turbulenz). Ferner wurden alternative numerische Ansätze untersucht, die mit Hilfe von Lagrange- oder Isopyknenkoordinaten eine genauere Beschreibung der Advektion einzelner Wassermassenkörper ermöglichen. Zur Zeit werden fünf verschiedene ozeanische Zirkulationsmodelle am Institut eingesetzt:

1) Das bereits erwähnte globale, geostrophische Zirkulationsmodell mit 10 Schichten und $3\frac{1}{2}^\circ \times 3\frac{1}{2}^\circ$ Auflösung (MAIER-REIMER u. HASSELMANN 1987). Es ist aufgrund seiner langjährigen Entwicklung als ausgetestet zu betrachten (s. hierzu a. HEIMANN, dieses Heft). Das

Modell wird auch für regionale Probleme wie die Nordatlantikzirkulation eingesetzt. Es arbeitet in Eulerschen Koordinaten und enthält ein thermodynamisches Modell des Meereises.

2) Ein primitives Gleichungsmodell (LATIF, MAIER-REIMER u. OLBERS 1985), das mit vereinfachter Physik (z. B. keine Salzeffekte, lineare Zustandsgleichung usw.) zur Simulation von El Niño Ereignissen im Bereich der Tropen (30° S bis 30° N) eingesetzt wird. Die zonale Auflösung des Modells beträgt 6° , während die meridionale Auflösung zwischen $\frac{1}{2}^\circ$ am Äquator und 4° an den nördlichen und südlichen Rändern variiert. Vertikal ist das Modell in 13 Schichten aufgelöst, von denen 10 in den obersten 300 m lie-

gen. Das Modell ist ebenfalls als ausgetestet zu betrachten und wurde bereits erfolgreich für eine Reihe von El Niño Simulationen eingesetzt (s. LATIF dieses Heft).

3) Ein Hybrid-Modell, das unterhalb der obersten Deckschicht in Isopyknenkoordinaten formuliert ist und die Deckschicht als getrenntes System detailliert behandelt. Es enthält ein eigens hierfür entwickeltes, dynamisches Meereseismodell mit vereinfachter, numerisch effizient zu berechnender Rheologie. Das Modell ist bereits weitgehend ausgetestet, und kann sowohl für regionale Probleme, z. B., Nordatlantik-Zirkulation oder das äquatoriale Strömungssystem, als auch für globale Fragestellung eingesetzt werden (OBERHUBER 1988a).

4) Ein quasi-geostrophisches, wirbelauflösendes Modell, das mit Lagrange-Koordinaten arbeitet, d. h. einzelne Wasserkörperelemente verfolgt. Das Modell ist insbesondere für Studien zur Eddy-Aktivität und zur Entwicklung von Fronten geeignet (MAIER-REIMER 1988).

5) Ein ebenfalls quasi-geostrophisches, wirbelauflösendes Modell, das von McWILLIAMS u. a. (1978) übernommen wurde und in konventionellen Eulerschen Koordinaten formuliert ist. Dieses Modell wurde u. a. eingesetzt zur Untersuchung des Einflusses der Meeresbodentopographie auf quasigeostrophische Wirbel im Antarktischen Zirkumpolarstrom.

4 Beispiele einige Simulationen

Die folgenden Beispiele verschiedener Simulationen mit unterschiedlichen Ozeanmodellen sollen einen Eindruck vermitteln, inwieweit ozeanische Zirkulationsmodelle heute bereits sinnvoll für Klimauntersuchungen eingesetzt werden können. Die vor wenigen Jahren noch allgemein geäußerte Ansicht, der Entwicklungsstand ozeanischer Zirkulationsmodelle ließe dies nicht zu, wird heute wohl kaum mehr vertreten: Sowohl atmosphärische als auch ozeanische, globale Zirkulationsmodelle sind inzwischen in der Lage, die wichtigsten Eigenschaften der großskaligen Zirkulation in beiden Medien realistisch wiederzugeben. Auf die eigentliche Anwendung von ozeanischen Modellen für Klimastudien kann an dieser Stelle aber nicht eingegangen werden. Wir verweisen hier auf weitere Beiträge in diesem Heft.

4.1 Globale Zirkulationsmodelle

Das Analogon zum Atmosphärendruck an der Meeresoberfläche in der atmosphärischen Zirkulation ist bei der ozeanischen Zirkulation die Meereshöhe. Der Gradient der Meeresoberflächentopographie bestimmt den Druckgradienten und somit die geostrophische Strömung an der Meeresoberfläche. Abbildungen 1 und 2 zeigen die simulierte globale Meeresoberflächentopographie für das geostrophische und das hybride Zirkulationsmodell. Die Ergebnisse beider Modelle sind qualitativ recht ähnlich, obwohl auch deutlich quantitative Unterschiede zu sehen sind. Die Schwankungen des im Großen und Ganzen realistisch wiedergegebenen Zirkumpolarstroms sind auf die Wechselwirkungen der Strömung mit der Bodentopographie zurückzuführen. Diese ist u. a. empfindlich von der räumlichen Struktur der Dichteschichtung abhängig und wurde von den beiden Modellen offensichtlich etwas unterschiedlich simuliert. In beiden Modellen sind ausgeprägte Randströme (insbeson-

dere Golfstrom und Kuroshio) zu sehen. Allerdings werden diese deutlich unterschätzt (eine allgemeine Schwierigkeit bei nicht wirbelauflösenden Modellen, die hier aber zum Teil auch auf eine unzureichende Auflösung der Meeresbodentopographie im Bereich der Randströme zurückzuführen ist).

In Abbildung 3 ist das zugehörige Strömungsfeld in der obersten Schicht für das hybride Modell dargestellt. In höheren Breiten entspricht die Strömung etwa dem zu erwartenden geostrophischen Strömungsfeld. In niedrigen Breiten, wo die Geostrophie nicht mehr gültig ist, sieht man dagegen den unmittelbaren Einfluß der Passatwinde in der zonalen Ausrichtung der Strömung quer zu den Höhenlinien. Das Strömungsfeld am Äquator ist durch eine starke Baroklinizität gekennzeichnet. Das entsprechende Strömungsbild für eine 150 m Tiefenschicht würde anstelle der starken, westwärts gerichteten Oberflächenströmungen eine starke, ostwärts gerichtete Strömung, den sogenannten Unterstrom zeigen, der ebenfalls von den Modellen richtig simuliert wird (s. a. LATIF, dieses Heft).

Ein wichtiger Test eines Zirkulationsmodells ist die Wiedergabe der Temperatur- und Salzgehaltsverteilung. Da die Temperatur- und der Salzgehalt lediglich an der Meeresoberfläche als Randbedingung vorgeschrieben werden, ist die Tiefenabhängigkeit dieser Größen ein unmittelbarer Ausdruck der dreidimensionalen Struktur der ozeanischen Zirkulation. Die Temperaturverteilung bestimmt ferner in Verbindung mit dem Strömungsfeld die entscheidende, klimawirksame Größe der ozeanischen Zirkulation, den Wärmetransport. Abbildungen 4, 5 und 6 zeigen die vom Hybrid-Modell berechneten, meridionalen Querschnitte der potentiellen Temperatur, des Salzgehalts und der potentiellen Dichte bei 150° W (Pazifik) für Mai, (die potentielle Dichte eines Wasserkörpers ist die Dichte, die der Wasserkörper bei gleicher Temperatur unter atmosphärischem Druck an der Meeresoberfläche annehmen würde). Die Aufwölbung der Isolinien am Äquator durch den Auftrieb des Tiefenwassers ist deutlich zu erkennen, sowie auch die Absinkgebiete in den Subtropen. Eine vergleichbar gute Übereinstimmung mit den in Abbildung 7 und 8 gezeigten, beobachteten Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen (Jahresmittel) liefert auch das geostrophische Zirkulationsmodell.

Abbildungen 9, 10 und 11 zeigen schließlich drei verschiedene Berechnungen der ozean-atmosphärischen Wärmeflüsse an der Meeresoberfläche. Abbildung 9 wurde mit dem geostrophischen, ozeanischen Zirkulationsmodell berechnet, Abbildung 10 mit dem atmosphärischen T21-Zirkulationsmodell des EZMWF, während Abbildung 11 aus 30-jährigen Schiffs-Beobachtungen gewonnen wurde (OBERHUBER 1988 b).

Bei der Wärmeflußberechnung im ozeanischen Zirkulationsmodell wurde die Meerestemperatur vorgeschrieben und der Wärmefluß, der zur Aufrechterhaltung der windgetriebenen Zirkulation benötigt wird, diagnostisch aus der Gleichgewichtszirkulation ermittelt (In der Praxis wurde allerdings nicht genau die Meeresoberflächentemperatur, sondern die Atmosphärentemperatur unmittelbar über der Meeresoberfläche vorgeschrieben, wodurch eine etwas „weichere“ Anpassung an die Randbedingung erzielt

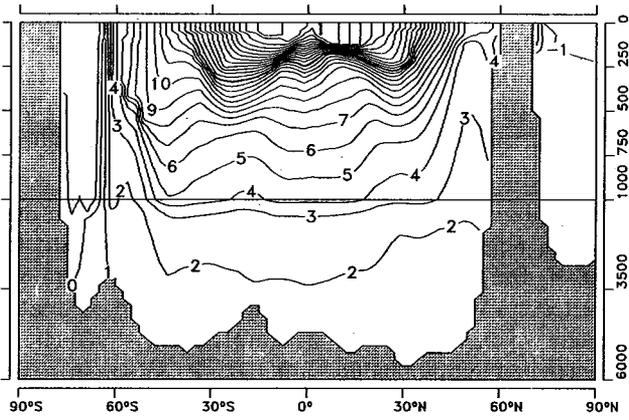


Abb. 4: Meridionaler Querschnitt der potentiellen Temperatur im Hybridmodell bei 150° W für Mai. Isolinienabstand: 1 Kelvin.

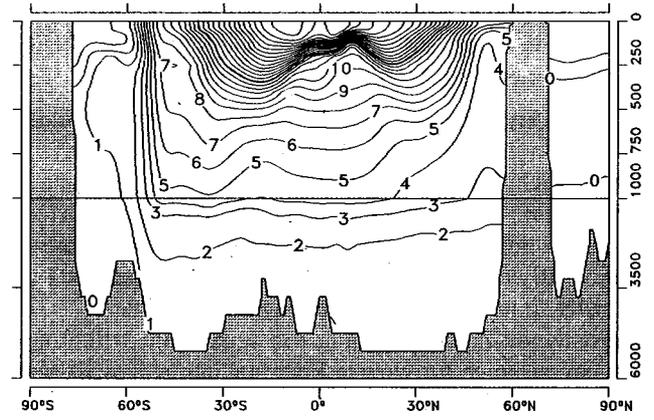


Abb. 7: Meridionaler Querschnitt der potentiellen Temperatur bei 150° W: Beobachtungen (Jahresmittel). Isolinienabstand: 1 K.

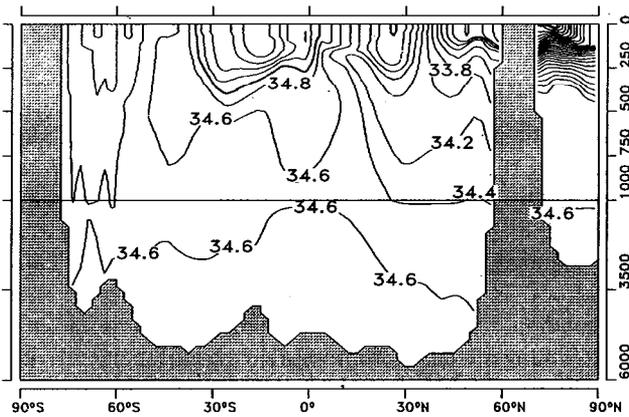


Abb. 5: Meridionaler Querschnitt des Salzgehalts im Hybridmodell bei 150° W für Mai. Isolinienabstand: 0.2 g/kg.

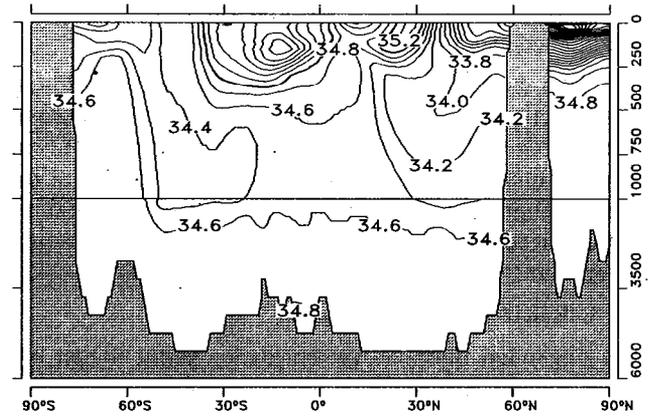


Abb. 8: Meridionaler Querschnitt des Salzgehaltes bei 150° W: Beobachtungen (Jahresmittel). Isolinienabstand: 0.2 g/kg.

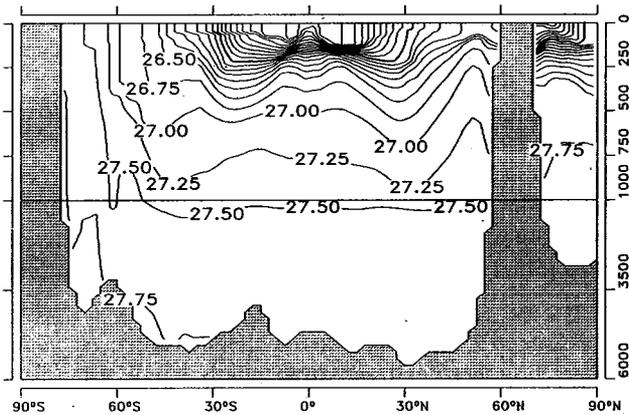


Abb. 6: Meridionaler Querschnitt der potentiellen Dichte im Hybridmodell bei 150° W für Mai. Isolinienabstand: 0.25 kgm⁻³.

wurde). Ähnliche Ergebnisse erbrachte auch das Hybridmodell. In diesem Lauf wurde jedoch nicht die Meeresoberflächentemperatur (bzw. die Atmosphärenoberflächentemperatur) als Randbedingung vorgeschrieben, sondern es wurden sämtliche atmosphärische Daten, die in die Berechnung des Wärmeflusses zwischen Ozean und Atmosphäre eingehen (Wind, Lufttemperatur, Feuchte an der Meeresoberfläche sowie Bewölkung und solare Einstrahlung), vorgegeben und der Wärmefluß dann aus diesen Größen, unter Hinzuziehung der mit dem ozeanischen Modell ermittelten Meeresoberflächentemperatur, berechnet.

Wird bei dieser Berechnung neben den beobachteten, atmosphärischen Größen auch die Meeresoberflächentemperatur als Beobachtungsgröße eingesetzt, so erhält man den in Abbildung 11 dargestellten Wärmefluß. Schließlich zeigt Abbildung 10 den zu Abbildung 9 komplementär berechneten Wärmefluß. Unter Verwendung der beobachteten Meerestemperaturen wurden die atmosphärischen Größen aus einem Klimasimulationslauf mit dem T-21-Modell berechnet.

Obwohl eine allgemeine qualitative Übereinstimmung zwischen den drei Bildern zu erkennen ist (Wärmeaufnahme des Ozeans am Äquator, Abgabe in den Subtropen, im Kuroshio und im Golf Strom) treten doch deutliche Unterschiede hervor. Die Fehlerquellen sind sicherlich bei allen drei Berechnungen zu suchen, nicht zuletzt auch beim T-21-Modell, das (vermutlich wegen seiner relativ geringen Auflösung von 500 bis 1000 km) unzuverlässige Ergebnisse in einigen Schlüsselregionen liefert (wie z. B. im äquatorialen Westpazifik, eine der wichtigsten Energiequellen der atmosphärischen Zirkulation). Eine realistischere Simulation der Wärmeflüsse ist mit dem geplanten Einsatz des doppelt so hoch auflösenden T-42-Modells nach der Beschaffung des vorgesehenen Nachfolgerechners CRAY 2 am Deutschen Klimarechenzentrum zu erwarten.

Ähnliche Unterschiede zwischen den Ergebnissen von ozeanischen und atmosphärischen Zirkulationsmodellen

zeigen sich auch bei der Berechnung der Flüsse von Frischwasser (Verdunstung minus Niederschlag) an der Meeresoberfläche. Bei der Zusammenführung von atmosphärischen und ozeanischen Zirkulationsmodellen in Klimauntersuchungen mit gekoppelten Modellen führen diese Differenzen zu dem störenden Phänomen der Modelldrift. Werden beide Modelle zunächst unabhängig voneinander zum Gleichgewicht gebracht und dann zusammengeführt, so müssen die anfänglich unterschiedlichen Flüsse der beiden Systeme im Augenblick der Ankopplung gleichgesetzt werden. Das gekoppelte System driftet ansonsten zu einem neuen Klimazustand, um die Wärme Flüsse des gekoppelten Systems ins Gleichgewicht zu bringen. Im allgemeinen liegt der neue Gleichgewichtszustand vom beobachteten, heutigen Klima zu weit entfernt, um als Referenzzustand für Klimastudien sinnvoll verwendet werden zu können (Dies liegt daran, daß äußerst hohe Anforderungen an ein „freilaufendes“, gekoppeltes Klimamodell ohne Vorgabe von stabilisierenden Temperaturrandbedingungen gestellt werden. Ein Relativfehler von nur 5% auf der Kelvinskala entspricht z. B. einem nicht akzeptablen Temperaturfehler von $0.05 \times 288^\circ \text{K} = 14^\circ \text{K}$).

Ein Weg zur Lösung des Driftproblems wurde von SAUSEN u. a. (1987) vorgeschlagen. Hierin werden durch Einführung einer sogenannten Flußkorrektur die Differenzen der ozeanischen-atmosphärischen Flußberechnungen ausgeglichen, ohne die Dynamik des gekoppelten Systems ansonsten zu ändern.

4.2 Prozessmodelle

Neben globalen, äquatorialen und regionalen Zirkulationsmodellen, in denen das Hauptaugenmerk auf die Simulation der großskaligen Zirkulation gerichtet wird, sind am MPI auch Studien mit höher auflösenden quasigeostrophischen Modellen zur Untersuchung von kleineren, wirbelndynamischen Prozessen durchgeführt worden. Eine zentrale Fragestellung dieser Untersuchungen ist die Parametrisierung der Wärme-, Salz- und Impulstransporte, die durch die in gröberskaligen Modellen nicht mehr aufgelöst, quasi-geostrophischen Wirbel im Skalenbereich von 20 bis 200 km erzeugt werden. Einen starken Einfluß der Wirbel findet man insbesondere in den westlichen Randströmen und im Antarktischen Zirkumpolarstrom.



Abb. 9: Jahresmittel des Wärme flusses im Eulerschen Modell. Isolinienabstand: 40 Wm^{-2} .

Für diese Untersuchungen werden neben einem konventionellen quasi-geostrophischen Modell (McWILLIAMS u. a. 1987) auch eine Lagrange'sches Modell (MAIER-REIMER 1988) eingesetzt. In Lagrange-Koordinaten kann die Advektion der entscheidenden Erhaltungsgröße der quasi-geostrophischen Strömung, der potentiellen Vorticity (Wirbelstärke), durch das Verfolgen der Bahnen einzelner Wasserkörperelemente wesentlich genauer als im herkömmlichen Euler-Gitter berechnet werden. Das der potentiellen Vorticity zugeordnete Geschwindigkeitsfeld wird dagegen im Modell nach wie vor in einem Eulerschen Gitter berechnet, sodaß in jedem Zeitschritt eine Transformation von Eulerschen zu Lagrange-Koordinaten durchgeführt werden muß. Obwohl das Geschwindigkeitsfeld durch die erforderliche numerische Interpolation etwas geglättet wird, bleibt die Berechnung der Vorticity-Advektion im Lagrange-System frei von jeder numerischen Diffusion. Auf diese Weise läßt sich die Ausbildung der sehr schmalen, zeitlich und räumlich stark variablen Fronten gut simulieren. Diese stellen ein Charakteristikum turbulenter quasi-geostrophischer Randströmung dar.

Abbildung 12 zeigt als Beispiel eine Momentaufnahme der Stromfunktion in der obersten Schicht für eine idealisierte Simulation mit einem Zweischichten-Lagrange-Modell für ein Rechteckbecken. Der Antrieb der Strömung erfolgt durch ein ost-west gerichtetes Windfeld mit meridionaler Scherung (diese Geometrie wird häufig als idealisiertes Prinzipmodell des Nord-Atlantik verwendet). Es stellt sich ein stark gebündelter „Golf Strom“ ein, der durch Instabilität in eine Reihe von Wirbeln zerfällt. Qualitativ ähnliche Ergebnisse können auch mit konventionellen quasi-geostrophischen Modellen erzielt werden (McWILLIAMS, HOLLAND u. CHOW 1978). Eine ähnlich ausgeprägte, scharfe Front läßt sich aber bei vergleichbarem, numerischen Aufwand nicht im konventionellen Eulerschen Gitter erzielen.

5 Zusammenfassung

Die in den letzten Jahren am MPI entwickelten, ozeanischen Zirkulationsmodelle sind inzwischen größtenteils soweit ausgereift, daß sie für Klimauntersuchungen eingesetzt werden können. Das geostrophische Zirkulationsmodell bildet die Grundlage des globalen Kohlenstoff-Kreislaufmodells am Institut (MAIER-REIMER dieses Heft) und wird zur Zeit mit dem T-21-Modell des EZMWF zu einem

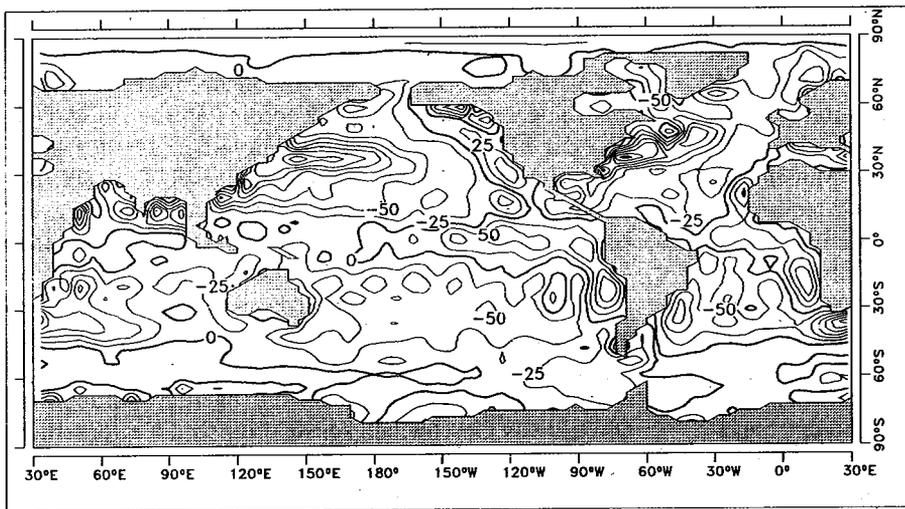


Abb. 10: Jahresmittel des Wärmeflusses im T-21 Modell. Isolinienabstand: 25 Wm^{-2} .

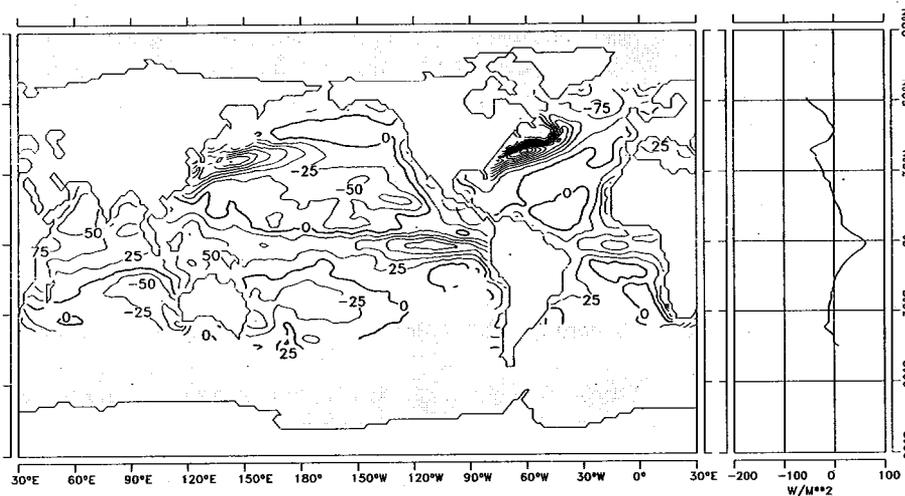


Abb. 11: Jahresmittel des Wärmeflusses abgeleitet aus 30-jährigen Schiffsbeobachtungen. Isolinienabstand: 25 Wm^{-2} . Schattierte Flächen kennzeichnen Gebiete mit zu wenigen Beobachtungen.

gekoppelten Ozean-Atmosphärenmodell zusammengebracht. Das äquatoriale Modell ist ebenfalls mit dem T-21-Modell für El Niño-Simulationen zusammengekoppelt worden.

Längerfristig ist vorgesehen, das geostrophische Modell mit einem EZMWF-Zirkulationsmodell (T-21 bzw. T-42) und den Kohlenstoffkreislaufmodell zu einem kombinierten Atmosphären-Ozean- CO_2 Modell zusammenzukoppeln. Dies würde eine detaillierte Untersuchung der Auswirkung von anthropogenen CO_2 -Emissionen auf das Klima ermöglichen, bei der sowohl der Einfluß des Ozeans bei der Klimaantwort auf den atmosphärischen CO_2 -Anstieg mit einbezogen ist, als auch die mögliche Rückwirkung der Klimaänderung auf die CO_2 -Speicherung im Ozean und in der terrestrischen Biosphäre mitberücksichtigt werden könnte. Als erster Schritt in diesem Programm sind Klimaantwortexperimente auf eine vorgegebene Erhöhung des CO_2 -Gehalts der Atmosphäre mit einem gekoppelten, Ozean-Atmosphären-Modell vorgesehen. Parallel hierzu sollen im Rahmen der Kohlenstoff-Kreislauf-Modellierung die Abhängigkeit der CO_2 -Speicherung im Ozean von Änderungen der ozeanischen Zirkulation untersucht werden. Die letzte Frage ist nicht nur für das Problem der anthropogenen CO_2 -Klimabelastung von Interesse, sondern auch im Bezug auf die beobachteten, starken Änderungen der atmosphärischen CO_2 -Gehalts im Verlauf des Eiszeitzyklus (s. MAIER-REIMER dieses Heft).

Im kürzeren Klima-Zeitskalenbereich von Monaten bis einigen Jahren soll das primitive Gleichungs-Modell für die äquatoriale, ozeanische Zirkulation weiterhin mit dem T-21 (bzw. später T-42)-Modell für El Niño-Untersuchungen eingesetzt werden. Das Modell soll dabei zu einem globalen Modell erweitert werden, eventuell durch Nesten mit dem globalen, geostrophischen Modell. Das Ziel dieser Untersuchungen ist zunächst ein besseres Verständnis des El Niño/Southern Oscillation Phänomens, aber schließlich auch die Entwicklung einer statistisch signifikanten Klimavorhersage in diesem Zeitskalenbereich.

Parallel zum Einsatz bereits erprobter, ozeanischer Modelle in Klimauntersuchungen mit gekoppelten Modellen muß aber auch eine ständige Verbesserung und Weiterentwicklung der Modelle verfolgt werden. Alle Modelle weisen naturgemäß noch spezifische Defekte auf, die durch verbesserte Numerik oder Parameterisierungsansätze zu reduzieren sind. Beim geostrophischen Modell ist die Deckschicht- und Meereis-Darstellung verbesserungswürdig. Diese Aspekte sind im Isopyknen-Modell bereits realistischer erfaßt, das Modell bedarf aber noch einer ausführlichen Verifikation bevor diese vielversprechende neue Formulierung der ozeanischen Zirkulation für umfangreiche Klimauntersuchungen eingesetzt werden kann.

Einen starken neuen Impuls wird die ozeanische Modellierung sicherlich in der nächsten Dekade durch das geplante World Ocean Circulation Experiment (WOCE) erhalten (s.

a. Beitr. 1). Man erwartet von diesem Experiment wesentlich bessere Informationen über den Antrieb des Ozeans an der Meeresoberfläche durch ozeanische Satelliten wie ERS-1, sowie eine bessere Erfassung der Dichteschichtung und des Strömungssystems im Inneren des Ozeans durch ein weltweites, langjähriges Meßprogramm. Eine zunehmend wichtige Rolle wird dabei Tracer-Messungen zufallen, d. h. Messungen radioaktiver Spurenelemente sowie der verschiedenen Komponenten des ozeanischen, biologischen Kreislaufs. Diese geben einen wertvollen Einblick in die Wechselwirkung zwischen der ozeanischen Zirkulation und den

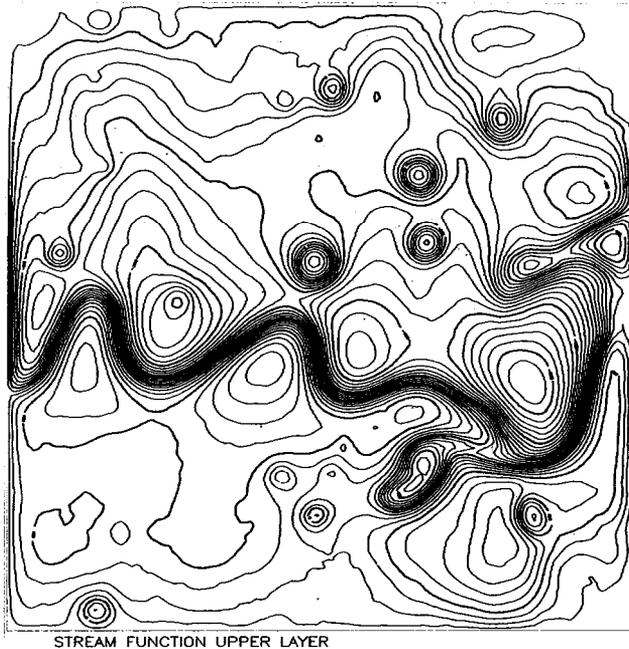


Abb. 12: Stromfunktion im wirbelaflösenden, quasi-geostrophischen Modell (Momentaufnahme). Isolinienabstand: 1 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$).

Stoffkreisläufen im Meer, die allerdings nur mit Hilfe einer Kombination von Zirkulationsmodellen und realistischen dreidimensionalen Tracer- und Stoffkreislaufmodellen quantitativ zu erfassen sind (s. a. HEIMANN u. MAIER-REIMER dieses Heft). Die bisherige Modellentwicklung am MPI ist u. a. auch auf diese künftige Anwendungen hin konzipiert worden.

Die zunehmende Bedeutung interdependenter Datensätze wird schließlich in den nächsten Jahren die Entwicklung einer systematischen Strategie der Modellverifikation erfordern. Anstelle des heute noch üblichen Verfahrens der intuitiven Erprobung verschiedener Parameterisierungsansätze in Modellläufen, die dann mit Beobachtungsdaten subjektiv verglichen werden, wird man verstärkt Invers-Methoden einsetzen, bei denen Modelle durch rechnergesteuerte Anpassung der freien Parameter des Modells an die Beobachtungsdaten systematisch optimiert werden. Obwohl eine wichtige erste Stufe der ozeanischen Modellentwicklung mit dem Einsatz der Modelle in aktuelle Klimauntersuchungen erreicht werden konnte, ist somit auch in den nächsten Jahren mit einer rapiden Weiterentwicklung auf dem Gebiet der numerischen Modellierung der ozeanischen Zirkulation zu rechnen.

6 Literaturverzeichnis

- BACASTOW, R. u. E. MAIER-REIMER (1988): Circulation model of the Ocean Carbon Cycle. DOE Rep. (im Druck).
- BRYAN, K. (1969): A numerical method for the study of the circulation of the world ocean. *J. Compu. Phys.*, 4, 347-376.
- COX, M. D. (1975): A baroclinic numerical model of the world ocean: preliminary results. *Numerical Model of Ocean Circulation*. Nat. Acad. of Sciences, Washington, D.C., 107-120.
- COX, M. D. (1984): A primitive equation three-dimensional model of the ocean. *DFDL Ocean Group Tech. Rept.*, No. 1, GFDL/NOAA, Princeton University, Princeton, 250 pp.
- FRANKIGNOUL, C. u. K. HASSELMANN (1977): Stochastic climate models. Part II: Application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus*, 29, 289-305.
- HAN, Y.-J. (1984): A numerical world ocean general circulation model. *Dyn. Atmos. Oceans*, 8, 141-172.
- HASSELMANN, K. (1976): Stochastic climate models. Part I: Theory, *Tellus*, 28, 473-485.
- LATIF, M.; E. MAIER-REIMER; D. OLBERS (1985): Climate variability studies with a primitive equation model of the equatorial Pacific. *Coupled Ocean-Atmosphere Models*, J.C.J. Nihoul, Ed., Elsevier Oceanogr. Ser., Vol. 40.
- MAIER-REIMER, E.; K. HASSELMANN (1987): Transport and storage of CO_2 in the ocean - an inorganic ocean-circulation carbon cycle model. *Climate Dynamics*, 2, 63-90.
- MAIER-REIMER, E. (1988): Vorticity balance in Gulfstream trajectories. *Ocean Modelling*, 76, im Druck. Me Will . . .
- McWILLIAMS, J. C.; W. R. HOLLAND; J. H. S. CHOW (1978): A description of numerical Antarctic Circumpolar Currents. *Dyn. Atmos. Oceans*, 2, 213-291.
- OBERHUBER, J. M. (1988 a): Atlantik Circulation simulated with an Isopycnal Coordinate General Circulation Model. *Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Report* (im Druck).
- OBERHUBER, J. M. (1988 b): An Atlas based on the 'COADS' data set: The budgets of heat, buoyancy and turbulent kinetic energy at the surface of the global ocean. *Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg. Report* 15.
- SAUSEN, R.; K. BARTHEL; K. HASSELMANN (1987): A flux correction method for removing the climate drift of coupled atmosphere-ocean models. *Max-Planck-Institut für Meteorologie, Report* No. 1, 39 pp.
- SEMTNER, A. J. (1974): An oceanic general circulation model with bottom topography. *Numerical Simulation of Weather and Climate*, Tech. Rept., No. 9, Department of Meteorology, University of California, Los Angeles, 99 pp.

1 Einleitung

Ein dynamischer Zusammenhang zwischen der CO₂-Konzentration in der Atmosphäre und dem Klima wurde schon vor etwa 90 Jahren von S. ARRHENIUS postuliert. Erste Warnungen vor einer anthropogen erzeugten Klimaänderung wurden bereits Ende der dreißiger Jahre ausgesprochen (CALLENDAR 1938); sie wurden 1957 präzisiert, als REVELLE und SUESS darauf hinwiesen, daß die bei Verbrennung von fossilen Energieträgern freigesetzten Mengen an CO₂, obwohl scheinbar verschwindend klein gegenüber den im Ozean vorhandenen Mengen, durchaus in der Lage sein könnten, klimawirksam zu werden. Die Aufnahme von CO₂ durch den Ozean erfolgt nämlich nicht proportional zu den vorhandenen Konzentrationen: aufgrund der Nichtlinearität der chemischen Gleichgewichtsbeziehungen im Ozean entspricht eine relative Zunahme der ozeanischen CO₂-Konzentration um nur ein Prozent einer Erhöhung des atmosphärischen CO₂-Gehaltes um 10%. Im Anschluß an diese Erkenntnis wurde 1958 am Abhang des Vulkans Mauna Loa auf Hawaii mit regelmäßigen CO₂-Messungen begonnen. Seit Beginn dieser Messungen ist der CO₂-Gehalt der Atmosphäre um 10% von 315 (1958) auf 345 (1985) ppm (parts per million) angestiegen.

In den letzten Jahrzehnten wurden noch einige Dutzend weiterer klimawirksamer Spurengase identifiziert (Freone, Ozon, Distickstoffoxid, Methan, ...), deren kumulativer Klimaeffekt nach plausiblen Szenarien in Zukunft etwa dieselbe Größe erreichen könnte wie das CO₂ allein. In Modellrechnungen, in denen die Reaktion des Klimasystems auf eine gegebene Erhöhung der Spurengase untersucht wird, werden diese gewöhnlich nicht isoliert behandelt, sondern entsprechend ihrer Absorptionsfähigkeit als CO₂-Äquivalent. Für realistische Prognosen, die etwa die Grundlage für wirtschaftspolitische Maßnahmen darstellen könnten, ist entscheidend, binnen welcher Frist mit einer als kritisch anzusehenden Erhöhung der atmosphärischen Konzentration der Treibhausgase zu rechnen ist. Für das CO₂ stellt sich diese Frage als das Problem der Einbettung der anthropogenen CO₂-Emission in den natürlichen Kohlenstoffkreislauf. In diesem Beitrag soll lediglich auf den Kohlenstoffkreislauf an sich, aber nicht auf die Auswirkung des CO₂ auf das Klima eingegangen werden (vergl. hierzu Promet 4'85,1'86).

Kohlenstoff ist die Grundsubstanz allen Lebens. Die natürliche Nahrungskette wird eingeleitet durch die Fähigkeit der Pflanzen, in Licht CO₂ aus der Luft zu organischen Verbindungen umzuwandeln. Kohlenstoff tritt in drei Isotopen auf. Dabei entfallen 99% auf das stabile ¹²C, 1% auf das ebenfalls stabile ¹³C und etwa 10⁻¹² auf das radioaktive Isotop ¹⁴C. Letzteres entsteht in der oberen Stratosphäre durch kosmische Strahlung aus Stickstoff. Es zerfällt mit einer Halbwertszeit von 5730 Jahren. In geologisch alten Formationen, wie auch in den Kohle- und Ölvorräten sind die ursprünglichen ¹⁴C-Anteile restlos zerfallen. Da die verschiedenen Isotope von Pflanzen verschieden genutzt werden, und auch unterschiedlich stark aus Wasser entgasen, können aus Analysen von Isotopenverhältnissen wichtige Schlüsse auf

Emissionsgeschichte und ozeanische Umwälzraten gezogen werden, die zur Kalibrierung von Modellen sehr nützlich sind.

Abbildung 1 zeigt schematisch die wichtigsten Umsetzungen von Kohlenstoff im natürlichen Kreislauf und die menschlichen Eingriffe. Die Zahlenangaben bezeichnen Gigatonnen (Gt) Kohlenstoff bzw. Gt Kohlenstoff pro Jahr. Die Emissionen durch Verbrennung von fossilem Material sind recht gut bekannt; die Abschätzungen über den Nettoeintrag aus der terrestrischen Biosphäre sind jedoch sehr unsicher. Der Betrag von 2 Gt/Jahr aus Waldrodungen ist einigermaßen gesichert. Starke Unsicherheiten sind verbunden mit Abschätzungen von Bodenerosion, Humusbildung durch verstärkten Einsatz von Düngemitteln und des Düngeffekts von CO₂ selbst. Da Kohlenstoff den Hauptanteil von pflanzlicher Trockenmasse darstellt, können Pflanzen auf erhöhtes CO₂-Angebot mit verstärktem Wachstum reagieren, wobei sie zudem eine bessere Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Feuchte erzielen. Dieser Effekt ist in Treibhauskulturen (mit notwendig kleinen Pflanzen) eindeutig nachweisbar; inwieweit ausgewachsene Bäume, die den Hauptanteil der terrestrischen Biomasse bilden, ebenso reagieren, ist jedoch offen.

Während der letzten Jahre stieg der atmosphärische CO₂-Gehalt um etwa die Hälfte des fossilen Eintrags von etwa 5 Gt pro Jahr. Die einzige in Frage kommende größere Senke für die Aufnahme der verbleibenden 2½ Gt/Jahr ist der Ozean. Nach dem derzeitigen Wissen über die Ozeanzirkulation wird es für sehr unwahrscheinlich gehalten, daß mehr als die Hälfte des bisherigen Gesamteintrages im Meer aufgenommen wurde. Damit ist eine Obergrenze für die Abschätzungen des Nettoeintrages aus der terrestrischen Biosphäre gegeben. Bei Annahme einer höheren Emissionsrate stellt sich das *missing-sink*-Problem, das in der Literatur ausführlich diskutiert wird.

In den letzten Jahren hat das Interesse der Klimatologen am Kohlenstoffkreislauf einen weiteren Impuls erhalten. Messungen an in Eis eingeschlossenen Luftbläschen haben eindeutig ergeben, daß zumindest während der letzten Glazialperiode (130.000 Jahre) starke natürliche Schwankungen des atmosphärischen CO₂-Gehaltes aufgetreten sind. Langfristig ging die Vereisung parallel mit einer Abnahme von CO₂. Es ist jedoch noch völlig offen, ob und wie eine Kausalität bei dieser eindeutigen Korrelation formuliert werden kann. Es fällt schwer, anzunehmen, astronomische Veränderungen der Erdumlaufbahn z. B. könnten direkt in den Kohlenstoffkreislauf eingreifen und somit über den Treibhaus-effekt Klimavariationen erzeugen. Umgekehrt reicht die mit abnehmender Temperatur erhöhte Löslichkeit von CO₂ im Ozean allenfalls aus, etwa ein Viertel der gemessenen Schwankungen zu erklären. Die bisher vorgeschlagenen Hypothesen zur Erklärung der natürlichen CO₂-Schwankungen während des Glazials haben mehr oder weniger den Charakter von ad-hoc-Annahmen, für die außer dem zu erklärenden Effekt nur wenig weitere Evidenz besteht; keine von ihnen berücksichtigt auch nur annähernd die

GLOBALER KOHLENSTOFFKREISLAUF

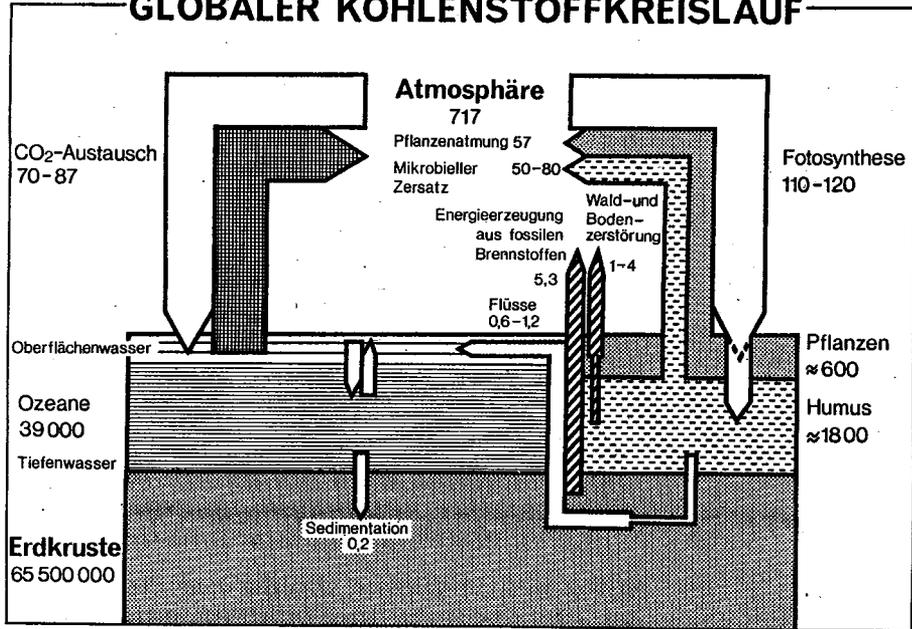


Abb. 1: Schematische Darstellung (DEGENS) des Kohlenstoffkreislaufs. Zahlenangaben in Gigatonnen Kohlenstoff bzw. Gigatonnen Umsatz pro Jahr.

Komplexität der vermutlich entscheidenden Wechselwirkungen im Gesamtsystem Ozean-Atmosphäre-Biosphäre.

Aus denselben Eismessungen ergab sich eine recht genaue Rekonstruktion der Geschichte des anthropogen verursachten CO₂-Anstiegs in der Atmosphäre. Vor Beginn des industriellen Zeitalters lag der mittlere Atmosphärengehalt bei 280 ± 5 ppm. Zur Rekonstruktion des biosphärischen Eintrags von Kohlenstoff seit dieser Zeit wird vor allem das Isotopen-Verhältnis ¹³C/¹²C in Baumringen herangezogen. Das leichtere ¹²C kann besser durch die Zellmembranen der Pflanzen diffundieren; als Folge weist pflanzliches Material gegenüber den anorganisch gebundenen Kohlenstoffmengen ein um 26 Promille reduziertes Verhältnis auf. In den letzten 160 Jahren ist das atmosphärische ¹³C/¹²C-Verhältnis um etwa 1,5 Promille gesunken. Dies liegt daran, daß fossile Energieträger ehemals pflanzliches Material darstellen und somit bei Verbrennung für eine Reduktion im ¹³C/¹²C-Verhältnis in der Atmosphäre sorgen. Da die Abnahme des Verhältnisses gut gemessen werden kann, und da die fossile Emission ebenfalls sehr gut bekannt ist, kann mit Fehlerausgleichsverfahren die biogene Emission als Restterm bestimmt werden.

2 Partialdruck und anorganische CO₂-Chemie/Pufferung

Zur Zeit sind etwa 37.000 Gigatonnen Kohlenstoff im Meer gelöst, während sich 700 Gt in der Atmosphäre befinden. Vom Kohlenstoff im Meer liegt nur etwa 1% als gelöstes

CO₂ vor, das mit dem atmosphärischen CO₂ im direkten Austausch steht; 90% liegen als Bikarbonat (HCO₃⁻), die restlichen 9% als Karbonat (CO₃⁻) vor. Der Partialdruck, der für das Gleichgewicht mit der Atmosphäre die entscheidende Größe darstellt, ist nach dem Henry-schen Gesetz proportional zu der Konzentration von gelöstem CO₂:

$$[\text{CO}_2] = \alpha p_{\text{CO}_2},$$

wobei α die physikalische Löslichkeit bezeichnet. Im Meerwasser finden Dissoziationsprozesse statt:



wobei H⁺ Wasserstoffionen sind. Obwohl ihre Konzentration um mehr als vier Größenordnungen kleiner ist als die der Bikarbonationen, steuern sie die Gleichgewichte. Das Massenwirkungsgesetz fordert (mit konstantem [H₂O]):

$$[\text{H}^+][\text{HCO}_3^-] = K_1[\text{CO}_2]$$

$$[\text{H}^+][\text{CO}_3^{2-}] = K_2[\text{HCO}_3^-]$$

(Die eckigen Klammern geben in der üblichen chemischen Bezeichnungsweise die Konzentrationen an, etwa in mol/l.)

Die Konstanten α , K_1 und K_2 sind stark temperaturabhängig: zwischen 0 und 30 °C nimmt die Löslichkeit um etwa die Hälfte ab, die Dissoziationskonstanten nehmen um die Hälfte zu. Die Gesamtlöslichkeit nimmt mit steigender Temperatur ab, aber sehr viel schwächer als die reine

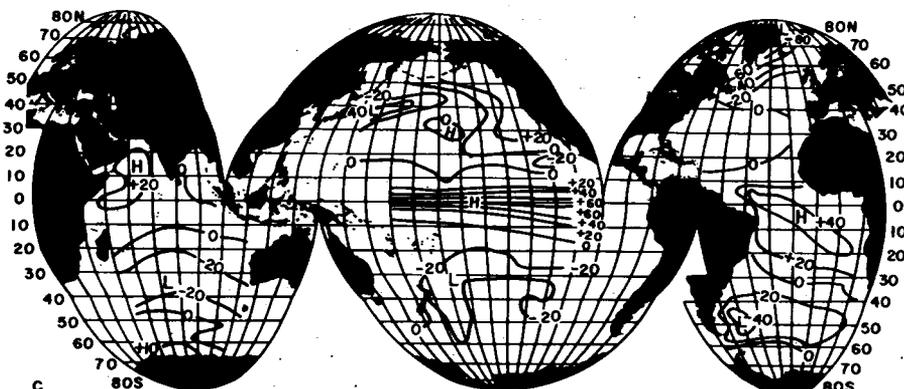


Abb. 2: Partialdruckdifferenz von CO₂ zwischen Ozean und Atmosphäre (TAKAHASHI).

Gaslöslichkeit. Bei gleichbleibendem Partialdruck beträgt die Abnahme der Löslichkeit etwa 0,4%/K.

Die durch regionale Temperaturunterschiede erzeugten Differenzen im Partialdruck werden durch Transporte in der Atmosphäre weitgehend ausgeglichen. In den Auftriebszonen, vor allem um den Äquator gibt aufsteigendes Wasser bei Erwärmung CO₂ ab, das in hohen Breiten bei Abkühlung wieder vom Ozean aufgenommen werden kann. Abbildung 2 zeigt die daraus sich einstellende Verteilung des Partialdruckes an der Oberfläche.

Die Gleichgewichtsreaktion des Ozeans auf einen kleinen Eintrag I aus fossiler Verbrennung läßt sich nun relativ einfach berechnen. Mit den Abkürzungen A = [CO₂], B = [HCO₃⁻], C = [CO₃⁻] und H = [H⁺] erhalten wir für kleinere Änderungen

$$HdB + BdH = K_1 dA$$

$$HdC + CdH = K_2 dB.$$

Die Massenbilanz für den Gesamtkohlenstoff lautet:

$$dA + dB + dC = I.$$

Die noch fehlende vierte Gleichung ergibt sich aus der Erhaltung der elektrischen Ladung:

$$dB + 2dC - dH = 0.$$

Dieses System ist relativ einfach zu lösen. Mit realistischen Werten A = 10⁻⁵, B = 2 x 10⁻³, C = 2 x 10⁻⁴, K₁ = 10⁻⁶, K₂ = 10⁻⁹ und H = 10⁻⁸ mol/l ist dB ≈ 20dA, dC ≈ -10dA und dH ≈ 0.012dA. Damit manifestiert sich das Prinzip von LE CHATELIER: Bei der Aufnahme von CO₂ ändert sich das System derart, daß es die Aufnahmefähigkeit verringert. Mit steigendem CO₂-Gehalt wird das Meer zunehmend sauer, die Speicherfähigkeit für zusätzliche Emissionen nimmt allmählich ab.

Die Beziehung dAdC < 0 gilt auch für die umgekehrte Reaktion: bei Ausfällung von Kalziumkarbonat verhält sich das System so, daß es besser löst, d. h. es wird sauer und der Partialdruck steigt. Das Oberflächenwasser ist zu etwa 300% übersättigt bezüglich der Bildung von Kalziumkarbonat. Die Kristallisation wird vermutlich durch das Vorhandensein von Magnesium und organischem Material behindert; Details eines solchen Mechanismus sind jedoch nicht bekannt. Für den realen Ozean wird die Rechnung modifiziert durch die Auswirkungen von anderen schwach dissoziierenden Säuren, vor allem etwa 4 x 10⁻⁴ mol/l Borsäure. Sie bewirkt, daß die marginale Speicherfähigkeit des Ozeans um etwa 20% zunimmt.

Die oben angegebene sehr einfache Gleichung für Ladungserhaltung wird dabei verallgemeinert zu einer Gleichung für die Alkalinität, d. i. die Gesamtladung der negativen Ionen, die an den hier betrachteten Reaktionen beteiligt sein können. Neben der Summe aller C-Fractionen Σ CO₂ ist die Alkalinität die wichtigste Meßgröße. Mit Festlegung dieser beiden Erhaltungsgrößen und der Gesamtmenge an Bor sind die übrigen Größen eindeutig bestimmt.

Die Angleichung des Ozeanwassers an einen erhöhten atmosphärischen Partialdruck erfolgt natürlich nur an der Oberfläche. Für die effektive Abspeicherung von emittiertem CO₂ ist entscheidend, wie schnell das angereicherte Wasser in die Tiefe gelangt und durch CO₂-ärmeres Wasser

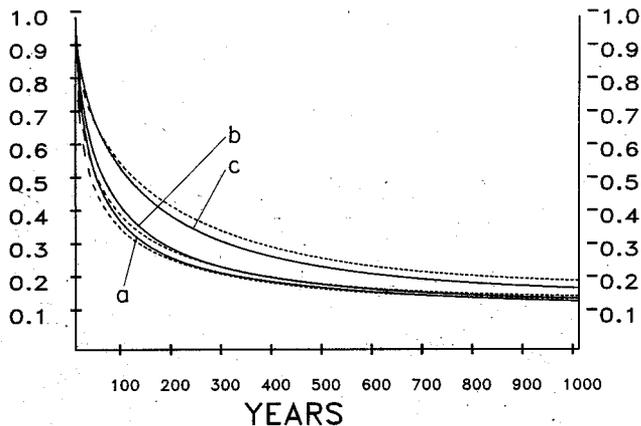


Abb. 3: Abklingverhalten der atmosphärischen CO₂-Konzentration (Greenfunktion) nach einmaliger Erhöhung um 25,100 bzw. 300%. Gestrichelt: Box-Diffusionsmodell von OESCHGER. Ausgezogen: Zirkulationsmodell.

ersetzt wird. In gewissen Grenzen kann das Verhalten des Gesamtsystems bezüglich der letztlich interessierenden CO₂-Konzentration der Atmosphäre durch eine linearisierte Einfluß(Green-)Funktion beschrieben werden. Abbildung 3 zeigt einige experimentell bestimmte Greenfunktionen, ermittelt für plötzliche Erhöhung des Atmosphärengehaltes an CO₂ um 25%, 100% und 300%. Die Kurven wurden errechnet einmal mit dem Box-Diffusionsmodell von OESCHGER und SIEGENTHALER (1983), das an der beobachteten Speicherung von Bombenproduziertem ¹⁴C geeicht wurde (gestrichelt) und mit dem dreidimensionalen Hamburger Zirkulationsmodell (ausgezogen) (MAIER-REIMER und HASSELMANN 1987). Trotz der starken Unterschiede zwischen den Modellen sind die Kurven sehr ähnlich. Bis weit innerhalb der Strichstärke können sie beschrieben werden durch Überlagerung von höchstens 4 Exponentialfunktionen, die ausgezogene Kurve für Verdoppelung etwa durch

$$G(\tau) = 0.142 + 0.088e^{-\tau/1.7y} + 0.206e^{-\tau/19y} + 0.323e^{-\tau/80y} + 0.241e^{-\tau/319y}$$

Die Einzelbeiträge zu dieser Greenfunktion lassen sich direkt interpretieren: 14% verbleiben langfristig in der Atmosphäre, der Ozean nimmt letztendlich 86% auf; 9% werden mit einer Zeitkonstanten von 1.7 Jahren relativ schnell von der jahreszeitlich variierenden Deckschicht aufgenommen, 20% etwas langsamer von der etwa 1 km tiefen Warmwasserlinse oberhalb der Hauptsprungschicht. Die große Masse des tiefen Ozeans nimmt CO₂ nur langsam (80 Jahre Zeitkonstante) bis sehr langsam (319 Jahre Zeitkonstante) auf, je nachdem, wie eng sie mit den Regionen von Tiefenwasserbildung (Nordatlantik und antarktischer Zirkumpolarstrom) verbunden ist.

3 Biotische Modifikationen

Tatsächlich sind die Konzentrationsunterschiede von CO₂ im Meer sehr viel größer als durch die Temperaturunterschiede allein zu erklären wäre. In der euphotischen Zone (die obersten 10-100 Meter des Ozeans, in die hinreichend Licht für Photosynthese eindringt) wird organisches Material gebildet. Dessen elementare Zusammensetzung wird durch die weitgehend konstanten Redfield-Verhältnisse charakterisiert (BROECKER und PENG 1983):

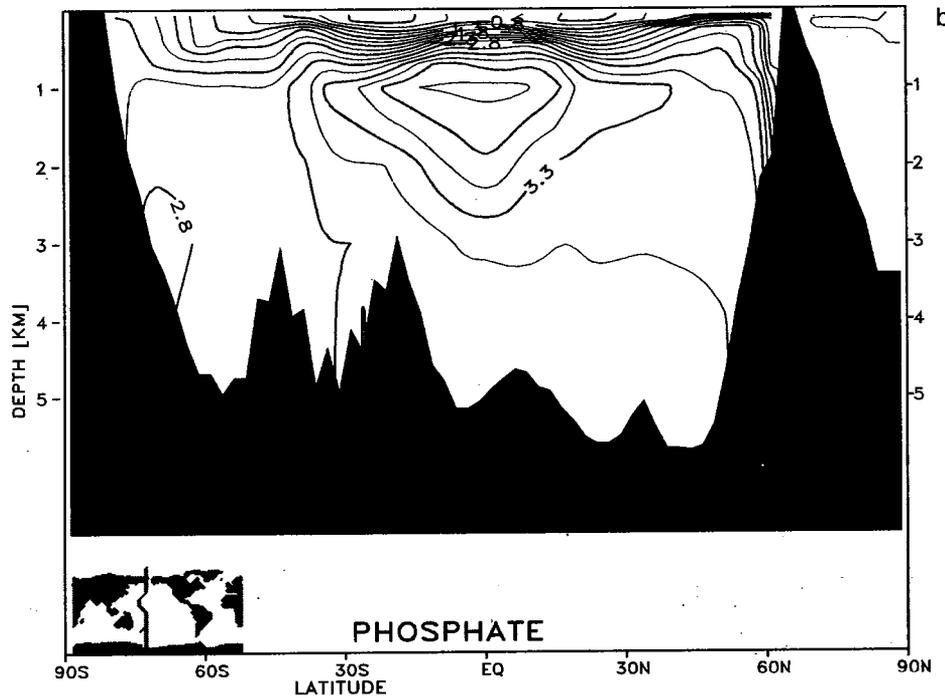
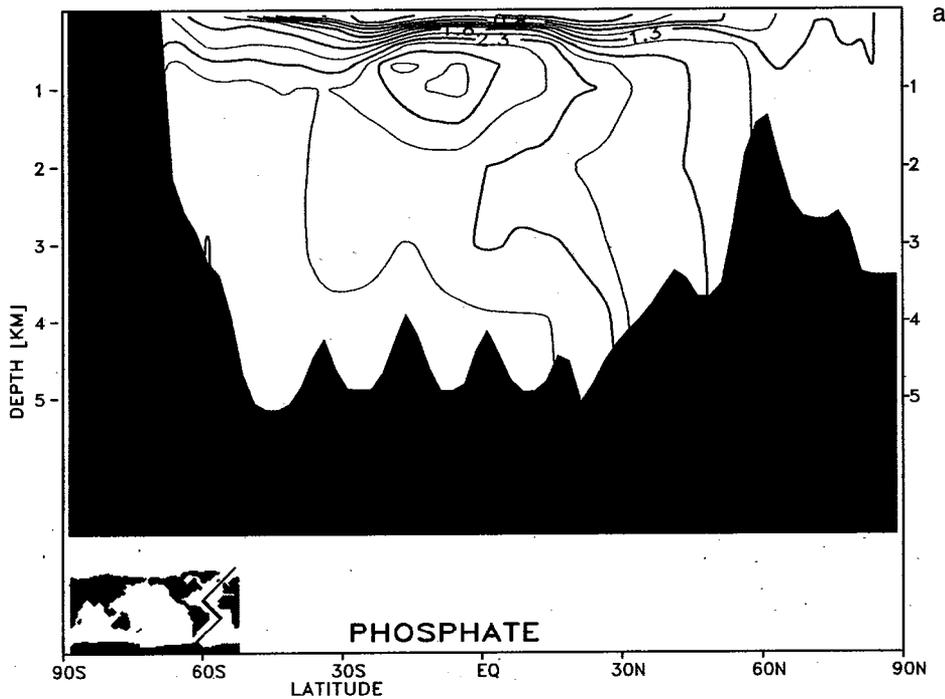


Abb. 4: Simulierte Phosphatkonzentration $\mu\text{mol/l}$ in Atlantik (4a) und Pazifik (4b)

$$\text{P:N:C:O:Ca} = 1:17:133:177:33$$

Eine übersichtliche Darstellung der dabei beteiligten biochemischen Prozesse und Partikelfraktionierung findet sich z. B. bei DEGENS et al. 1981. Die Produktion ist charakterisiert durch große Umsätze bei relativ kleinem Inventar von Biomasse. Die jährlichen Bruttoumsätze betragen etwa das Fünffache des Gesamtbestandes an lebender Biomasse. Eine dem Umsatz von zwei Jahren entsprechende Menge liegt in Form von abgestorbener Biomasse vor (partikulärer Kohlenstoff). Noch etwa zehnmals soviel liegen in Form gelöster organischer Verbindungen vor, die jedoch an der Wechselwirkung mit der Atmosphäre, zumindest auf kurzen Zeitskalen, nicht beteiligt zu sein scheinen.

Für die großräumige Umverteilung von CO_2 ist vor allem von Interesse, wieviel in Form größerer Partikel aus der

euphotischen Zone herausfällt. Diese Menge ist etwa ein Zehntel des Bruttoumsatzes aus Abbildung 1 und steht in Bilanz mit den großräumig von unten nachgelieferten Nährsalzen, vor allem Stickstoff und Phosphor. Die Verteilungen von Stickstoff und Phosphor sind weitgehend ähnlich. Für Bilanzierungen hat es sich eingebürgert, Phosphat als produktionslimitierenden Nährstoff anzunehmen.

Bei den absinkenden Partikeln sind zwei Typen zu unterscheiden: organisches Gewebematerial, bei dessen Bildung Alkalinität produziert wird durch den Einbau von Nitrat; und Kalkschalen, zu deren Bildung Alkalinität entnommen wird. Im globalen Mittel wird etwa viermal soviel Kohlenstoff in Gewebematerial eingebaut, wie in Kalkschalen; das Verhältnis ist jedoch regional sehr unterschiedlich.

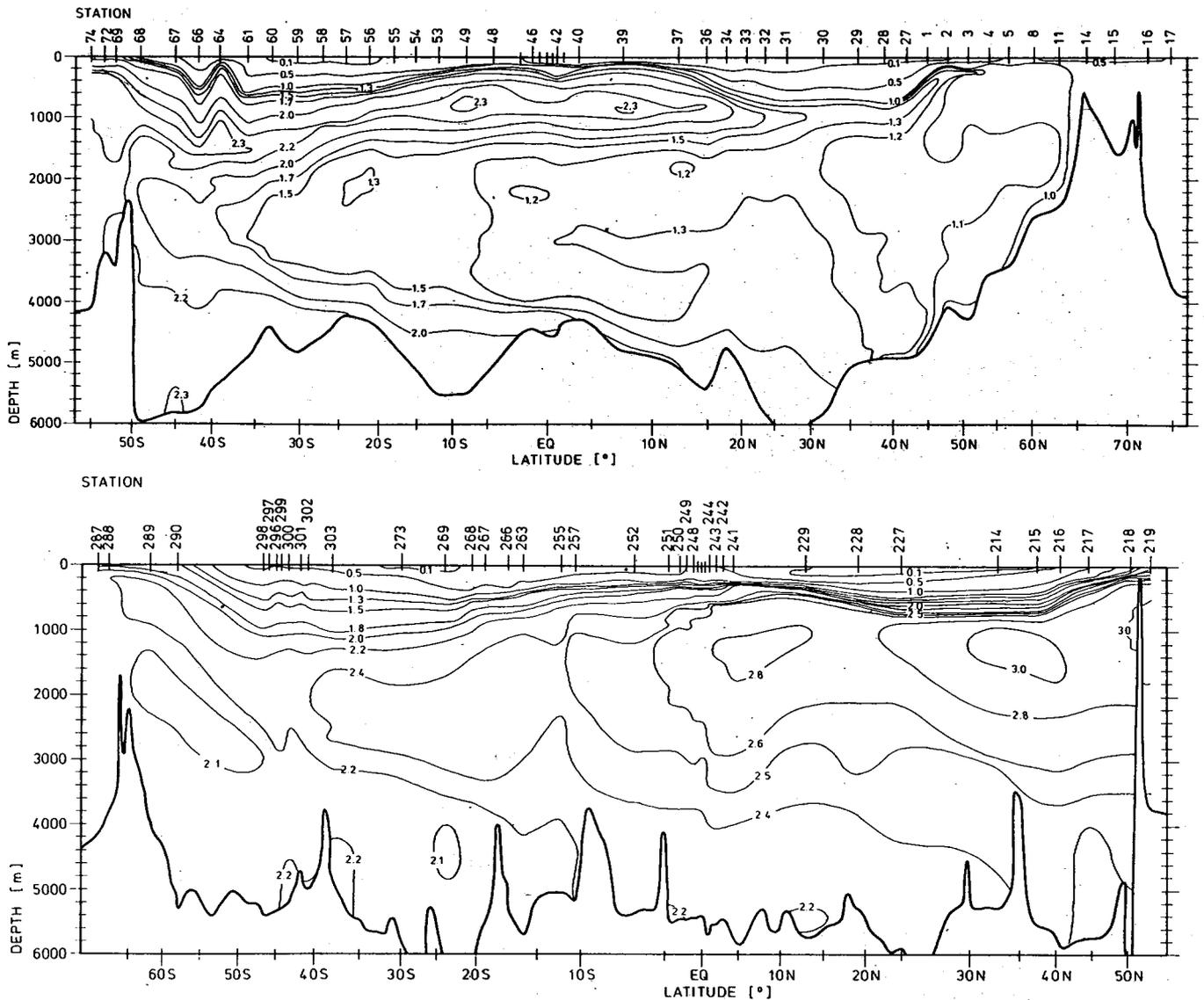


Abb. 5: wie 4, nach GEOSECS-Atlas; oben West-Atlantik, Juli - Dez. 1972; unten West-Pazifik, Sept. 1973 - März 1974.

Insgesamt wirken die biologischen Prozesse somit als Pumpe, die einen Vertikal-Gradienten in der Kohlenstoffkonzentration aufrecht erhält. Der Oberflächengehalt an CO_2 wird reduziert und damit auch der mittlere Atmosphärengehalt. Bei plötzlichem Abschalten aller Biologie würde der Atmosphärengehalt um etwa 50% steigen.

Das Absinken von Gewebematerial kann, bis auf einige Prozent an großen Aggregaten (fecal pellets), charakterisiert werden durch eine exponentielle Eindringtiefe in der Größenordnung 500 m. Es wird bakteriell zersetzt zu den Ausgangsstoffen, wobei Sauerstoff verbraucht wird. Kalkschalen dringen im Mittel tiefer ein. Das Löslichkeitsprodukt von Kalziumkarbonat steigt mit dem Druck; unterhalb von 3 km (im Mittel) ist das Wasser untersättigt, Kalk kann gelöst werden. Es treten zwei Kristallisationsformen von Kalk auf, Kalzit und Aragonit, deren Löslichkeitsprodukte sich zueinander wie 1:1.45 verhalten. Die Löslichkeitsflächen liegen im Mittel 1.5 km auseinander. (Da die Konzentration von Ca^{++} im Meer nahezu konstant ist, wird die Löslichkeit ausschließlich von CO_3 bestimmt.)

Die Übergangszone von Über- zu Untersättigung (Lysokli-

ne) unterlag im Glazialzyklus starken Schwankungen, wie aus dem Kalkanteil im Sediment geschlossen werden konnte. Einige Autoren vermuten, daß in dieser Dynamik der Schlüssel zu den CO_2 -Schwankungen liegen könnte. Ein Teil des abgesunkenen Materials bleibt am Boden liegen und wird im Lauf von einigen tausend Jahren zu Sedimentgestein und somit dem Kohlenstoffkreislauf bis auf weiteres entzogen. Die dadurch gebildete Nettosenke wird langfristig ausgeglichen durch vulkanische Emissionen und Verwitterung von altem Sediment, das durch Bewegungen der Erdkruste zu Kontinentalmaterial umgewandelt wurde. Im Lauf der Erdgeschichte wurde so der Kohlenstoffgehalt des Meeres einige tausend mal umgewälzt. Die obersten 5-10 cm des Sediments stehen jedoch noch mit dem Wasser in Verbindung und stellen somit ein großes Speicherpotential dar, das bei Änderungen der physikalischen Parameter schnell in Reaktionen treten kann.

4 Terrestrische Biosphäre

Die Kohlenstoffumsätze der Landbiosphäre sind etwa

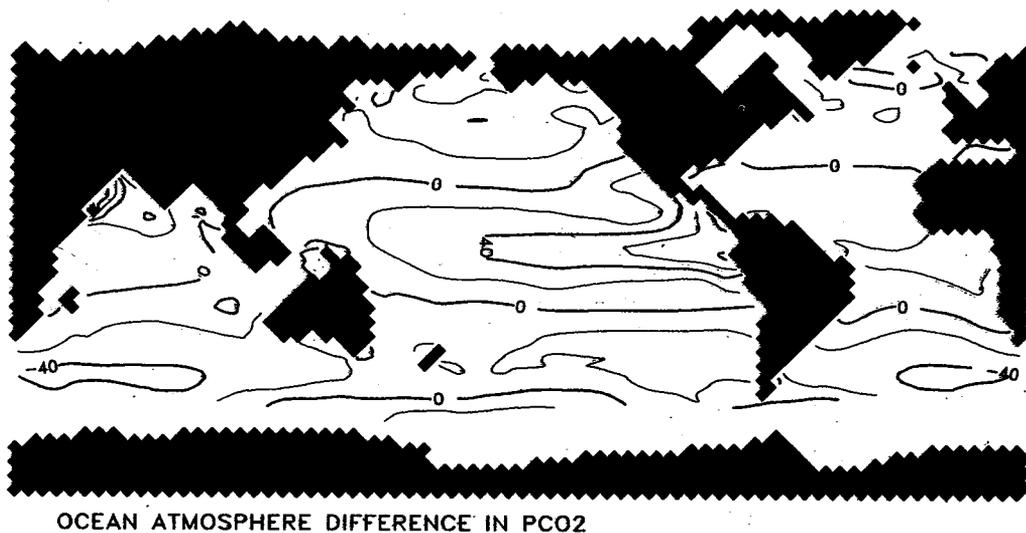


Abb. 6: Simulierte Partialdruckdifferenz (μatm) von CO_2 zwischen Ozean und Atmosphäre.

gleich groß wie die der marinen, jedoch ist der Bestand an lebender Biomasse etwa 100 mal so hoch. Aus Bestand und Umsatz kann ein mittleres Lebensalter von etwa 20 Jahren definiert werden. Die Produktion von Biomasse zeigt auch im globalen Mittel einen ausgeprägten Jahresgang: außerhalb der Tropen ist nur wenig Land auf der Südhalbkugel. Der Jahresgang wird geprägt durch Produktion im Nordsommer, wobei CO_2 aus der Atmosphäre entnommen wird, und anschließende Kompostierung mit Freisetzung von CO_2 . Dieser Zyklus bestimmt den Jahresgang der Mauna-Loa-Kurve. Die entsprechende Kurve für den Südpol weist eine sehr viel geringere Jahresamplitude auf. Durch Rodungen werden dem Untersystem z. Zt. etwa 2 Gt entzogen. Ein Teil davon wird zu Bauholz und Möbeln verarbeitet, und ist damit dem Gesamtsystem fürs erste entzogen; dieser Beitrag ist derzeit nicht zu quantifizieren. Doppelt soviel Kohlenstoff ist im Boden gebunden. Hier sind die globalen Umsatzraten (Humusbildung und Erosion) nur sehr schwer abzuschätzen. Insgesamt werden durch Flüsse etwa 0.3-1 Gt pro Jahr in die Ozeane verfrachtet. Für die künftige CO_2 -Entwicklung der Atmosphäre liegt hier ein beträchtliches Gefahrenpotential: verstärkte Erosion könnte zu einer erheblichen Erhöhung des anthropogenen Nettoeintrages führen. Neben diesen anthropogen erzeugten Prozessen, die die Landbiosphäre als Quelle für CO_2 erscheinen lassen, stellt sie auch ein Potential für eine Senke dar. Untersuchungen an Bäumen haben ergeben, daß in den letzten 30 Jahren die Spaltöffnungen der Blätter kleiner geworden sind (WOODWARD 1987). Durch den erhöhten Partialdruck von CO_2 in der Atmosphäre diffundiert verstärkt CO_2 ins Pflanzeninnere. Dementsprechend können die Öffnungen reduziert werden, um eine gewünschte Menge CO_2 aufzunehmen. Dabei verdunstet weniger Wasser, sodaß der Nutzungsgrad der Feuchte, die in den meisten Regionen für optimales Wachstum zu gering ist, verbessert wird. Pflanzen kombinieren somit eine leicht reduzierte Verdampfungsrate mit einem verstärkten Einbau von CO_2 in Biomasse. Dieser Düngeeffekt von CO_2 scheint zur Zeit die Emission durch Rodung ungefähr zu kompensieren; ohne ihn fällt es sehr schwer, die aktuelle globale Kohlenstoffbilanz zu schließen.

5 Modellierung

Die vorstehend beschriebenen Prozesse des ozeanischen Kohlenstoffkreislaufs wurden am MPI in einem dreidimensionalen Zirkulationsmodell simuliert. Das Modell für die Landbiosphäre wurde von der Arbeitsgruppe Lieth in Osnabrück übernommen (ESSER 1986). Die verschiedenen Speicher sind über ein zonal gemittelttes Einschichtenmodell der Atmosphäre gekoppelt. Die einzelnen Kohlenstoff-Fractionen werden als Tracer mit dem aus dem großskaligen geostrophischen Modell (vgl. OBERHUBER dieses Heft) resultierenden Strömungsfeld transportiert. Zu den Kohlenstoff-Feldern ΣCO_2 , partikulärer Kohlenstoff und Kalziumkarbonat, jeweils als ^{12}C , ^{13}C und ^{14}C kommen noch Alkalinität, Phosphat und Sauerstoff als Tracerfelder. Zur Verifikation des Strömungsmodells liefert der Vergleich dieser modellierten Felder mit den ent-

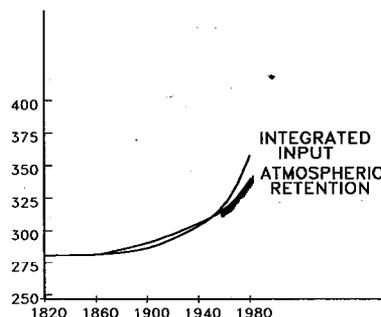


Abb. 7: Rekonstruktion des historischen Anstiegs von CO_2 in der Atmosphäre und die Messungen der Mauna Loa Station.

sprechenden Beobachtungen sehr viel schärfere Kriterien, als der Vergleich der dynamisch aktiven Verteilungen von Temperatur und Salz allein (vgl. HEIMANN, dieses Heft). Insbesondere treten die Unterschiede im Massenaufbau zwischen den großen Ozeanen, die den Ozeanographen seit langem bekannt sind, durch ihre Auswirkungen über das Strömungsfeld in den Tracerfeldern sehr viel deutlicher hervor.

Abbildung 4 zeigt die simulierte Verteilung von Phosphat in zwei Schnitten durch Atlantik und Westpazifik, die mit den 1973 während der GEOSECS-Kampagne gewonnenen Profilen (Abb. 6) vergleichbar sind. Die Verteilung von Phosphat, dem limitierenden Nährstoff, bestimmt die

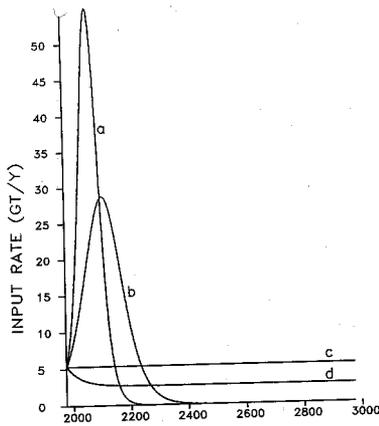


Abb. 8a: 4 Emissionsszenarien für die Zukunft.

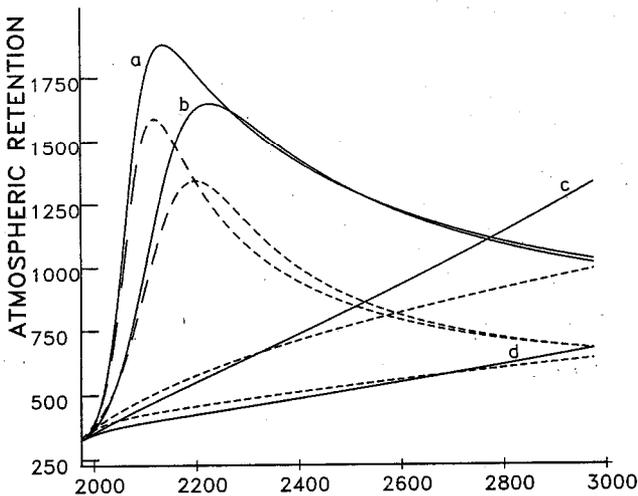


Abb. 8b: Anstieg der atmosphärischen CO₂-Konzentration in der Zukunft als Reaktion auf die Szenarien von Abb. 8a. Ausgezogen: aus Zirkulationsmodell; gestrichelt: mit der Greenfunktion b aus Abbildung 3 ermittelt.

Produktivität und damit den gesamten biogenen Kohlenstoffkreislauf. Die Struktur dieser Verteilungsform ist ein hervorragender Indikator für die Unterschiede zwischen den Zirkulationsmustern der Ozeane, die für das Klima von großer Bedeutung sind. Sie wird bestimmt durch die Verlagerung von Phosphat aus der warmen oberen Schicht in kälteres Tiefenwasser durch die biologische Pumpe und den gleichzeitigen Transport des nach unten gelangten Phosphats durch die (vorwiegend horizontalen) Meeresströmung. Die atlantische Zirkulation ist, im zonalen Mittel, gekennzeichnet durch eine ausgeprägte Strömung quer zum Äquator, verbunden mit einem starken Wärmetransport, während der Pazifik nahezu symmetrisch bezüglich des Äquators zirkuliert. Abbildung 6 zeigt die simulierte Partialdruckdifferenz von CO₂ zwischen Ozean und Atmosphäre. Die Übereinstimmung mit Abbildung 2 ist offensichtlich.

In einer reduzierten Form wurde das Modell überprüft an der Reproduzierbarkeit der historischen CO₂-Entwicklung; Daten über die Landnutzungsemissionen wurden den FAO-Statistiken entnommen. Das Ergebnis ist in Abbildung 7 dargestellt. Die rodungsbedingten Umlagerungen im System wurden dabei nicht dem input zugerechnet, sodaß der atmosphärische Anstieg zunächst größer ist, als der rein industrielle Eintrag. Abbildung 8b stellt die Aufnahmefähigkeit des Ozeans bei unveränderter Bio-

sphäre für einige Emissionsszenarien (Abb. 8a) dar. Zwei *logistische Szenarien* sind charakterisiert durch anfänglich exponentielles Wachstum (2.35% und 4.5%), das bei schwindenden Ressourcen später reduziert wird. Szenario 3 unterstellt gleichbleibende Emission auf dem Stand von 1985, während in Szenario 4 ein allmählicher Rückgang auf die Hälfte des Wertes von 1985 angenommen wird. Wie aus den Responsekurven deutlich zu sehen, nimmt der Ozean mit geringerem Wachstum überproportional mehr auf.

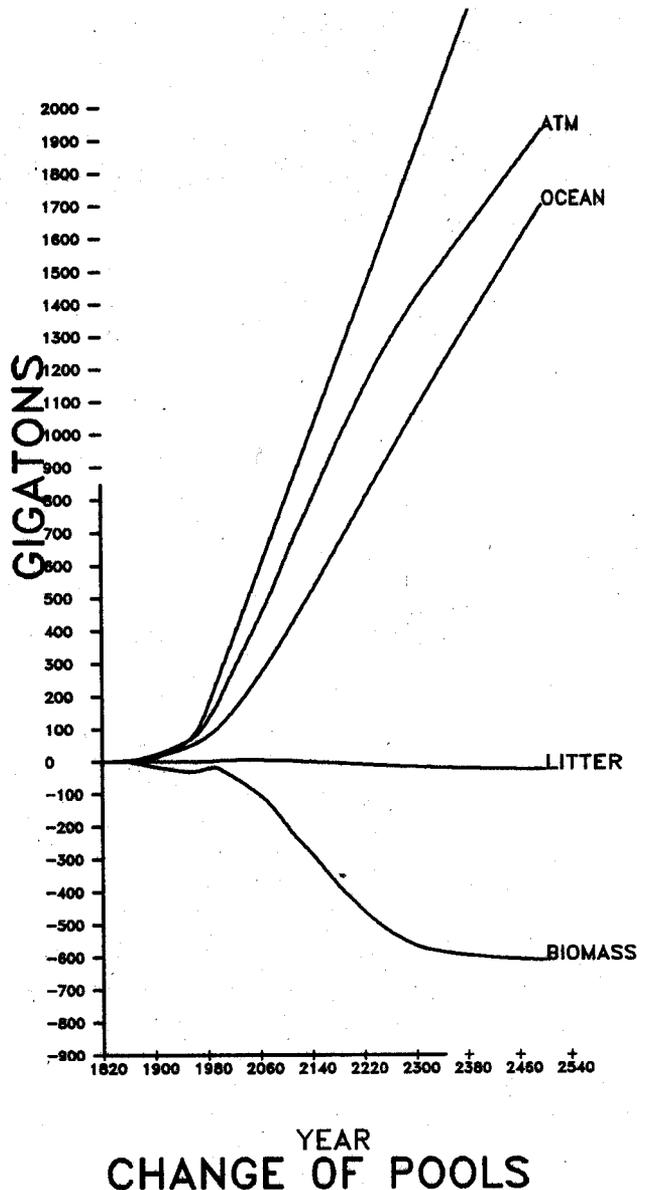


Abb. 9: Kohlenstoffbilanz bei rigoroser Landnutzung und Nullwachstum in der Energieerzeugung.

Abbildung 9 schließlich zeigt die Entwicklung der Hauptspeicher für ein Szenario mit stark zunehmender Landnutzung bei konstanter Emission auf dem Niveau von 1986. Bei diesem Szenario wurde angenommen, daß in den nächsten zweihundert Jahren die Erdbevölkerung auf etwa 20 Milliarden Menschen anwächst. Zu ihrer Ernährung müßten nahezu alle Landflächen, die überhaupt kultivierbar sind, einer regelmäßigen landwirtschaftlichen Nutzung unterliegen. Die Gesamtmasse an pflanzlich gebundenem Kohlenstoff würde sich dabei von 650 Gt heute auf weniger als 150 Gt reduzieren.

Literatur

- BOLIN, B.; DÖÖS, B. R.; JÄGER, J. (Ed.): The Greenhouse effect, Climatic change, and Ecosystems, 541 S. SCOPE 29, John Wiley & sons, 1986.
- BROECKER, W. S.; T. H. PENG: Tracers in the Sea. Eldigio Press, Lamont-Doherty Geological Observatory, Palisades N. Y., 690 S., 1982.
- CALLENDAR, G. S.: The artificial production of carbon dioxide and its influence on temperature, QJRMS 64, S. 223-228, 1938.
- DEGENS, E. T.; KEMPE, St.; A. SPITZY: Carbon dioxide, a global biogeochemical portrait. In: Hutzinger, O. (Ed) The Handbook of environmental Chemistry, Vol 1/C. Berlin, Heidelberg, New-York, 1984.
- ESSER, G.: Sensitivity of global carbon pools and fluxes to human and potential climatic impacts, Tellus 39B, S. 245-260, 1986.

- MAIER-REIMER, E.; K. HASSELMANN: Transport and storage of CO₂ in the Ocean – an inorganic ocean-circulation carbon cycle model, Climate Dynamics 2, S. 63-90, 1987.
- REVELLE, R.; H. E. SUESS: Carbon dioxide exchange between atmosphere and ocean and the question of an increase of atmospheric CO₂ during the past decades, Tellus 9, S. 18-27, 1957.
- SIEGENTHALER, U.; H. OESCHGER: Uptake of excess CO₂ by an outcrop diffusion model of the ocean. J. Geoph. Res. 88, C2, 3599-3608, 1983.
- TRABALKA, J. R.; D. E. REICHLER (Ed): The changing Carbon Cycle A Global Analysis 592 S. Berlin, Heidelberg, New York 1986.
- WOODWARD, F. I.: Stomatal numbers are sensitive to increases in CO₂ from pre-industrial levels, Nature 327, 617-618, 1987.

6

M. HEIMANN

Atmosphärische und ozeanische Spurenstoffe

1 Einleitung

Unter dem Begriff Spurenstoff oder Tracer seien hier Substanzen verstanden, die *passiv* im Strömungsfeld der Atmosphäre oder des Ozeans mitgeführt werden. Auf die hydrodynamischen Tracer (z. B. Temperatur, Salzgehalt, Vortizität u. a.), welche aktiv die Zirkulation beeinflussen, soll in diesem Beitrag nicht eingegangen werden. Spurenstoffe lassen sich unter verschiedenen Gesichtspunkten betrachten:

1. Ein Spurenstoff an sich kann von Interesse sein, weil er zum Beispiel die Strahlungsbilanz in der Troposphäre beeinflusst, in die troposphärische Luftchemie eingreift oder einen Indikator menschlicher oder biosphärischer Aktivitäten darstellt. Zwei Fragestellungen lassen sich dann unterscheiden:

- (a) Welche raumzeitliche Verteilung der Konzentration ergibt sich aufgrund einer bestimmten Quellen- und Senkenverteilung eines Spurenstoffes?
- (b) Was läßt sich über Auf- und Abbauprozesse aus Beobachtungen der Konzentrationsverteilung eines Spurenstoffes folgern?

Beide Problemstellungen lassen sich durch Simulation der Verteilung des Spurenstoffes mit Hilfe eines Transportmodelles der Atmosphäre oder des Ozeans angehen.

2. Sind andererseits die Quellen und Senken eines Spurenstoffes bekannt, so kann aus der gemessenen Konzentrationsverteilung des Spurenstoffes auf Transportvorgänge im Trägermedium (Atmosphäre oder Ozean) zurückgeschlossen werden. Dies kann auf zwei Arten geschehen:

- (a) Ein vorliegendes Transportmodell oder Zirkulationsfeld kann überprüft werden, indem die Verteilung des Spurenstoffes mit dem Modell simuliert und das resultierende Konzentrationsfeld mit Beobachtungen verglichen wird.

- (b) Aus der gemessenen raumzeitlichen Verteilung eines oder mehrerer Spurenstoffe kann auch versucht werden, das Geschwindigkeitsfeld des Trägermediums direkt zu berechnen. Da dieses Vorgehen im allgemeinen nicht eindeutig ist, sind zusätzliche Angaben über die zulässige Form der Lösung notwendig. Dieses Verfahren wird oft als „inverse Modellierung“ bezeichnet und spielt bei der Ermittlung der Ozeanzirkulation eine wichtige Rolle (WUNSCH und MINSTER, 1982).

In diesem Beitrag sollen Spurenstoffe vorwiegend unter dem Aspekt der Überprüfung der Modellierung von Transportvorgängen in globalen Transport- und Zirkulationsmodellen betrachtet werden. Dafür eignen sich in erster Linie Spurenstoffe, die folgende Eigenschaften aufweisen:

- Die Konzentrationsverteilung des Tracers sollte charakteristisch sein für die zu erfassenden Transportprozesse; d. h. im interessierenden raumzeitlichen Bereich sollten genügend große Konzentrationsunterschiede auftreten.
- Die Verteilung der Quellen und Senken des Spurenstoffes sollte hinreichend genau bekannt sein. Innerhalb der Atmosphäre, bzw. des Ozeans sollte der Spurenstoff sich „quasi-konservativ“ verhalten, d. h. er sollte entweder keine oder nur durch gut bekannte und mathematisch einfach zu behandelnde physikalische, chemische und/oder biologische Auf- und Abbauprozesse verändert werden (z. B. radioaktiver Zerfall).
- Aus praktischen Gründen stellt sich schließlich die Anforderung, daß sich der Spurenstoff kostengünstig, hinreichend genau und genügend oft im interessierenden Bereich messen läßt.

Eine Vielzahl von Spurenstoffen steht heute zur Verfügung um Transportprozesse in der Atmosphäre und im Ozean zu dokumentieren. Im Abschnitt 2 soll zunächst auf einige grundlegende und technische Fragen zur numerischen

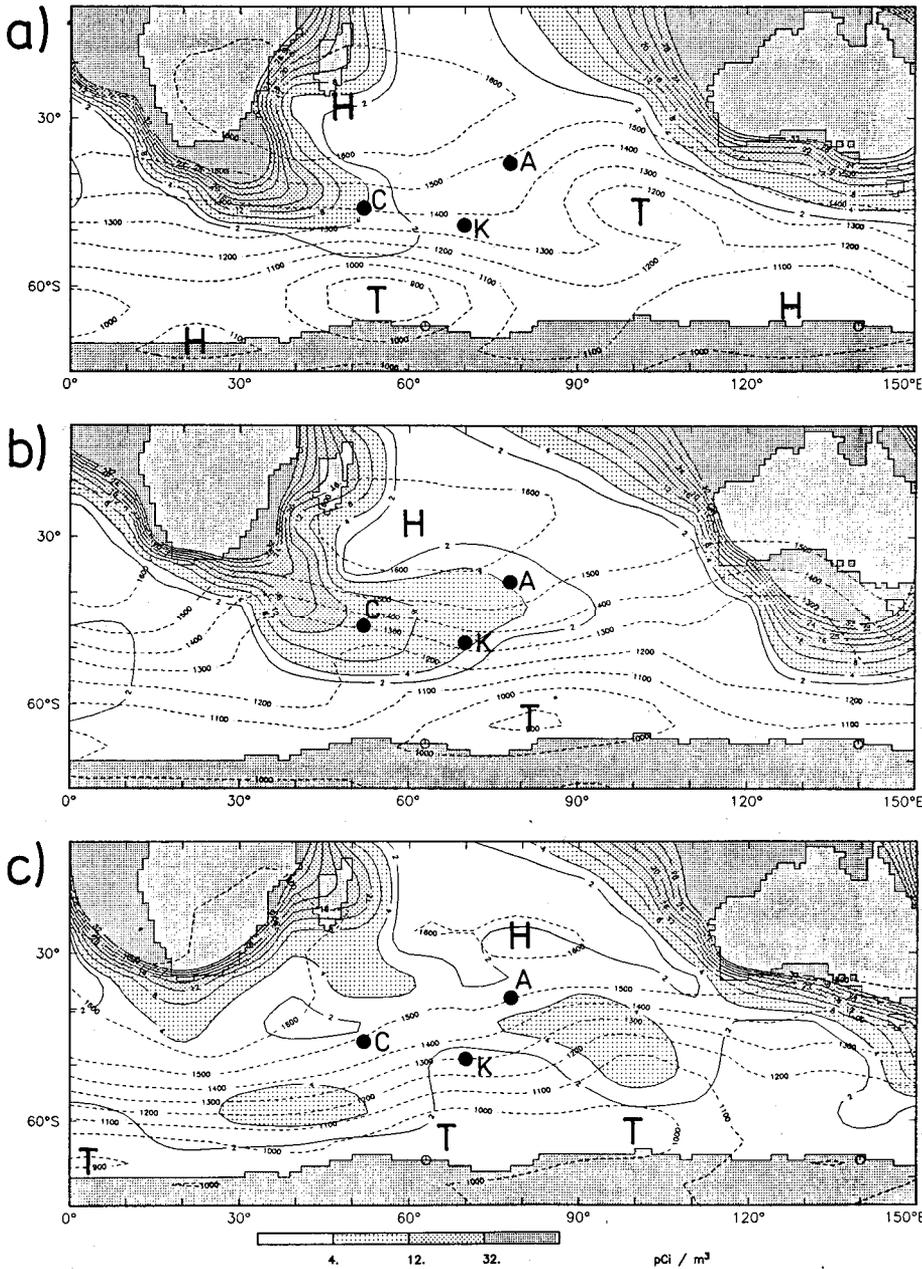


Abb. 1: Ausgezogene Isolinien: Atmosphärische ^{222}Rn -Konzentration in der untersten Modellschicht a) am 5. Juli 1979, 00 UT, b) am 7. Juli 1979, 00 UT, c) am 9. Juli 1979, 00 UT. Der Isolinienabstand beträgt 4 pCi m^{-3} . Konzentrationen über 32 pCi m^{-3} sind nicht eingetragen. Gestrichelte Isolinien: Geopotential der 850 hPa Fläche zum gleichen Zeitpunkt. Der Isolinienabstand beträgt 100 m. Die eingezeichneten Punkte bezeichnen die Lage der französischen Meßstationen.

Lösung der Tracertransportgleichung eingegangen werden. Anschließend werden einige Beispiele zur Simulation atmosphärischer (Abschnitt 3) und ozeanischer (Abschnitt 4) Spurenstoffe mit Hilfe von numerischen dreidimensionalen Transportmodellen vorgestellt.

2 Numerische Transportmodelle

Es bezeichne $\chi(x, t)$ das Mischungsverhältnis der Tracer substanz, ausgedrückt in Mol Spurenstoff pro Mol Luft, bzw. Wasser (oft auch ausgedrückt in kg Spurenstoff pro kg Luft, bzw. Wasser). Die Massenerhaltung des Tracers verlangt dann:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho(x, t) \chi(x, t)] = -\nabla \cdot [v(x, t) \rho(x, t) \chi(x, t)] + Q(x, t) \quad (1)$$

dabei bezeichnet $\rho(x, t)$ die Dichte des Trägermediums, $v(x, t)$ dessen Geschwindigkeitsfeld und $Q(x, t)$ einen tracerspezifischen Quellenterm. Gleichung (1) wird als Fluß- oder Divergenzform der Tracertransportgleichung bezeichnet. Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung des Trägermediums

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(x, t) = -\nabla \cdot [v(x, t) \rho(x, t)] \quad (2)$$

läßt sich Gleichung (1) umformen in die Advektionsform der Tracergleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \chi(x, t) + v(x, t) \cdot \nabla \chi = \frac{d}{dt} \chi(x, t) = \frac{Q(x, t)}{\rho(x, t)} \quad (3)$$

Mit einem numerischen Transportmodell versucht man eine Lösung von (1) oder (3) zusammen mit vorgegebenen Anfangs- und Randbedingungen in einem bestimmten Raumzeitbereich zu finden. In der Praxis läßt sich eine Lösung nur mit endlicher räumlicher und zeitlicher Auflösung finden (auch das Strömungsfeld $v(x, t)$ liegt im allgemeinen nur mit endlicher Auflösung vor). Es bezeichne $\bar{\Phi}(x, t)$ das Mittel eines Feldes $\Phi(x, t)$ über die nicht explizit aufgelösten raumzeitlichen Skalen. Dann läßt sich (1) umformen zu:

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \bar{\chi} = -\nabla \cdot \bar{v} \bar{\rho} \bar{\chi} - \nabla \cdot \mathbf{F} + \bar{Q} \quad (4)$$

Der im Vergleich mit (1) neue Term auf der rechten Seite bezeichnet die Divergenz der Tracerflüsse F aufgrund der nicht explizit aufgelösten subskaligen Transportprozesse. F muß seinerseits durch geeignete Funktionen der Variablen $\bar{\chi}$, $\bar{\rho}$ und \bar{v} dargestellt (parametrisiert) werden. Hierzu werden in einfachen Modellen oft Diffusionsansätze verwendet („Eddydiffusion“):

$$F(x,t) = -\bar{\rho} K(x,t) \nabla \bar{\chi} \quad (5)$$

wobei $K(x,t)$ den Eddydiffusionstensor bezeichnet. In realistischen Transportmodellen genügt aber diese einfache Darstellung der subskaligen Transportprozesse, vor allem in der vertikalen Dimension, nicht. Wie in dreidimensionalen Zirkulationsmodellen der Atmosphäre und des Ozeans müssen komplexere Schemata verwendet werden, um etwa Effekte der vertikalen Konvektion in der Atmosphäre, oder der Tiefenwasserbildung im Ozean zu beschreiben.

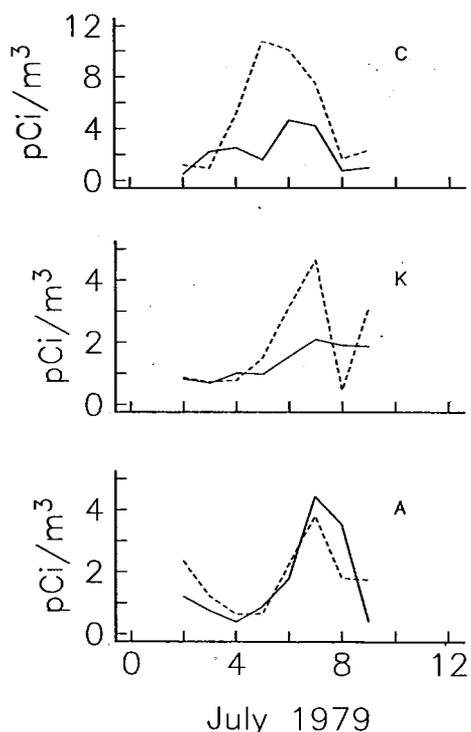


Abb. 2: Vergleich der Modellsimulation der ^{222}Rn -Konzentration (gestr. Linien) mit den Messungen (ausgez. Linien) an den 3 französischen Stationen im Indischen Ozean (s. Abb. 1).

Numerisch kann Gleichung (4) gelöst werden, indem die Felder und räumlichen Differentialoperatoren auf einem Gitter diskretisiert werden, und somit die partielle Differentialgleichung in ein System gekoppelter, gewöhnlicher Differentialgleichungen übergeführt wird. Die Lösung des Differentialgleichungssystems erhält man dann durch Integration bezüglich der Zeit mit Hilfe eines geeigneten numerischen Verfahrens. Hierzu wird oft ein implizites oder explizites „Upstream“-Verfahren verwendet, das allerdings eine von der Geschwindigkeit abhängige, relativ große numerische Diffusion mit sich bringt. Um in einem Transportmodell der Atmosphäre realistische Konzentrationsgradienten eines Spurenstoffes nachzubilden, muß auf Verfahren zurückgegriffen werden, die neben der mittleren Konzentration auch höhere Momente der Verteilung des

Spurenstoffes zwischen zwei Gitterpunkten berechnen (PRATHER, 1986).

Grundsätzlich ließe sich die Transportgleichung (4) direkt als zusätzliche Modellgleichung innerhalb eines Zirkulationsmodelles lösen. Der rechnerische Aufwand für die Transportgleichung ist aber eine Größenordnung kleiner als derjenige des entsprechenden dreidimensionalen Zirkulationsmodells. Es empfiehlt sich daher, für numerische Spurenstoffsimulationen die Massenflußfelder, $\bar{\rho}\bar{v}$, eines Zirkulationsmodelles abzuspeichern und Gleichung (4) in einem eigenen Transportmodell zu behandeln.

Am MPI werden zur Zeit zwei numerische dreidimensionale Transportmodelle für Spurenstoffe entwickelt und verwendet:

1. Ein Transportmodell des Ozeans, basierend auf dem Massenflußfeld des globalen Ozeanzirkulationsmodelles (vgl. OBERHUBER, dieses Heft), mit einer horizontalen Auflösung von $5^\circ \times 5^\circ$ und 10 Schichten in der vertikalen Dimension.
2. Ein globales atmosphärisches Transportmodell, basierend auf den meteorologischen Analysen des EZMW des Zeitraumes Dezember 1978 - November 1979 (Global Weather Experiment, GWE), mit einer horizontalen Auflösung von 8° Breite \times 10° Länge und neun Schichten in der Vertikalen.

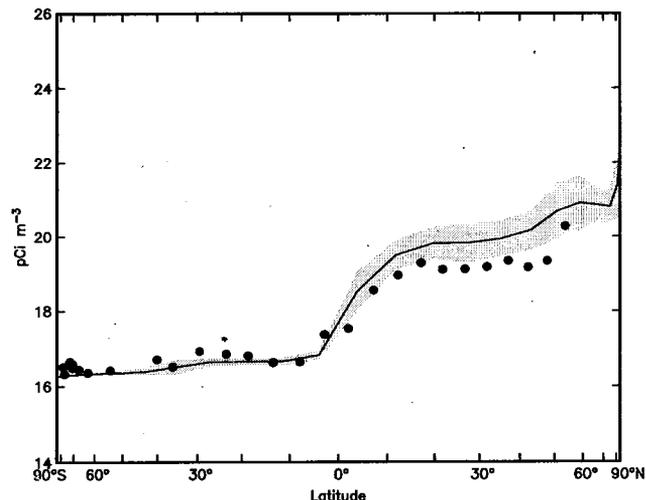


Abb. 3: Meridionaler Verlauf der ^{85}Kr -Konzentration in Atmosphäre im Bereich des Atlantik auf Meereshöhe im Januar 1982. Ausgezogene Linie: Monatsmittel der Modellsimulation. Schraffiert: Bereich von \pm einer Standardabweichung der Tageswerte vom Monatsmittelwert. Punkte: Messungen des Bundesamtes für Zivilschutz, Freiburg.

3 Beispiele atmosphärischer Tracer

Zur Überprüfung von atmosphärischen Transportmodellen eignen sich insbesondere die radioaktiven Edelgase, da sie einerseits chemisch inert sind und nicht durch den Wasserkreislauf aus der Troposphäre ausgewaschen werden und andererseits mit dem radioaktiven Zerfallsgesetz einem wohlbekannten Abbauprozess unterworfen sind. Im Falle einer zeitlich konstanten Quellenstärke bestimmt dabei die Zerfallskonstante die durch die Tracerverteilung erfaßbaren Zeitskalen der Transportvorgänge.

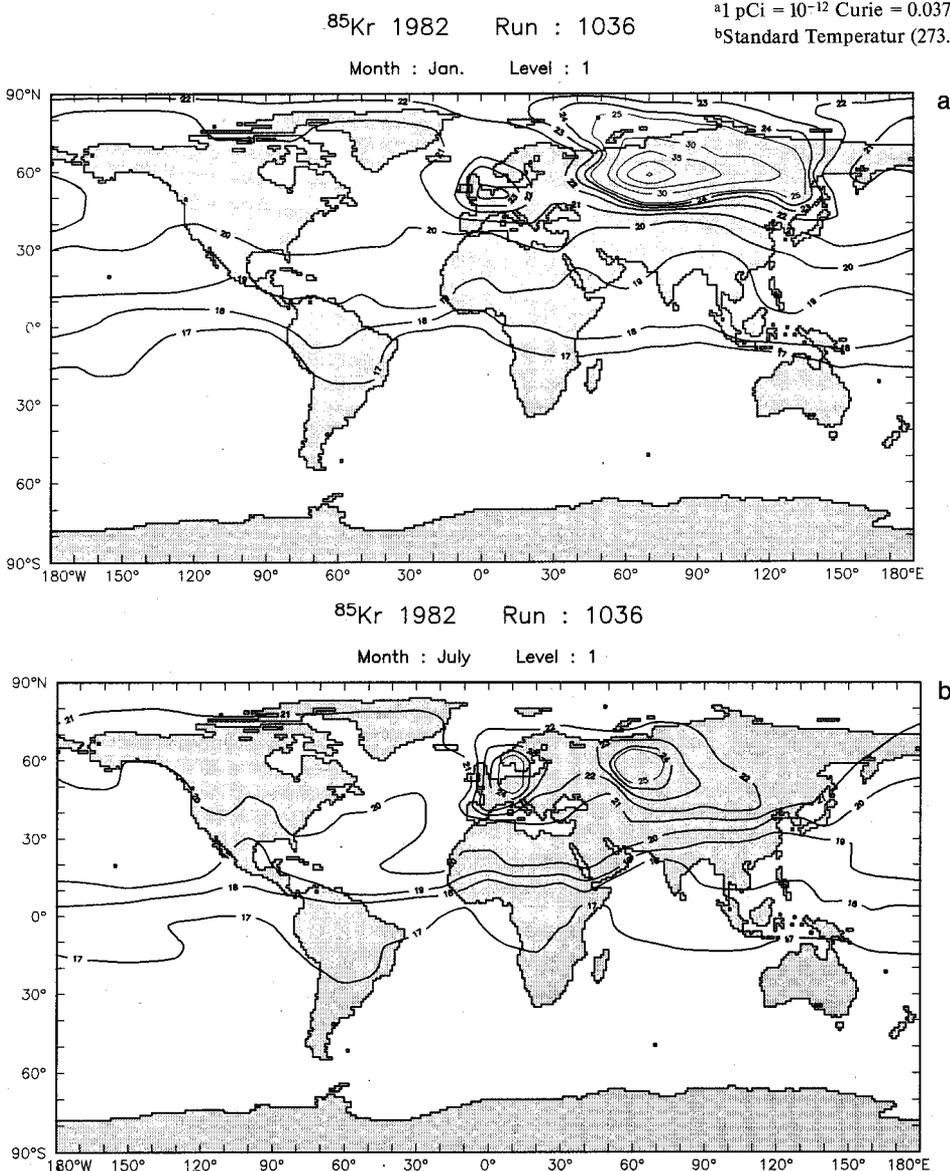
Im Folgenden werden die Ergebnisse zweier Simulations-

experimente zur Überprüfung des atmosphärischen Transportmodelles des MPI vorgestellt. Im dritten Beispiel wird dann auf die Simulation des klimarelevanten Kohlendioxyds (CO₂) eingegangen.

3.1 Radon-222 (²²²Rn)

Das radioaktive Edelgas ²²²Rn entsteht aus Radium ²²⁶Ra durch Alphazerfall und bildet ein Zwischenglied in der natürlichen Zerfallskette des Uran (²³⁸U). Es entweicht dem Erdboden auf den Kontinenten und zerfällt in der Atmosphäre mit einer Halbwertszeit von 3.83 Tagen. Die mittlere kontinentale Quellenstärke beträgt etwa 0.8 Atome cm⁻² sec⁻¹. Da der Ozean sehr viel weniger ²²⁶Ra aufweist als die Erdkruste, emittiert er sehr viel weniger ²²²Rn in die Atmosphäre. Als Folge davon bildet sich ein starker Konzentrationskontrast zwischen Luftmassen kontinentalen und ozeanischen Ursprungs: Konzentrationen in der Grenzschicht betragen über Land 500-1000 pCi^a m⁻³ Luft (STP^b), über dem Ozean jedoch weniger als 1 pCi m⁻³ Luft (STP). Dieser Umstand kann ausgenutzt werden, um ein Transportmodell auf synoptischen Zeitskalen zu überprüfen.

Abbildung 1a zeigt das Resultat einer Simulation von ²²²Rn mit Hilfe des atmosphärischen Transportmodelles basierend auf den GWE Windfeldern. Dargestellt ist die ²²²Rn-Konzentration in der untersten Modellschicht über einem Ausschnitt des Indischen Ozeans am 5. Juli 1979, 00 UT. Deutlich erkennbar ist der starke Konzentrationsgradient im Bereich der Kontinentalränder von Südafrika und Australien. Die ebenfalls dargestellten Isolinien des Geopotentials der 850 hPa Fläche zeigen ein Tiefdruckgebiet mit Kern bei 55°E, 65°S, welches an seiner Nordflanke eine mit ²²²Rn angereicherte Kontinentalluftmasse aus Afrika auf den Indischen Ozean hinauszieht. Zwei Tage später (Abbildung 1b) erkennt man eine mehrere 1000 km weit reichende ²²²Rn-„Fahne“ nordwestlich vom sich nach Osten verlagernden Tiefdruckgebiet. Wieder zwei Tage später hat sich die mit ²²²Rn angereicherte Luftmasse vom afrikanischen Kontinent vollständig gelöst und befindet sich bei 90°E (Abbildung 1c). Durch den radioaktiven Zerfall, aber auch durch subskalige vertikale Mischung nimmt die Konzentration mit der Zeit ab. Eine zweite, mit ²²²Rn angereicherte Luftmasse erkennt man bei 40°E, 55°S. Diese wurde aus Südamerika durch die starke Westströmung in die betrachtete Region hineingetragen.



^a 1 pCi = 10⁻¹² Curie = 0.037 Bq = 0.037 Zerfälle/Sekunde
^b Standard Temperatur (273.15 K) und Druck (1013 hPa)

Abb. 4: Monatlich gemittelte simulierte ⁸⁵Kr-Konzentration in der untersten Modellschicht für Januar 1982 (a) und für Juli 1982 (b). Der Isolinienabstand beträgt 1 pCi m⁻³.

Die vom Modell berechneten ^{222}Rn -Konzentrationsverläufe lassen sich mit Messungen vergleichen, die von einer französischen Arbeitsgruppe (POLIAN et al. 1986) auf drei Inseln im Indischen Ozean gewonnen wurden (Abbildung 2). (Die Lage der Inseln ist in den Abbildungen la-c mit den Buchstaben C, K und A eingetragen).

Der Vergleich mit den Beobachtungen zeigt einige Schwächen der vorliegenden Modellsimulation. Zwar wurde an allen 3 Stationen im betrachteten Zeitraum ein Anstieg der ^{222}Rn -Konzentration beobachtet, aber die Amplitude des Signals wird vom Modell nicht korrekt wiedergegeben. Mögliche Ursachen der Diskrepanz sind in fehlerhaften Windfeldern, in der relativ groben horizontalen Auflösung und vor allem in der ungenügenden Darstellung der subskaligen Prozesse im Modell zu suchen. Dennoch läßt sich an diesem Beispiel die Bedeutung dieses Spurenstoffes zur Überprüfung der Darstellung von Transportprozessen in numerischen Modellen ermessen.

3.2 Krypton-85 (^{85}Kr)

Ein weiterer interessanter atmosphärischer Spurenstoff ist das radioaktive Edelgas Krypton-85. Dieses entsteht in Kernreaktoren und wird bei der Wiederaufbereitung von nuklearen Brennstoffen freigesetzt. Die Emissionsraten von ^{85}Kr in Wiederaufbereitungsanlagen der westlichen Welt sind, mit einigen Unsicherheiten, dokumentiert (RATH, 1988), diejenigen des Ostblocks lassen sich aus der globalen ^{85}Kr -Bilanz abschätzen. ^{85}Kr zerfällt in der Atmosphäre mit einer Halbwertszeit von 10.76 Jahren; ein geringer Bruchteil gelangt auch in den Ozean.

Da sich alle bekannten Wiederaufbereitungsanlagen in der Nordhemisphäre befinden, ergibt sich in der Atmosphäre ein interhemisphärischer Konzentrationsunterschied von 2-4 pCi m^{-3} Luft (STP). Die global gemittelte Konzentration betrug um 1980 etwa 18 pCi m^{-3} Luft (STP). Aufgrund der relativ langen Halbwertszeit von ^{85}Kr im Vergleich zu atmosphärischen Mischungsvorgängen erlaubt dieser Spurenstoff das Studium der großskaligen und globalen Transporteigenschaften der Troposphäre, insbesondere des interhemisphärischen Luftmassenaustausches.

Abbildung 3 zeigt den meridionalen Konzentrationsverlauf auf Meereshöhe für Januar 1982 im Bereich des Atlantik in der Modellsimulation und in den Daten des Bundesamtes für Zivilschutz, Freiburg. Die Schraffur bezeichnet den Bereich von \pm einer Standardabweichung der simulierten Tageswerte um die monatlich gemittelte Januar-konzentration. Die Modellsimulation wurde mit dem Transportmodell des MPI durchgeführt, wobei allerdings nur die Windfelder des Jahres 1978/79 zur Verfügung standen. Diese wurden zyklisch im Modellverlauf verwendet und nur die Emissionsraten im Modell von Jahr zu Jahr aktualisiert. Die Diskrepanz zwischen Modell und Messung in der Nordhemisphäre läßt sich auf diesen Umstand zurückführen, allerdings würden auch etwas kleinere Emissionsraten eine bessere Übereinstimmung bewirken. Der Bereich der Intertropischen Konvergenzzone (ITCZ) erweist sich als Barriere für den meridionalen Transport und zeichnet sich durch einen steilen Konzentrationsgradienten aus.

In Abbildung 4 sind die Modellresultate für den Januar und den Juli in der untersten Modellschicht einander

gegenübergestellt. Deutlich ist zu erkennen, wie die stärkere vertikale Stabilität der Troposphäre im Winter im Vergleich zum Sommer die bodennahen Konzentrationswerte in der Region der Emissionsquellen erhöht. Über dem Atlantik und Pazifik befindet sich die oben angesprochene ^{85}Kr -Front im Bereich der ITCZ, welche ihre Position jahreszeitlich verändert. Auch die süd- und ostasiatische Monsunregion weist einen zirkulationsbedingten Jahresgang in der ^{85}Kr -Konzentration auf.

3.3 Kohlendioxyd (CO_2)

Das atmosphärische CO_2 besitzt eine wesentlich komplexere Quellen- und Senkenverteilung als die radioaktiven Edelgase der beiden vorangegangenen Beispiele. In diesem Abschnitt sollen einige Resultate einer Studie vorgestellt werden, die mit dem Ziel unternommen wurde, die raumzeitliche Konzentrationsverteilung des atmosphärischen CO_2 zu simulieren, um dabei, durch Vergleich mit Beobachtungen, Rückschlüsse auf Quellen und Senken zu ermöglichen.

Als Quellen und Senken des CO_2 werden im Modell u. a. dargestellt:

- Das bei der Verbrennung von fossilen Brennstoffen freiwerdende CO_2 .
- Der jahreszeitliche Austauschfluß von CO_2 zwischen der Atmosphäre und der terrestrischen Biosphäre; d.h. der Kohlenstoff, der bei der Photosynthese der Atmosphäre entzogen und beim Abbau organischen Materials (heterotrophe Respiration) wieder zugeführt wird. Die Stärke der Photosynthese wird dabei mit Hilfe von Satellitendaten („Vegetations-Index“) festgelegt, während die Respiration durch die Bodentemperatur kontrolliert wird.
- Der CO_2 -Austauschfluß zwischen Atmosphäre und Ozean. Dieser Fluß wird proportional angenommen zur Differenz zwischen dem vorgeschriebenen CO_2 -Partialdruck im Oberflächenozean und dem CO_2 -Partialdruck in der untersten Schicht der Modellatmosphäre.

Aufgrund dieser verschiedenen Quellen und Senken resultiert ein recht komplexes raumzeitliches atmosphärisches CO_2 -Konzentrationsfeld. Auf Zeitskalen von mehr als einem Jahr dominiert der globale Konzentrationsanstieg von jährlich etwa 1.6 ppm, hervorgerufen durch die Verbrennung fossiler Brennstoffe (vgl. MAIER-REIMER, dieses Heft). Da die fossilen Quellen vorwiegend in der Nordhemisphäre liegen, ergibt sich im Jahresmittel ein Konzentrationsunterschied zwischen den Hemisphären von etwa 2-3 ppm. Der Vegetationszyklus der Landbiosphäre seinerseits erzeugt einen Jahresgang in der CO_2 -Konzentration mit einer Amplitude in den unteren Schichten der nördlichen Troposphäre von 6-10 ppm und von nur 1-2 ppm in der Südhemisphäre.

Die Simulation mit dem dreidimensionalen Transportmodell des MPI gibt recht gut sowohl die an verschiedenen Stationen beobachtete jahreszeitliche Schwankung der atmosphärischen CO_2 -Konzentration (Abbildung 5), als auch das jahreszeitlich gemittelte Konzentrationsfeld (Abbildung 6) wieder.

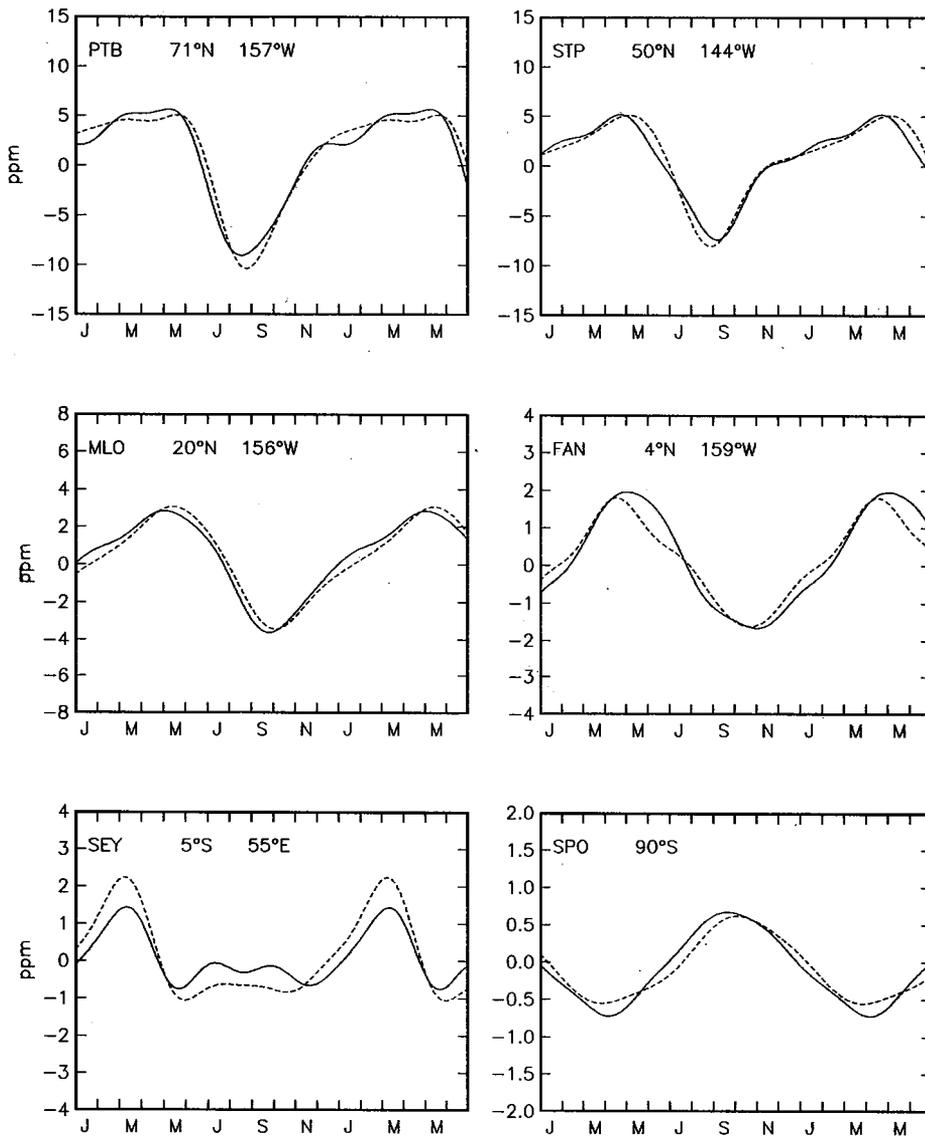


Abb. 5: Beobachtete (gestr. Linie) und berechnete (ausgez. Linie) jahreszeitliche Schwankung des CO₂ an 6 ausgewählten Stationen. Die Konzentrationen sind in ppm als Abweichung vom Jahresmittelwert aufgetragen. Modellresultate und Daten wurden gefiltert, dargestellt ist die Summe der ersten 4 Harmonischen der Grundfrequenz von einem Jahr.

Aus der Modellrechnung lassen sich die Beiträge der einzelnen CO₂-Komponenten an der jahreszeitlichen Konzentrationsschwankung bestimmen. Während in der Nordhemisphäre die Landbiosphäre das Signal dominiert, wird in den Tropen (insbesondere in der Monsunregion) ein substantieller Beitrag durch die jahreszeitlichen Zirkulationsänderungen erzeugt. Dies ist im CO₂-Konzentrationsverlauf bei der Station SEY (Seychelles Islands, 5°S, 55°E) zu erkennen, der ein Maximum im Februar zur Zeit des Wintermonsun aufweist. Zu diesem Zeitpunkt erreichen mit CO₂ angereicherte Luftmassen aus der Nordhemisphäre die Insel im Indischen Ozean. Der jahreszeitliche Austausch von CO₂ mit dem Ozean ist, im Vergleich mit dem Signal der Landbiosphäre, nur südlich vom Äquator von Bedeutung. Die Rechnung zeigt, daß die gesamte nördliche Landbiosphäre jährlich während der Vegetationsperiode netto $6,5 \cdot 10^{12}$ kg Kohlenstoff aufnimmt und im folgenden Winter wieder an die Atmosphäre zurückgibt (HEIMANN et al. 1988). Zum Vergleich: der anthropogene Eintrag an CO₂ aus fossilen Quellen betrug 1980 $5 \cdot 10^{12}$ kg Kohlenstoff.

4 Beispiele ozeanischer Tracer

Die Zirkulation der Atmosphäre ist durch meteorologische

Messungen relativ gut belegt; im Gegensatz dazu fehlen umfassende Daten über die Ozeanzirkulation. Daher kommt den Spurenstoffen als Indikatoren von Transportvorgängen im Ozean eine hervorragende Bedeutung zu. Drei Zeitskalen stehen dabei aus der Sicht der Klimaforschung im Vordergrund:

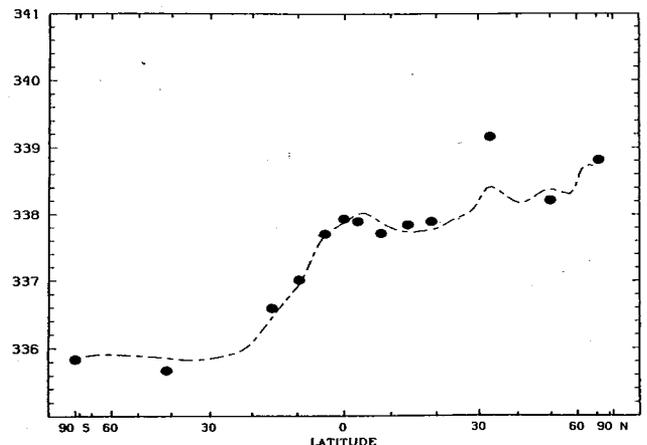


Abb. 6: Beobachtete (Punkte) und berechnete (gestr. Linie) jahreszeitlich gemittelte CO₂-Konzentration in ppm im Jahre 1980 entlang eines Meridianschnittes in der Mitte des Pazifiks auf Meereshöhe.

1. Die Zeitskala der Deckschicht (ca. 0,5 Jahre).
2. Die Durchmischungszeit der Thermokline (ca. 20 Jahre).
3. Die Umwälzrate der Tiefenwasserzirkulation (ca. 500 Jahre).

Mit Hilfe der radioaktiven Isotope Tritium (^3H) und Radio-kohlenstoff (^{14}C) lässt sich das Mischungsverhalten des Ozeans in den Bereichen (2) und (3) recht gut dokumentieren.

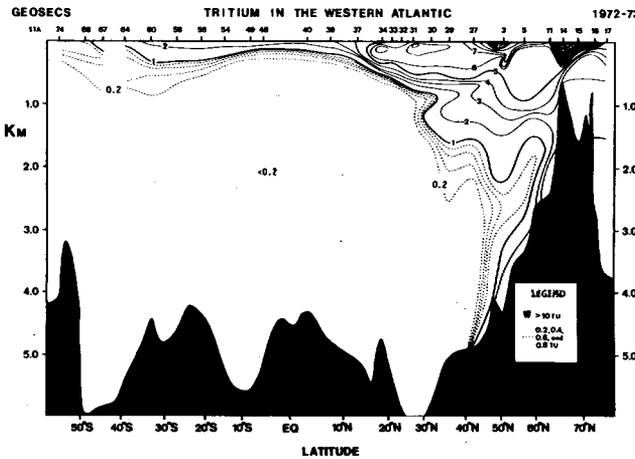


Abb. 7: Gemessene ^3H -Konzentration 1972-73 in einem Meridionalschnitt durch den westlichen Atlantik. Einheit: Tritium Units.

4.1 Tritium (^3H)

Tritium (^3H), mit einer Halbwertszeit von 12,4 Jahren, wird einmal natürlich in der Stratosphäre durch die kosmische Strahlung erzeugt und gelangt über den Wasserkreislauf in den Ozean. Die Produktionsrate beträgt im globalen Mittel etwa $0.25 \text{ Atome cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Daraus ergeben sich für den Oberflächenozean ^3H Konzentrationswerte kleiner als $0,3 \text{ T. U.}^{\circ}$. Wegen der kurzen Halbwertszeit im Vergleich

zu typischen Zirkulationszeiten des tiefen Ozeans besitzen die tiefer liegenden Wassermassen praktisch kein natürliches ^3H .

Die natürliche ^3H Verteilung lässt sich allerdings heute praktisch nicht mehr nachweisen, da sie durch Tritium aus Kernwaffentests maskiert wird. Dieses Bombentritium wurde in großen Mengen in der Stratosphäre erzeugt und gelangte mit einer Zeitkonstante von etwa 1 Jahr in die Troposphäre, wo es durch Ausregnen und Wasserdampfaustausch den Oberflächenozean erreichte. Hier wurden an einzelnen Stellen Konzentrationswerte von weit über 10 T. U. erreicht. Mischungsvorgänge im Ozean verfrachten dieses ^3H in die Tiefe. Da die Bombentests vorwiegend in der Nordhemisphäre stattfanden, und da die Verweilzeit von ^3H in der Troposphäre kurz ist, wurde der größte Teil des Bombentritiums in die Ozeane nördlich des Äquators eingetragen.

Abbildung 7 zeigt die Verteilung des ^3H entlang eines Meridionalschnittes im Westatlantik, wie sie zu Beginn der 70er Jahre während der GEOSECS-Expedition beobachtet wurde. Man erkennt deutlich das Eindringen des Bombentritiums in die Tiefe zwischen 50°N und 65°N südlich der Island-Grönland Schwelle. Weite Teile des Atlantischen Wasserkörpers tiefer als 1 km weisen noch kein Bombentritium auf. Die Tritiumfront wurde im Bereich des Nordatlantik in den 80er Jahren erneut während der TTO-Expedition dokumentiert. Das Eindringen des Bombentritiums lässt sich als Test für ein Zirkulationsmodell verwenden. Der Eintrag an ^3H als Funktion der geographischen Lage und der Zeit wurde von WEISS und ROETHER (1980) ermittelt.

Abbildung 8 zeigt das Resultat einer Modellsimulation die mit dem globalen Ozeantracermmodell des MPI berechnet wurde (MAIER-REIMER und HASSELMANN, 1987) ent-

$^{\circ}$ Tritium Units, $1 \text{ T. U.} = 10^{-18} \text{ } ^3\text{H} \text{ Atome pro H Atom}$

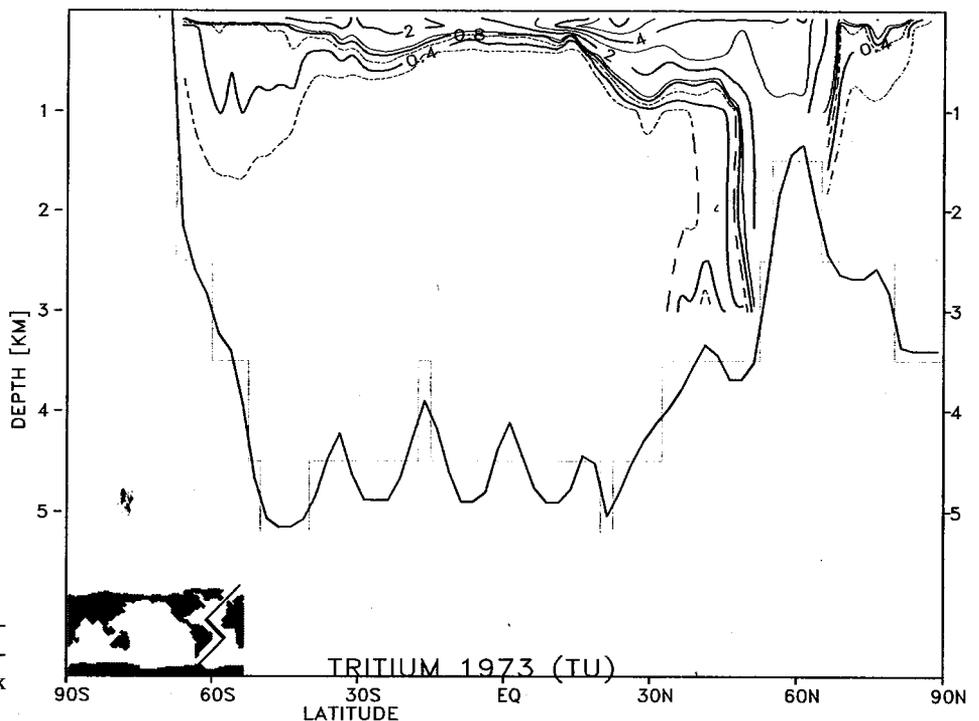


Abb. 8: Mit dem Ozeantransportmodell berechnete ^3H -Verteilung im westlichen Atlantik für 1973.

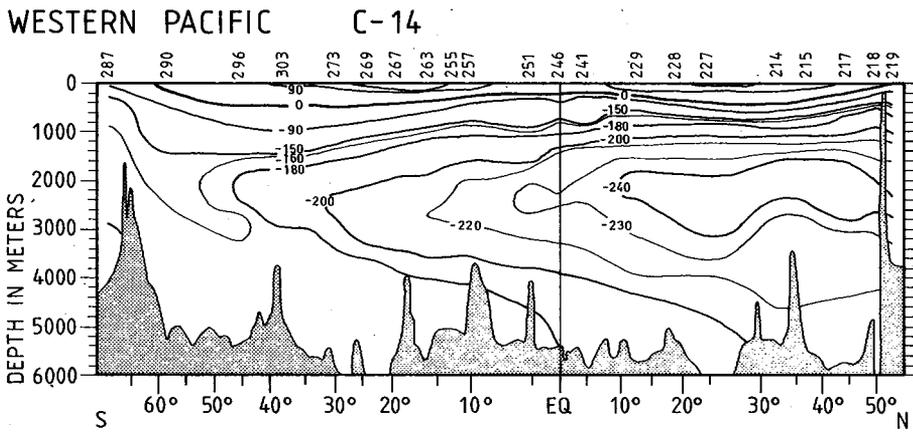


Abb. 9: Gemessene ^{14}C -Konzentration 1974 in einem Meridionalschnitt durch den westlichen Pazifik. Einheit: ‰ - Abweichung von der vorindustriellen Atmosphärenkonzentration.

lang eines Meridionalschnittes im Atlantik. Die gute Übereinstimmung zwischen Modell und Daten läßt auf eine realistische Simulation der Aufnahmefähigkeit des Ozeans für anthropogenes CO_2 schließen (vgl. MAIER-REIMER, dieses Heft).

4.2 Radiokohlenstoff (^{14}C)

Radioaktiver Kohlenstoff (^{14}C) wird in der Atmosphäre (2/3 in der Stratosphäre, 1/3 in der Troposphäre) durch Neutronen der kosmischen Strahlung aus Stickstoffatomen (^{14}N) erzeugt. Die Produktionsrate beträgt im globalen Mittel etwa $2,2 \text{ Atome cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Sie schwankt mit der Stärke des Geomagnetfeldes und mit der solaren Aktivität, welche beide die galaktische Komponente der kosmischen Strahlung abschirmen. In erster Näherung kann die Produktionsrate jedoch während der letzten 10000 Jahre als zeitlich konstant angesehen werden. Das ^{14}C wird im Kohlenstoffkreislauf (vgl. MAIER-REIMER, dieses Heft) verfrachtet und zerfällt mit einer Halbwertszeit von 5730 Jahren. Die natürliche ^{14}C -Konzentration beträgt in der Atmosphäre etwa $1,2 \cdot 10^{-12}$ ^{14}C -Atome pro C-Atom.

Diesem fast-stationären Zustand des natürlichen ^{14}C sind zwei anthropogene Störungen überlagert: Einerseits bewirkte der Eintrag von ^{14}C -freiem CO_2 aus fossilen Brennstoffen eine Erniedrigung des $^{14}\text{C}/\text{C}$ Verhältnisses seit Beginn der industriellen Periode (sog. „Suess-Effekt“). Diese Abnahme betrug in der Atmosphäre etwa 2% im Jahre 1950. Andererseits wurde bei den Kernwaffentests während der 50er und Anfangs der 60er Jahre künstlich ^{14}C erzeugt und in den Kohlenstoffkreislauf eingebracht, was eine Zunahme der Atmosphärenkonzentration auf das 1,7-fache der vorindustriellen Konzentration zur Folge hatte. Im Gegensatz zum ^3H ist die Troposphäre bezüglich des ^{14}C wegen seiner relativ langen atmosphärischen Lebensdauer (ca. 10 Jahre) gut durchmischt. Das ^{14}C aus den Kernwaffentests gelangt daher durch Gasaustausch relativ symmetrisch zum Äquator in den Ozean.

Innerhalb des Ozeans wird ^{14}C nicht nur durch das Strömungsfeld verfrachtet, sondern auch durch den marinen biologischen Kohlenstoffkreislauf transportiert. Da letzterer Effekt jedoch von zweitrangiger Bedeutung ist, spiegelt die ozeanische ^{14}C -Verteilung primär das großräumige ozeanische Zirkulationsfeld wieder. Aufgrund seiner relativ langen Halbwertszeit dokumentiert das ^{14}C insbesondere die Umwälzraten des ozeanischen Tiefenwassers.

Abbildung 9 zeigt die während der GEOSECS-Expedition gemessene ^{14}C -Verteilung in einem Meridionalabschnitt im westlichen Pazifik. (Die Konzentrationen sind in ‰-Abweichung von einer Standardkonzentration angegeben, welche in etwa der atmosphärischen vorindustriellen ^{14}C -

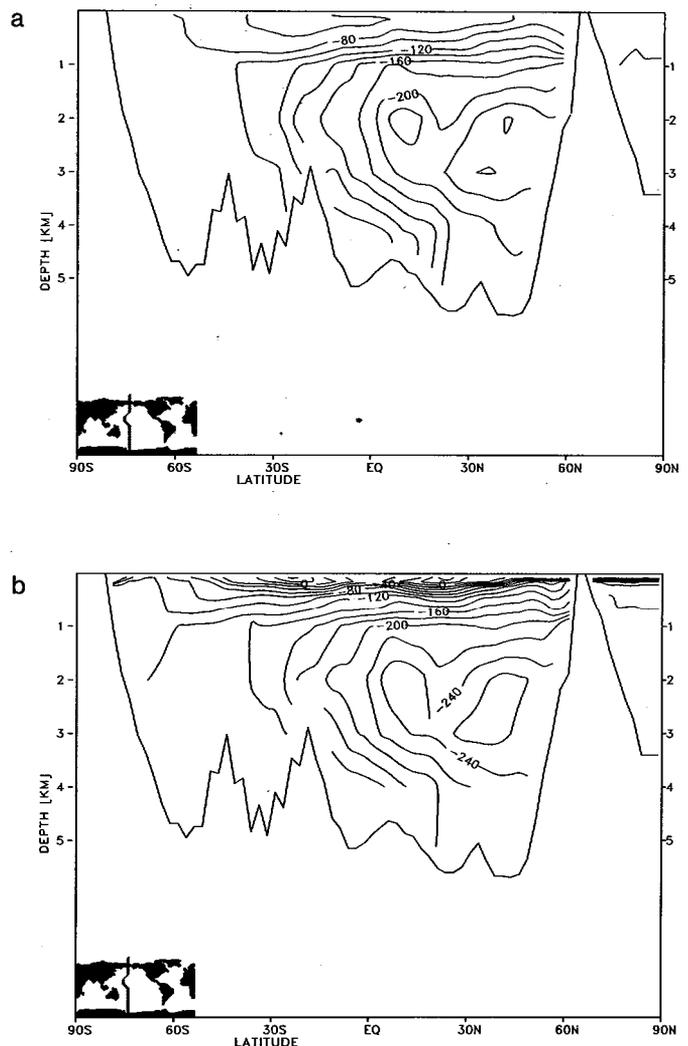


Abb. 10: ^{14}C -Verteilung in einem Meridionalschnitt im westlichen Pazifik, berechnet mit dem Ozeantransportmodell. a): Natürliche, stationäre ^{14}C -Verteilung; b): ^{14}C -Verteilung im Jahre 1973.

Konzentration entspricht). Das älteste Wasser findet sich in etwa 2500 m Tiefe im Bereich des Nordpazifik. Das darunter liegende Tiefenwasser wird durch Zufluß an ^{14}C -reicherem („jüngerem“) Wasser aus südlicher Richtung gespeist. Oberhalb von 500m Tiefe erkennt man das Eindringen des ^{14}C aus den Kernwaffentests. Abbildungen 10a und b zeigen im Vergleich dazu die Resultate der Modellsimulation. Abbildung 10a stellt im Bereich des Westpazifiks den vorindustriellen stationären Zustand dar. Hierzu wurde das Ozeantransportmodell über 4000 Modelljahre mit einer konstanten atmosphärischen ^{14}C -Produktionsrate integriert. In Abbildung 10b findet sich die simulierte ^{14}C -Verteilung für 1973, welche den Suesseffekt und das Bomben- ^{14}C einschließt.

Der Vergleich mit den Daten zeigt, daß das Modell auch auf diesen langen Zeitskalen die Mischungsvorgänge im Ozean realistisch wiedergibt.

Literatur

- HEIMANN, M.; C. D. KEELING u. C. J. TUCKER: A three dimensional model of atmospheric CO_2 transport based on observed winds: 3. Seasonal cycle and synoptic time scale variations, in Vorbereitung, 1988.
- MAIER-REIMER, E. u. K. HASSELMANN: Transport and storage of CO_2 in the ocean – an inorganic ocean-circulation carbon cycle model, *Climate Dynamics*, 2, 63-90, 1987.
- POLIAN, G.; G. LAMBERT; B. ARDOUIN; A. JEGOU: Long-range transport of continental radon in subantarctic and antarctic areas, *Tellus*, 38B, 178-189, 1986.
- PRATHER, M., Numerical advection by conservation of second-order moments, *J. Geophys. Res.*, 91, 6671-6681, 1986.
- RATH, H. K.: Dissertation, Heidelberg 1988.
- WEISS, W. u. W. ROETHER: The rates of tritium input to the world oceans, *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 49, 447-452, 1980.
- WUNSCH, C. u. J.-F. MINSTER: Methods for box models and ocean circulation tracers: mathematical programming and nonlinear inverse theory, *J. Geoph. Res.* 87,5647-5662, 1982.

7 K. HERTERICH Modellierung des Paläoklimas

1 Einleitung

Das Klima der Erdgeschichte, das Paläoklima, überdeckt den Zeitbereich beginnend mit der Entstehung der Erde vor etwa $4,5 \cdot 10^9$ Jahren bis zu einem Zeitpunkt der jüngeren Vergangenheit, den man etwas willkürlich festlegen kann. Man könnte z. B. den Zeitbereich von heute bis vor etwa 100 Jahren als das „heutige“ Klima bezeichnen. In der Tat hat sich das Klima in den letzten 100 Jahren nicht drastisch geändert, wenn man es vergleicht mit sehr viel wärmeren Bedingungen vor etwa 120.000 Jahren oder mit der sehr kalten Periode während der letzten maximalen Vereisung vor 18.000 Jahren. Eine Reihe weiterer Gesichtspunkte lassen es ebenfalls als sinnvoll erscheinen, gerade diese Einteilung in heutiges Klima und Paläoklima zu treffen.

Bis auf wenige Ausnahmen reichen die instrumentellen Wetter- und Klimaaufzeichnungen ebenfalls etwa 100 Jahre zurück. Danach gibt es nur noch Daten (Ablagerungen auf dem Land, in Seen und in der Tiefsee oder historische Aufzeichnungen), aus denen indirekt auf das damalige Klima geschlossen werden muß. Über einen Zeitabschnitt von 100 Jahren darf man annehmen, daß sich das Inlandeis (heute in größerem Umfang nur auf Grönland und der Antarktis vorhanden) nicht wesentlich verändert hat, also als konstante Randbedingung für das gekoppelte System Atmosphäre-Ozean eingeht. Für Zeitspannen von 1.000 Jahren und länger gilt dies nicht mehr. Hier wird das Inlandeis zur wesentlichen prognostischen Variablen, während sich die Atmosphäre und der Ozean quasi-stationär auf die durch das Inlandeis vorgegebenen Randbedingungen einstellen. Im Zeitskalenbereich bis 100 Jahre gibt es neben dem Tagesgang und dem Jahresgang der Sonneneinstrahlung keine weitere periodische externe Anfachung im Klimasystem. Schwankungen im gekoppelten System Atmosphäre-Ozean sind wahrscheinlich das Ergebnis von Austauschprozessen innerhalb dieses Systems. Im Zeitskalenbereich des Paläo-

klimas existiert dagegen wieder ein deterministischer externer Anfachungsmechanismus: die Schwankungen der Sonneneinstrahlung auf Grund der (berechenbaren) Änderungen in den Bahnparametern der Erde. Die Spektralanalyse von paläoklimatischen Zeitserien zeigt auch eine hohe Korrelation zwischen den Klimaschwankungen der letzten 750.000 Jahre und den berechneten Schwankungen der Sonneneinstrahlung. In den beiden Spektralbändern der Variation der Bahnelemente, bei einer Periode von 20.000 Jahren und 40.000 Jahren, ergibt sich eine signifikant hohe Kohärenz (HERTERICH u. SARNTHEIN 1984).

Der letzte Eiszeitzyklus (die letzten 120.000 Jahre) ist besonders gut mit Daten belegt. Aus Tiefseesedimenten sind Zeitserien der Meeresoberflächentemperatur und die Schwankungen des globalen Eisvolumens abgeleitet worden. Auf Land geben die Endmoränen die maximale Ausdehnung der einzelnen Inlandeise an (Nordamerika, Europa, Sibirien und Tibet), und aus Eiskernen Grönlands und der Antarktis wurden die lokalen Atmosphärentemperaturen und die Veränderungen des atmosphärischen CO_2 -Gehalts ermittelt. Es gibt also ausreichend Daten für die Modellverifikation.

Die paläoklimatischen Untersuchungen am MPI für Meteorologie sind daher zunächst auf diesen letzten gut belegten Eiszeitzyklus ausgerichtet. Er umfaßt bereits die volle Schwankungsbreite der Klimavariation der letzten 1 Million Jahre. Die Modellierung des Paläoklimas kann auch als Härtestest für Klimamodelle angesehen werden. Dies gilt insbesondere für die Parameterisierung kleinskaliger Prozesse, die an Hand von Untersuchungen des heutigen Klimazustands entwickelt wurden. Es ist nicht selbstverständlich, daß sie auch noch weit weg vom heutigen Klima gültig bleiben.

Im folgenden Abschnitt 2 wird die Modellierungsstrategie erläutert. Teil der Strategie ist die Entwicklung eines 3-d

Inlandeismodells (Abschnitt 3), das mit einer Hierarchie von vereinfachten Modellatmosphären gekoppelt wird (Abschnitt 4). Im Abschnitt 5 sind erste Ergebnisse zur Modellierung der Eiszeitatmosphäre mit dem atmosphärischen Zirkulationsmodell (T-21) des Europäischen Zentrums für Mittelfrist-Wettervorhersage (EZMW) beschrieben. Zusammenfassung und Ausblick folgen im Abschnitt 6.

2 Modellierungsstrategie

Grundbaustein einer realistischen Modellierung des Paläoklimas ist ein 3-dimensionales Inlandeismodell (HERTERICH 1988). Die zeitliche Änderung der Eisdicke h folgt aus der Massenbilanz:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} + b, \quad (1)$$

wobei \vec{q} den vertikal integrierten Eisfluß und b die Jahres-schnee-bilanz an der Eisoberfläche darstellt. Die Kenntnis der Eisdickenverteilung ist Voraussetzung für die Bestimmung der wichtigsten Rückwirkungen des Inlandeises (über Albedo, Eisoberflächentemperatur und Orographie) auf das restliche Klimasystem.

Wegen der starken Temperturabhängigkeit des Eisflusses (Änderungen um den Faktor 100 im Temperaturbereich 0°C bis -30°C) benötigt man eine zweite prognostische Gleichung, die Wärmebilanz:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{u} \cdot \nabla T + k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + d, \quad (2)$$

mit T der Temperatur, \vec{u} der Eisgeschwindigkeit, k dem (molekularen) Wärmediffusionskoeffizienten in der Vertikalen und d der durch Deformation erzeugten Wärme.

Als dritte prognostische Variable geht die Höhe des Kontinents ein, der durch die Last des Eises in den Erdmantel einsinken kann. In der einfachsten Näherung wird angenommen, daß die Einsinkgeschwindigkeit proportional zur Abweichung der aktuellen Höhe h_B des Eisboden von der Höhe h_g im Gleichgewicht ist:

$$\frac{\partial h_B}{\partial t} = -\frac{1}{\tau} (h_B - h_g). \quad (3)$$

Die Zeitkonstante τ beträgt etwa 10.000 Jahre.

Zur Schließung des Systems (1), (2) und (3) müssen noch die Eisgeschwindigkeiten \vec{u} berechnet und einige Randbedingungen angegeben werden. Im Fall des Inlandeises ist \vec{u} eine diagnostische Größe, für die sich (in der Flacheisnäherung) sogar ein analytischer Ausdruck ableiten läßt (s. Abschn. 3). Die Jahresschnee-bilanz b in (1) folgt, aus einem atmosphärischen Modell (s. Abschn. 4) in dem auch die Eisoberflächentemperatur berechnet wird, die obere Randbedingung für (2). Am unteren Rand (dem Eisboden) ist der geothermische Wärme-fluß vorgeschrieben. Falls am Eisboden der Schmelzpunkt T_M erreicht ist, wird die Flußrandbedingung durch $T = T_M$ ersetzt.

Zur Modellierung des Inlandeises sind in den letzten Jahren am MPI zwei Modelltypen mit verschiedener Auflösung entwickelt worden. Das volle 3-d Modell mit einer Auflösung von $\Delta x = \Delta y = 100$ km horizontal und $\Delta z = 400$ m vertikal, benötigt (auf einer Cyber 205) für das antarktische Inlandeis 15 min zur Simulation von 10.000 Modelljahren. Dieses Modell kann unmittelbar mit den beobachteten maximalen Vereisungsgrenzen (Endmoränen) verglichen werden. Erste vorläufige Ergebnisse liegen nun für den Aufbau des tibetischen Inlandeises vor (Abschnitt 4).

Für grundsätzliche dynamische Studien im System Atmosphäre-Eis-Kontinent ist ein 2-d Modell entwickelt worden. Die Modellatmosphäre ist ein zonal symmetrisches Energiebilanzmodell mit hydrologischem Kreislauf und Jahresgang. Im 2-d Inlandeismodell wird die Eisgeschwindigkeit und die Temperatur für ein meridionales Vertikalprofil berechnet. Der Kontinent reagiert lokal viskoelastisch auf die Belastung durch das Inlandeis (Gl. (3)).

Eine realistische Modellierung des letzten Eiszeitzyklus erfordert eigentlich gekoppelte Zirkulationsmodelle der globalen Atmosphäre und des Weltozeans, denn die Schneebilanz hängt neben den lokalen Bedingungen auf der Eisoberfläche auch vom globalen Zustand des Klimasystems ab. Als externe Anfachung des Gesamtsystems würde man die berechenbare Verteilung der Sonneneinstrahlung vorschreiben. Die Schwachstelle in diesem Ansatz liegt gerade bei dem am besten bekannten Teilmodell, dem Zirkulationsmodell der Atmosphäre. Das am MPI eingesetzte Zirkulationsmodell (T-21) des EZMW benötigt (auf einer Cyber 205) 1 Stunde Rechenzeit für einen Modellmonat. Mit der jetzigen Rechnergeneration ist deshalb an eine Integration über 120.000 Jahre (ein Eiszeitzyklus) nicht zu denken. Am MPI verfolgen wir daher zwei zueinander komplementäre Wege, mit einem (notgedrungen) etwas weniger anspruchsvollen Ansatz. Mit vereinfachten, jedoch gekoppelten Modellen, insbesondere mit einer einfachen Modellatmosphäre, sollen Langzeitintegrationen durchgeführt werden, die dann mit Klimazeitreihen (abgeleitet aus geologischen Daten) verglichen werden können. Die Zirkulationsmodelle der Atmosphäre und des Ozeans sollen dagegen zur Bestimmung des Klimazustands für feste Randbedingungen (Eisverteilung, Sonneneinstrahlung) eingesetzt werden.

3 Das Inlandeis-Modell

Das Inlandeis kann auf den größeren Raumskalen als ein Medium mit kleinem Aspektverhältnis behandelt werden. Wie bei der globalen atmosphärischen und ozeanischen Zirkulation ist auch für ein typisches Inlandeis die vertikale Erstreckung (z. B. Antarktis bis 4 km Dicke) klein gegen die horizontale Ausdehnung (einige 1000 km). Dies bedeutet, daß die horizontalen Gradienten aller Variablen (z. B. Deformationsgeschwindigkeit, Temperatur, Scherspannung) gegen die zugehörigen vertikalen Gradienten vernachlässigt werden können (Flacheisnäherung, HUTTER 1983). Als Konsequenz lassen sich für das Inlandeis die Spannungen und die vertikalen Profile der Eisgeschwindigkeiten aus der lokalen Form des Eises berechnen. Dies soll in folgendem etwas ausführlicher geschehen, da die Modellierung des Inlandeises als Teil des Klimasystems eine relativ

neue Entwicklung darstellt. Eine leicht verständliche Einführung in die Physik des Eises findet sich bei PATERSON (1981).

In der Flacheisnäherung nimmt der (isotrope) Normaldruck p mit der Tiefe im Eis zu:

$$p = -\rho g (h_s - z), \quad (4)$$

wobei der Atmosphärendruck an der Eisoberfläche $z = h_s$ vernachlässigt wird. In (4) ist ρ die Eisdichte, g die Erdbeschleunigung und z die vertikale Koordinate. Ferner wird der horizontale Gradient des Normaldrucks in x -Richtung bilanziert durch den vertikalen Gradienten der Scherspannung σ_{xz} (eine Kraft pro Flächeneinheit in x -Richtung, die an einer Fläche senkrecht zur z -Richtung angreift):

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho g \frac{\partial h_s}{\partial x} = -\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \quad (5)$$

Durch vertikale Integration von (5) erhält man die Scherspannung σ_{xz} :

$$\sigma_{xz} = -\rho g \frac{\partial h_s}{\partial x} (h_s - z). \quad (6)$$

Eine analoge Beziehung gilt für die Scherspannungskomponente σ_{yz} :

$$\sigma_{yz} = -\rho g \frac{\partial h_s}{\partial y} (h_s - z). \quad (7)$$

Beide Scherspannungskomponenten (σ_{xz} und σ_{yz}) sind über das sogenannte Fließgesetz mit dem vertikalen Gradienten der (durch Deformation bedingten) Horizontalgeschwindigkeit $\vec{u}_d = (u_d, v_d)$ verknüpft:

$$\frac{\partial \vec{u}_d}{\partial z} = -2 A(T) (\sigma_{xz}^2 + \sigma_{yz}^2)^{\frac{n-1}{2}} \begin{pmatrix} \sigma_{xz} \\ \sigma_{yz} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Die beiden Parameter, der Exponent n (≈ 3) sowie der temperaturabhängige Faktor $A(T)$, sind durch Feldmessungen bestimmt worden. Durch vertikale Integration von (8) erhält man schließlich die horizontale Eisgeschwindigkeit \vec{u} :

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \vec{u}_B - 2(\rho g)^n \left[\left(\frac{\partial h_s}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial h_s}{\partial y} \right)^2 \right]^{\frac{n-1}{2}} \begin{pmatrix} \partial h_s / \partial x \\ \partial h_s / \partial y \end{pmatrix} \int_{h_B}^z A(T) (h_s - z')^n dz', \quad (9)$$

mit $\vec{u}_B = \vec{u}(z = h_B)$, der Gleitgeschwindigkeit des Eises über den Felsuntergrund.

In die Massenbilanz (1) geht der (vertikal integrierte) horizontale Eisfluß ein:

$$\vec{q} = \int_{h_B}^{h_s} \vec{u} dz \quad (10)$$

und für die vertikale Wärmeadvektion in (2) wird noch die Vertikalkomponente w der Eisgeschwindigkeit benötigt. Sie folgt aus der Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right). \quad (11)$$

Dieses am MPI entwickelte numerische Inlandeismodell wurde zunächst am Beispiel der Antarktis getestet. Unter der

Annahme, daß sich die Antarktis in einem stationären Zustand befindet (das Eis existiert seit mindestens 15 Millionen Jahren), wurde bei festgehaltener Dickenverteilung die Temperaturgleichung (2) über 150.000 Jahre bis zur Einstellung einer stationären Temperaturverteilung im Modell integriert. In Abbildung 1 sind die Gebiete mit Bodentemperaturen unterhalb des druckkorrigierten Schmelzpunktes schraffiert dargestellt. An den übrigen Stellen hat das Eis am Boden den Schmelzpunkt erreicht. Dies ist konsistent mit der Lage von bisher beobachteten Seen am Eisboden, die aus Radarreflexionen erkannt werden können.

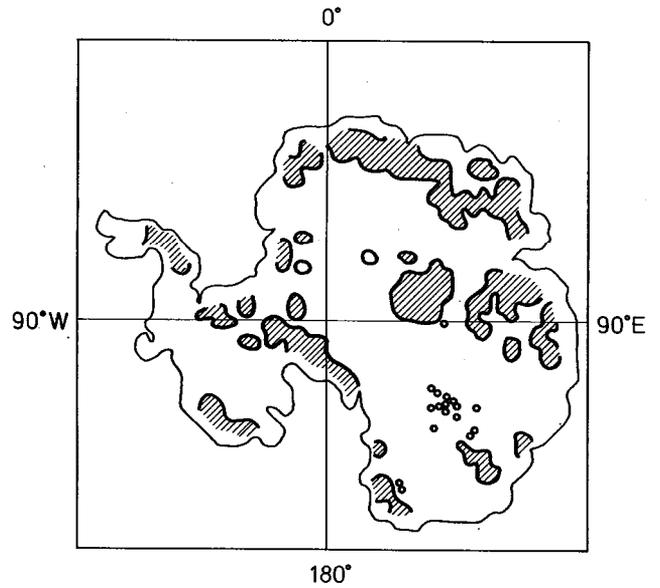


Abb. 1: Modellierung der Bodentemperatur unter dem antarktischen Inlandeis für den stationären Zustand: In den schraffierten Gebieten ist das Eis festgefroren. In den übrigen Gebieten liegt die Bodentemperatur auf dem (druckkorrigierten) Schmelzpunkt. Die Kreise bezeichnen die Lage von bisher beobachteten Seen unter dem Eis.

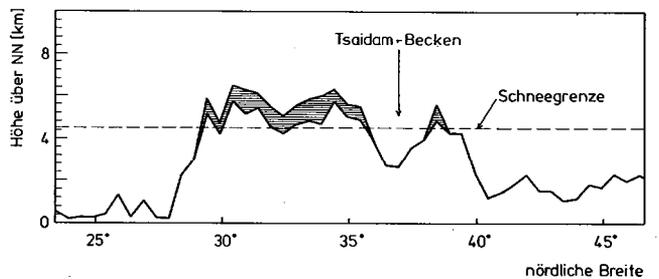


Abb. 2: Vertikalschnitt durch das Tibetische Hochland bei 96° östlicher Länge. Das Inlandeis (wie es sich nach 10000 Modelljahren aufgebaut hat) ist schraffiert.

Im stationären Fall sollte die Divergenz des Eisflusses $\nabla \cdot \vec{q}$ gleich der beobachteten Schnee-Akkumulationsrate sein. In zentralen Bereichen der Antarktis ist dies tatsächlich ungefähr erfüllt (5 cm pro Jahr), jedoch nicht in den Randgebieten. Vermutlich liegt dies an der Möglichkeit des Eisgleitens über den Felsuntergrund, was im Eismodell noch nicht hinreichend realistisch berücksichtigt wird. In seiner jetzigen Form kann das Modell dennoch auf die Modellierung der Aufbauphase der eiszeitlichen Inlandeise der Nordhemisphäre angewendet werden. Das Eisgleiten sollte erst in

einem fortgeschrittenen Stadium auftreten, dann wenn der Eisboden den Schmelzpunkt erreicht hat und die Bodenreibung stark reduziert ist.

4 Modellierung der Paläoklima-Atmosphäre

Das Inlandeismodell wird zur Zeit zur Simulation des Aufbaus des tibetischen Inlandeises eingesetzt. Zur Berechnung der Schnee-Akkumulation benötigt man hierfür ein atmosphärisches Modell. Für die ersten Modellexperimente wird angenommen, daß sich die über das Jahr integrierte Schneebilanz b als Funktion der Höhe über der sogenannten Schneegrenze h_{SG} schreiben läßt:

$$b = f(z - h_{SG}(x, y, t)). \quad (12)$$

Die Schneebilanz ist positiv oberhalb und negativ unterhalb der Schneegrenze. In erster Näherung ist f eine lineare Funktion mit einer oberen Schranke b_{max} . Die Höhe der Schneegrenze h_{SG} kann mit der veränderlichen Sonneneinstrahlung und der globalen Albedo schwanken.

Mit dieser einfachen Parameterisierung für die Jahres-schneebilanz konnte das eiszeitliche tibetische Inlandeis innerhalb von 10.000 Jahren bis zu einer realistischen Dicke (> 1 km) aufgebaut werden. Im Modell werden auch einige Gebiete unterhalb der Schneegrenze über das Eisfließen von Inlandeis bedeckt. In Übereinstimmung mit Daten (KUHLE 1987), bleiben jedoch das Tsaidambecken und Teile des Tsangpotaes von Inlandeis frei (Abbildung 2).

Mit der Hilfe des 2-d Modells des gekoppelten Systems Atmosphäre-Eis-Kontinent (s. Abschn. 2) wurde die Jahres-schneebilanz etwas genauer studiert. Sie wird im Jahresgang ($J = 1$ Jahr) aus der Summe von Schneefall s im Winter und Schnee- und Eisschmelze m im Sommer bestimmt:

$$b = \frac{1}{J} \int_g (s - m) dt. \quad (13)$$

Schneefall und Schmelzen waren durch die im Energiebilanzmodell der Atmosphäre berechnete Temperatur parameterisiert. Im Rahmen einer Diplomarbeit (ESCH 1988) konnte damit das eiszeitliche nordamerikanische Inlandeis mit einer realistischen Länge (3000 km) und Dicke (> 4 km) innerhalb von 35.000 Jahren aufgebaut werden (Abbildung 3).

Am MPI laufen auch Untersuchungen, das T-21 Modell des EZMW zur Bestimmung der Jahresschneebilanz einzusetzen. Zwar läßt sich das T-21 Modell nicht in einer angemessenen Zeit über einen vollen Eiszeitzyklus von 120.000 Jahren integrieren; man könnte aber die Jahresschneebilanz für einige ausgewählte Klimazustände berechnen und die Ergebnisse als Stützwerte für eine linearisierte Form der Jahresschneebilanz verwenden:

$$b = b_0 + b_1 \delta \epsilon + b_2 \delta p + b_3 \delta a. \quad (14)$$

Linearisiert wird dabei bezüglich (kleiner) Änderungen der Erdbahnparameter (der Schiefe ϵ und des Präzessionsparameters p) sowie der globalen Albedo a .

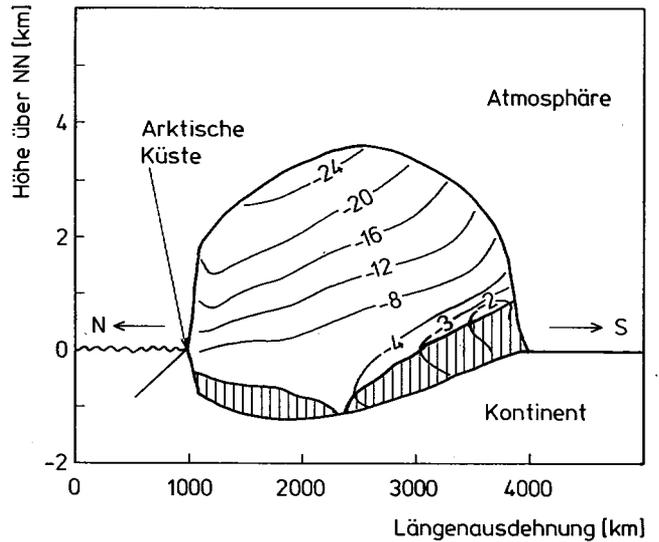


Abb. 3: Nord-Süd-Profil des simulierten Nordamerikanischen (eiszeitlichen) Eisschildes nach 35000 Modelljahren des gekoppelten (2d) Systems Atmosphäre-Eis-Kontinent. Im Eisinneren sind die Isolinien der Eistemperatur eingezeichnet. In den schraffierten Bereichen hat das Eis den druckkorrigierten Schmelzpunkt erreicht (temperiertes Eis).

5 Die Eiszeitatmosphäre im Januar vor 18.000 Jahren

Die Berechnung des atmosphärischen Gleichgewichtszustands für gewisse feste Randbedingungen, z. B. maximaler Vereisung vor 18.000 Jahren oder maximaler Sonneneinstrahlung im Sommer vor 9.000 Jahren, weit weg von heutigen Randbedingungen, hat drei direkte paläoklimatische Anwendungen: Die Temperaturen und Feuchtigkeiten über Land können mit paläoklimatischen Daten verglichen werden, die resultierenden Winde sollen zum Antrieb eines Ozeanzirkulationsmodells benutzt werden und die berechnete Jahresschneebilanz dient zur Eichung einfacherer Modellatmosphären.

Erste Rechnungen sind nun für die Januar-Atmosphäre vor 18.000 Jahren durchgeführt worden. Als untere Randbedingung war die damalige Inlandeisverteilung und die Meeresoberflächentemperatur (mit Meereis) aus CLIMAP (1976)-Daten sowie am oberen Rand der Atmosphäre die damalige Verteilung der Sonneneinstrahlung vorgegeben.

In den Abbildungen 4 a, b, c sind die berechneten Oberflächentemperaturen vor 18.000 Jahren (a), für heute (b) und für die Differenz ((c) = (a)-(b)) dargestellt. Weitere Felder (Wind, Feuchtigkeit, 500 mb Geopotential, . . .) sind in LAUTENSCHLAGER et al. (1987) beschrieben. Die Januar Eiszeitatmosphäre ist (wie zu erwarten) insgesamt kälter ($\approx 5^\circ$ im globalen Mittel), die Winde sind stärker mit einem ausgeprägten orographischen Effekt (durch das bis zu 4 km dicke Inlandeis) und die Feuchte ist geringer. Ein multivariater Signifikanztest zeigt, daß diese Änderungen gegenüber dem heutigen atmosphärischen Zustand signifikant ($> 99,9\%$ Konfidenzgrenze) aus dem Rauschen der natürlichen Schwankungen der Atmosphäre hervortreten.

Die Januar-Atmosphäre wurde einmal mit und ohne Vereisung Tibets berechnet. Anlaß für dieses Modellexperiment war die von KUHLE (1987) vorgeschlagene Theorie, daß Tibet als Auslöser der nordhemisphärischen Vereisung anzusehen ist. Die Modellrechnung zeigt zwar, daß die

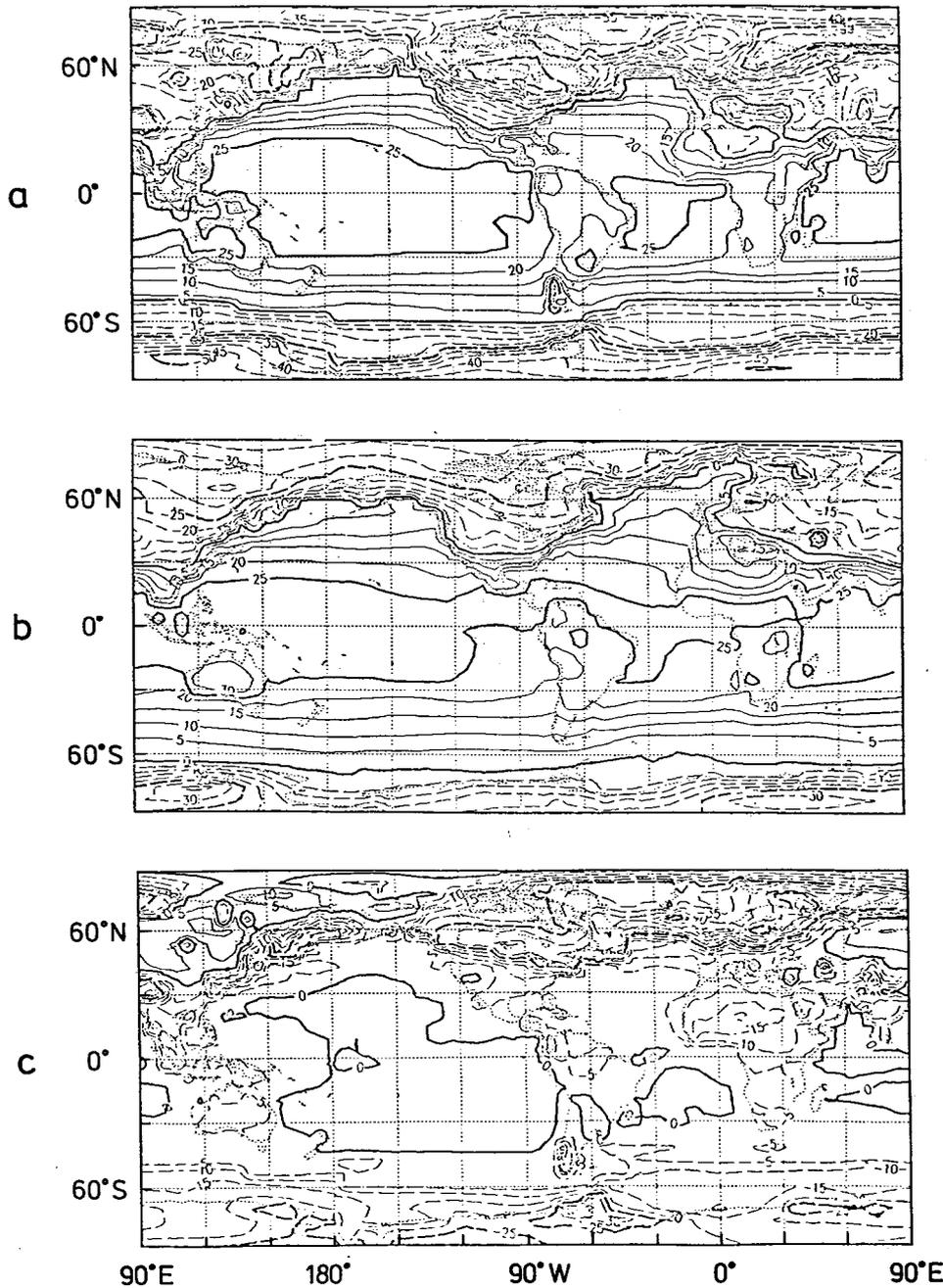


Abb. 4: Berechnete Oberflächentemperaturen mit dem atmosphärischen Zirkulationsmodell (T-21) des Europäischen Zentrums für Mittelfrist-Wettervorhersage: a) vor 18000 Jahren (maximale Vereisung), b) heute, c) Differenz: (a)-(b).

Vereisung Tibets einen signifikanten ($\approx 90\%$ Konfidenzgrenze) globalen Abkühlungseffekt hat, ob dadurch die Eiszeiten ausgelöst worden sind, kann jedoch nicht gesagt werden. Dazu wäre eine Rechnung im Jahresgang nötig. Solche Rechnungen laufen gerade mit einer inzwischen weiterentwickelten Version des T-21-Modells.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Simulationen des Paläoklimas über 1000 Jahre und länger lassen sich mit den heute zur Verfügung stehenden Rechnern nur mit vereinfachten Modellen des gekoppelten Klimasystems (Atmosphäre-Ozean-Inlandeis) durchführen. Die hochauflösenden Zirkulationsmodelle der Atmosphäre und des Ozeans werden dagegen zunächst nur zur Modellierung des Klimagleichgewichts für feste Randbedingungen verwendet. Das am MPI entwickelte 3-d Zirkulationsmodell des Inlandeises läßt sich jedoch, gekoppelt mit einer vereinfachten Atmosphäre, über einen vollen Eiszeitzyklus (120.000 Jahre) in einer vertretbaren Rechenzeit integrieren.

Das Inlandeismodell wurde am Beispiel der Antarktis getestet und zum Aufbau des (eiszeitlichen) tibetischen Inlandeises eingesetzt. Innerhalb von 10.000 Jahren werden im Modell realistische Inlandeisdicken (> 1 km) erreicht. Für solche Langzeitsimulationen wird die Atmosphärenrechnung auf die Berechnung der Jahresschneebilanz reduziert, die neben dem Eisfließen die zeitliche Entwicklung der Eisdickenverteilung bestimmt. Mit einem 2-d (zonal symmetrischen) Modell des gekoppelten Systems Atmosphäre-Inlandeis-Kontinent konnten einige dynamische Studien durchgeführt werden. Sie zeigen, wie die Jahresschneebilanz durch einen einfachen hydrologischen Zyklus modelliert werden kann. Innerhalb von 35.000 Jahren wird mit dieser Parameterisierung das nordamerikanische (eiszeitliche) Inlandeis mit einer Nord-Süd Ausdehnung von etwa 3.000 km und einer Dicke von über 4 km aufgebaut. Das T-21-Modell des EZMW ist prinzipiell geeignet um den atmosphärischen Zustand auch für andere paläoklimatische Randbedingungen zu bestimmen. Die Resultate für die

Januaratmosphäre während der letzten Eiszeit (18.000 Jahre vor heute) sind in qualitativer Übereinstimmung mit geologischen Daten.

Die bisherigen Ergebnisse lassen die im Abschnitt 2 vorgeschlagene Modellierungsstrategie als sinnvoll erscheinen. In der nächsten Zeit sollen alle 3 großen eiszeitlichen Inlandeise (in Tibet, Nordeuropa und Nordamerika) im gekoppelten Modus mit einer „Schneegrenzen“-Atmosphäre (Gleichung (8)) über einen vollen Eiszeitzyklus integriert werden. Zu einem späteren Zeitpunkt soll das Konzept der Schneegrenze durch den im 2-d Fall getesteten hydrologischen Kreislauf (Gleichung (9)) ersetzt werden.

Parallel zur Simulation des Paläoklimas mit den jetzt zur Verfügung stehenden Modellen müssen diese Modelle weiter entwickelt werden. Das 3-d Inlandeismodell muß insbesondere für die Modellierung der Rückzugsphase des eiszeitlichen Inlandeises erweitert werden. Dazu benötigt man ein Modell für das Schelfeis (im Ozean schwimmende Inlandeiszungen) und eine Beschreibung für das Eisgleiten über den Felsuntergrund. Bei den bereits begonnenen Kopplungsexperimenten Inlandeis-Schelfeis wird angenommen, daß die Breite des Übergangsbereichs zwischen Inlandeis und Schelfeis nur von der Größenordnung der Eisdicke ist und damit das Übergangsbereich als quasistationär angenommen werden kann (HERTERICH 1987). Dies bedeutet, daß der Ausfluß aus dem Inlandeis gleich dem Eintrag in das Schelfeis ist und damit die Randbedingung für das Schelfeismodell durch die lokale Rechnung im Inlandeismodell bestimmt werden kann.

Auf die Rolle des Ozeans bei der Modellierung des Paläoklimas wurde in diesem Aufsatz gar nicht näher eingegangen. In erster Näherung kann man eine Simulation der eiszeitlichen Schwankungen des Eisvolumens ohne explizite Modellierung des Ozeans durchführen. Die Jahresschnee Bilanz ist wesentlich durch die lokalen Bedingungen an der Eisoberfläche (Temperatur und Einstrahlung) beeinflusst.

Zur Simulation von atmosphärischen Gleichgewichtszuständen mit dem T-21 Modell reicht es zunächst aus, die Meeresoberflächentemperatur als untere Randbedingung aus Paläodaten zu entnehmen. Für eine realistische Modellierung der eiszeitlichen Klimaschwankungen muß jedoch

der Ozean mit einbezogen werden. Der ozeanische Zustand beeinflusst z. B. über die Verdunstung die Jahresschnee Bilanz über dem Eis und steuert (über den Partialdruck des CO₂ in der ozeanischen Deckschicht) den CO₂ Gehalt der Atmosphäre. Gekoppelte Atmosphäre-Ozean Simulationen auf paläoklimatischen Zeitskalen benötigen jedoch eine Modellatmosphäre, die diagnostisch eine schnelle numerische Berechnung des mittleren Zustandes (einschließlich der Zirkulation) für feste Randbedingungen erlaubt. Bis jetzt gibt es solch ein Modell nicht. Noch ungelöst ist das Problem der Parameterisierung der atmosphärischen Schwankungen mit einer Zeitskala von Tagen durch mittlere Größen (z. B. Monatsmittelwerte).

Literatur

- CLIMAP, (1976): The surface of the ice-age earth. *Science* 191, 1131-1137.
- ESCH, M., (1988): Zur numerischen Simulation der Eiszeiten: Physikalische und numerische Eigenschaften verschiedener Parameterisierungsansätze. Diplomarbeit (Universität Hamburg).
- HERTERICH, K.; M. SARNTHEIN, (1984): Brunhes time scale: Tuning by rates of calcium-carbonate dissolution and cross spectral analyses with solar insolation, in A. Berger et al. (eds), *Milankovitch and Climate*, D. Reidel Publ., Part 1, 446-466.
- HERTERICH, K., (1987): On the flow within the transition zone between ice sheet and ice shelf. In: *Dynamics of the West Antarctic Ice Sheet*, C. J. van der Veen and J. Oerlemans (eds), D. Reidel Publ., 52-68.
- HERTERICH, K., (1988): A three dimensional model of the Antarctic-Ice-Sheet. *Annals of Glaciology* (in press).
- HUTTER, K., (1983): *Theoretical Glaciology*. Reidel Publishing Company, Dordrecht.
- KUHLE, M., (1987): Subtropical mountain- and highland-glaciation as ice age triggers and the waning of the glacial periods in the Pleistocene. *Geo Journal* 14.4, 393-421.
- LAUTENSCHLAGER, M.; K. HERTERICH; U. SCHLESE; E. KIRK, (1987): Simulation of the January climate 18000 YBP. Max-Planck-Institut für Meteorologie. Report No. 11.
- PATERSON, W. S. B., (1981): *The physics of glaciers*. Pergamon Press, Oxford.

8

P. LEMKE

Über die Wechselwirkung zwischen dem Meereis und der ozeanischen Deckschicht

1 Einleitung

Veränderungen der Packeisgrenze gehören zu den bedeutendsten Merkmalen von Klimaschwankungen in den Polargebieten. Diese Veränderungen zu verstehen und damit auch vorherzusagen ist nicht nur von Interesse für Fragen des regionalen und globalen Klimas, sondern hat auch große praktische Bedeutung, da die Polargebiete in zunehmendem Maße wirtschaftlich genutzt werden.

Das Meereis ist an mehreren klimarelevanten Rückkopplungsprozessen beteiligt. Ein bekannter positiver Rückkopplungsprozeß ist der Eis-Albedo-Feedback: Eine anfängliche Erniedrigung der Lufttemperatur führt zu einer Ausdehnung des Packeises. Dadurch wird die Oberflächenalbedo vergrößert, die Atmosphäre weiter abgekühlt und zusätzlich Meereis gebildet. Bei einer anfänglichen Erhöhung der Lufttemperatur passiert das Gegenteil: Das Meer-

eis zieht sich zurück, der Ozean kann mehr Sonnenstrahlung aufnehmen, die Atmosphäre wird erwärmt und mehr Packeis wird geschmolzen.

Ein ähnlicher positiver Rückkopplungsprozeß verläuft über die Verdunstung: Eine Erhöhung des atmosphärischen Wasserdampfgehaltes durch sich zurückziehendes Packeis ergibt eine verstärkte Strahlungsabsorption, dies führt zu einer Erwärmung der Luft und somit zu einem weiteren Rückgang des Meereises. Bei einem Vorstoß des Packeises wird die Luft durch die Unterbindung der Verdunstung dagegen trockener. Dies hat eine geringere Strahlungsabsorption und damit eine Abkühlung der Luft und ein weiteres Vordringen des Packeises zufolge.

Die Verteilung von Meereis und offenem Wasser in polaren Breiten und das saisonal produzierte oder geschmolzene Meereis haben einen bedeutenden Einfluß nicht nur auf die atmosphärische sondern auch auf die ozeanische Zirkulation. Dies liegt darin begründet, daß das Meereis durch seine hohe Albedo und seine isolierenden Eigenschaften die Strahlungsbilanz und den Austausch von Wärme und Impuls zwischen Ozean und Atmosphäre verändert. Die Veränderungen der Flüsse an der Meeresoberfläche wirken stark auf die Dynamik der ozeanischen Deckschicht. In Regionen, in denen die ozeanische Schichtung nur schwach stabil ist, wird durch Abkühlung und den Salzausstoß beim Gefrieren des Meereises (Meereis hat einen Salzgehalt von nur etwa 5 ‰) Tiefen- und Bodenwasser gebildet, das die Zirkulation des tiefen Ozeans erzeugt.

In aufwendigeren Meereismodellen wird der Ozean im allgemeinen durch eine Deckschicht mit räumlich und zeitlich konstanter Tiefe simuliert, mit einem konstant vorgegebenen Wärmefluß aus dem tiefen Ozean. Angenommene Werte für diesen ozeanischen Wärmefluß reichen von 2 W/m² im Arktischen Ozean bis zu 20 W/m² im Südlichen Ozean (PARKINSON u. WASHINGTON 1979; HIBLER 1979; POLLARD et al. 1983; SEMTNER 1984a).

Um die Wechselwirkung zwischen dem Meereis und dem Ozean genauer zu untersuchen, wird in dieser Arbeit ein einfaches thermodynamisches Meereismodell an ein prognostisches eindimensionales Modell für die ozeanische Deckschicht und die darunterliegende Sprungschicht gekoppelt. Der vertikale ozeanische Wärmefluß wird in diesem Modell – im Gegensatz zu früheren Untersuchungen – durch das Einmischen (entrainment) von warmem Tiefenwasser in die kalte Deckschicht prognostisch bestimmt.

Das prognostische Deckschichtmodell führt gegenüber der Simulation mit konstant vorgeschriebener Deckschichttiefe zu einer deutlich veränderten Meereisverteilung. Der Grund hierfür ist der räumlich und zeitlich stark veränderliche ozeanische Wärmefluß. Dieser Wärmefluß ist am größten (13 W/m²) in der Nähe des Antarktischen Kontinents, wo auch die vertikale Schichtung des Ozeans am schwächsten ist. Im Spätwinter, wenn die Deckschicht ihre größte Tiefe erreicht hat, und während der Rückzugsphase im Frühling und Sommer, ist der vertikale Wärmefluß im Ozean vernachlässigbar klein. Die jahreszeitlichen Änderungen der Deckschichttiefe (Wärmespeicher) und des Entrainment-Wärmeflusses verursachen eine Verzögerung in der Vereisung des Meeres und reduzieren die maximale Meereisausdehnung deutlich. Eine zu große Packeisaus-

dehnung war ein bekanntes Problem in früheren Meereismodellen, das im allgemeinen durch geeignete Parameterisierung der Eiskonzentration und der Albedo aufgefangen wurde.

HIBLER u. BRYAN (1987) haben kürzlich die Ergebnisse eines gekoppelten, dreidimensionalen Ozeanzirkulations- und Meereismodells für den Arktischen Ozean vorgestellt. In ihrem Modell wird der ozeanische Wärmefluß im wesentlichen durch Advektion und durch gelegentliches konvektives *overturning* bei instabiler Schichtung dargestellt. Diese ozeanische Effekte sind an der Packeisgrenze am deutlichsten ausgeprägt. In dem hier vorgestellten eindimensionalen Modell werden die advektiven Effekte durch Wärme- und Salzquellen parameterisiert, die die Divergenzen der horizontalen Transporte darstellen. Der vertikale ozeanische Wärmefluß wird durch ein kontinuierliches Einmischen von warmem Wasser während der Vertiefung der Deckschicht simuliert. Es zeigt sich, daß dieser Prozeß nicht nur an der Packeisgrenze sondern auch in den Gebieten mit großen Gefrieren im Süden der Weddell See wichtig ist.

Angewendet wird das eindimensionale Meereis-Ozean Modell zunächst auf den Südlichen Ozean. Es wird ein Standard-Experiment diskutiert (Abschn. 3.1) und mit zwei Polynya-Experimenten verglichen (Abschn. 3.2). (Polynya ist die russische Bezeichnung für eine größere eisfreie Fläche im Packeis). In beiden Polynya-Experimenten wird die Meereisdecke durch eine Destabilisierung der ozeanischen Dichteschichtung zerstört, die zu erhöhter Tiefenkonvektion führt im Vergleich zur normalen jahreszeitlichen Änderung der Deckschicht im Standard-Experiment. Im ersten Experiment wird eine Destabilisierung erreicht durch übermäßig starkes Entrainment über einem warmen Wirbel, der die Basis der Deckschicht signifikant anhebt (GORDON u. HUBER 1984). Der Destabilisierungsmechanismus im zweiten Experiment ist eine erhöhte Gefrierenrate und damit ein erhöhter Salzeintrag in die Deckschicht in einem Gebiet mit einer divergenten Meereisströmung.

Anschließend werden dann zwei weitere Fragen untersucht: die Auswirkungen von Flußumleitungen in Sibirien auf den Arktischen Ozean (Abschn. 3.3), sowie Änderungen der Meereisgrenze in früheren Epochen der Erdgeschichte (Abschn. 3.4). Hierbei werden die Randbedingungen für das gekoppelte eindimensionale Meereis-Ozean Modell verändert, z. B. durch geringere Lufttemperaturen, durch eine Reduktion der Solareinstrahlung, durch einen kälteren tiefen Ozean und durch einen erhöhten Frischwassereintrag in den Ozean während des Abschmelzens der kontinentalen Eisschilde.

2 Das Modell

2.1 Deckschicht-Pyknokline

Das eindimensionale Deckschicht-Sprungschicht Modell stammt von LEMKE und MANLEY (1984). Es wurde aber darin erweitert, daß außer der Salzbilanz auch die Wärmebilanz der obersten Ozeanschichten beschrieben wird. Die vertikale Struktur des Zwei-Schichten-Modells ist in Abbildung 1 dargestellt. Temperatur und Salzgehalt sind in der Deckschicht konstant und zeigen in der darunterliegenden Sprungschicht einen exponentiellen Verlauf.

$$T(z) = T \quad 0 > z > -h$$

$$S(z) = S$$

$$T(z) = T_\infty + (T - T_\infty) \exp [(z+h)/d_T] \quad -h > z > -h_b$$

$$S(z) = S_\infty + (S - S_\infty) \exp [(z+h)/d_S]$$

Prognostische Variablen sind die Deckschichttemperatur T und -salzgehalt S , die Deckschichttiefe h , die exponentiellen Skalentiefen der Thermokline d_T und der Halokline d_S und die Eisdecke h_I . T_∞ und S_∞ werden als konstante Randbedingungen betrachtet. Die prognostischen Gleichungen für diese Variablen sind hergeleitet aus der Erhaltung von Wärme und Salz, aus der Energiebilanz und aus einer Parameterisierung der Entrainmentflüsse für Salz und Temperatur.

Nach der Salzbilanz ergeben sich die Änderungen des Salzinhalt einer Wassersäule aus dem Salzfluß an der Oberfläche (d. h. aus der Frischwasserzufuhr als Differenz von Niederschlag und Verdunstung) und dem Auftrieb von salzreichem Wasser aus tieferen Ozeanschichten. Der Auftriebsterm repräsentiert den Nettoeffekt der ozeanischen Zirkulation, d. h. die Divergenz des horizontalen Salztransportes. Dieser Term ist nötig, um das Übermaß von Niederschlag gegenüber Verdunstung in hohen Breiten auszugleichen. Für die Wärmebilanz gelten ähnliche Argumente.

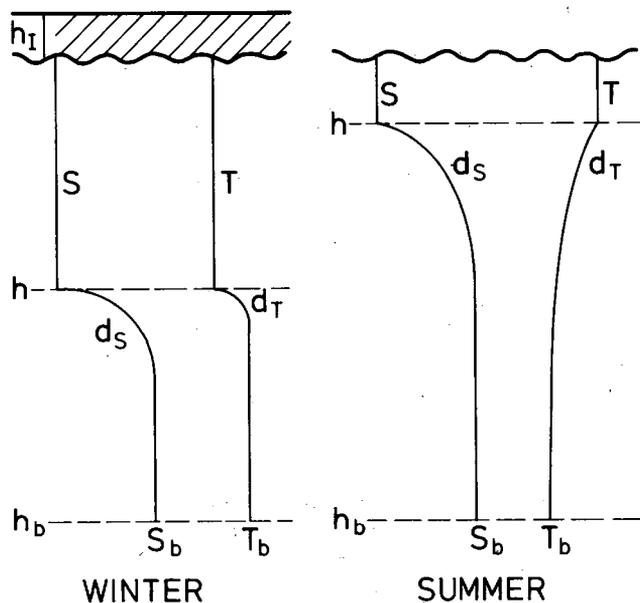


Abb. 1: Vertikale Struktur des Deckschicht-Sprungschicht Modells (Alle Abbildungen entstammen der Arbeit von LEMKE (1987)).

Die Entrainmentflüsse von Salz und Wärme werden durch eine Turbulenz-Längenskala in der Entrainmentzone und durch die Entrainmentgeschwindigkeit parametrisiert. Dies stellt eine Erweiterung des Kraus-Turner Ansatzes für eine Deckschicht mit Stufe auf unseren Fall eines kontinuierlichen Profils dar.

Eine Schließung des Systems der Deckschichtgleichungen wird gewöhnlich aus Betrachtungen der Energiebilanz gewonnen: Windschub und Eisbewegung erzeugen an der Oberfläche turbulente kinetische Energie, die benutzt werden kann, um die Änderungen der potentiellen Energie der

Wassersäule durch Oberflächen- und Entrainmentflüsse zu balancieren. In der Abkühlphase im Winter erzeugt Konvektion zusätzliche Energie zur Vertiefung der Deckschicht. Andere Energiequellen werden vernachlässigt. Wir nehmen ferner an, daß in der Sprungschicht stets genügend turbulente Energie zur Verfügung steht, um ein selbstähnliches Exponentialprofil aufrechtzuerhalten. Nähere Angaben zum Modell sind in LEMKE (1987) zu finden.

2.2 Meereis

Da zunächst grundsätzliche Fragen der lokalen Wechselwirkung des Meereises mit dem Ozean untersucht werden sollen, wurde ein einfaches thermodynamisches Einschichten - Meereismodell benutzt. Die Änderungsraten der Eisdicke wurden mit SEMTNERs (1976) thermodynamischem Meereismodell berechnet, wobei eine Oberflächen-Energiebilanz ähnlich der von PARKINSON und WASHINGTON (1979) benutzt wurde. Die Effekte einer Schneeschicht wurden dadurch approximiert, daß die Oberflächenalbedo für Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes gleich der Schneecalbedo gesetzt wurde. Liegt die Oberflächentemperatur am Schmelzpunkt, so gilt für die Albedo der Wert des schmelzenden Eises.

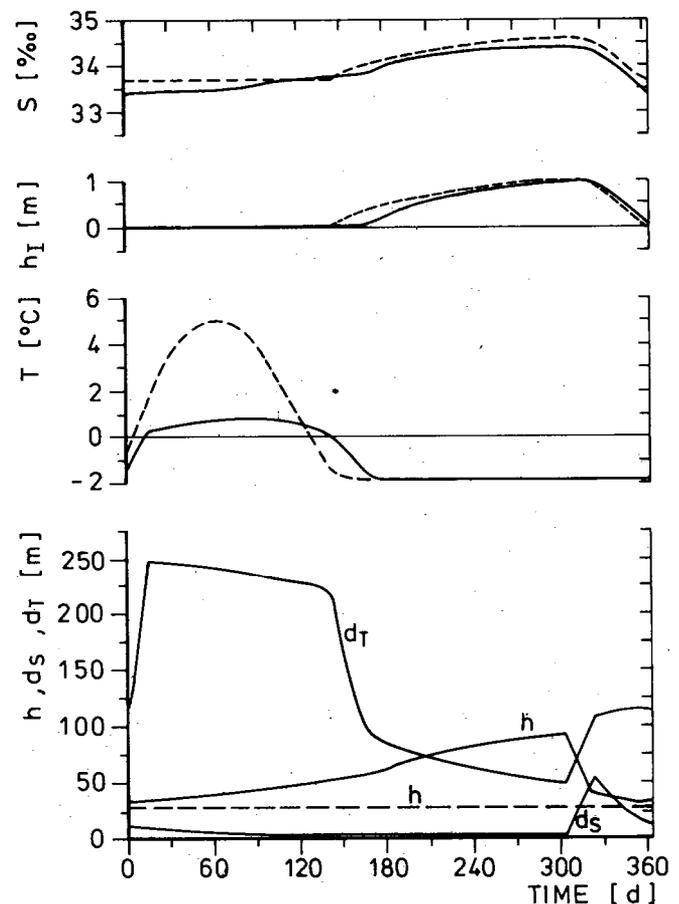


Abb. 2: Gleichgewichtsjahresgang der Meereisdicke h_I , der Tiefe h , der Temperatur T und des Salzgehalts S der Deckschicht, der Dicke der Pyknokline d_S und der Dicke der Thermokline d_T im Südlichen Ozean bei 64S für prognostische berechnete (durchgezogene Linien) und konstant vorgeschriebene Deckschichttiefe (gestrichelt, $d_T = d_S = 0$).

2.3 Meereis - Ozean Wechselwirkung

Die Bestimmung der Salz- und Wärmeflüsse an der Meeresoberfläche in eisbedeckten Gebieten unterscheidet sich von der im offenen Ozean. Im Gegensatz zu niederen und mittleren Breiten ist die Sprungschicht in den Polargebieten im Winter im allgemeinen wärmer als das Wasser in der darüberliegenden Deckschicht (das Sprungschichtwasser ist dennoch schwerer wegen seines höheren Salzgehalts). Daher ist die simultane Betrachtung der Wärme- und Salz-inhalte der oberen Ozeanschicht in den Polargebieten wichtig. Während der Vertiefung der Deckschicht durch stärkere Winde oder Salzkonvektion (Salzeintrag) wird wärmeres Wasser in die Deckschicht eingemischt. Dieser vertikale ozeanische Wärmefluß schmilzt daraufhin einen Teil des Meereises, wobei das dadurch entstehende Frischwasser die Schichtung stabilisiert. Daher führt der ozeanische Wärmefluß stets zu einer Verringerung der Vertiefungsrate der Deckschicht.

3 Anwendungen

3.1 Der Südliche Ozean

Im Südlichen Ozean wurde das gekoppelte, eindimensionale Meereis-Ozean Modell entlang eines Nord-Süd-Schnittes von 55S bis 70S angewendet. Ein typischer Jahresgang der Modellvariablen bei 64S ist in Abbildung 2 (durchgezogene Linie) gezeigt. Tag Nr. 1 entspricht dabei dem 1. Januar. Während des Sommers, wenn kein Meereis vorhanden ist und die Deckschichttemperatur vom Gefrierpunkt (-1.9° C) bis auf 1° C ansteigt, ändern sich Salzgehalt

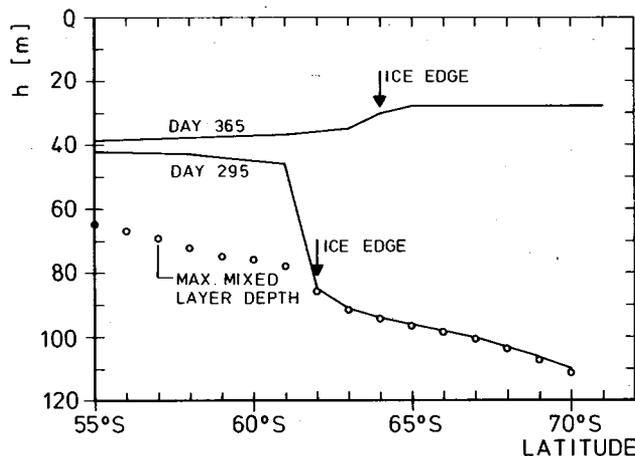


Abb. 3: Nord-Süd Schnitt der Deckschichttiefe im Südlichen Ozean am Ende des Winters (Tag 295 = 22. Oktober) und im Frühling (Tag 365 = 31. Dezember). Außerdem ist die maximale Deckschichttiefe im Winter gezeigt.

und Tiefe der Deckschicht nur wenig. Mit dem Auftreten des Eises (Tag 175) vertieft sich die Deckschicht durch den Ausstoß von Salz während des Gefrierprozesses deutlich, und der Oberflächen-Salzgehalt steigt erheblich an. Nachdem das Eis mit dem Beginn des Frühling (Tag 305) zu schmelzen anfängt und das Schmelzwasser die Dichteschichtung stabilisiert, zieht sich die Deckschicht rasch auf ihr jährliches Minimum zurück. Während des gesamten Jahres ist die Halokline stark ausgeprägt ($d_s \approx 5-10$ m), nur in der Rückzugsphase nimmt d_s deutlich zu (etwa 60 m). Die Dicke der Thermokline, die dynamisch wenig Einfluß hat,

schwankt zwischen 50 m und 250 m. Die simulierten jährlichen Amplituden der Modellvariablen stimmen mit den Beobachtungen recht gut überein (FOSTER u. CARMACK 1976; GORDON u. HUBER 1984).

Nord-Süd-Schnitte der Deckschichttiefen am Ende des Winters (Tag 295) und im Frühjahr (Tag 365) sowie der maximalen Tiefe der Deckschicht sind in Abbildung 3 dargestellt. Durch die ausgeprägte Salzkonvektion im Winter ist die Deckschicht unter dem Meereis wesentlich tiefer als im offenen Ozean. Im Frühling dagegen ist sie unter dem Eis durch den stabilisierenden Effekt des Schmelzwassers flacher.

In früheren Meereisstudien (HIBLER 1979; PARKINSON u. WASHINGTON 1979; HIBLER u. ACKLEY 1983; SEMTNER 1984a) wurde der Ozean im allgemeinen durch eine Deckschicht mit konstanter Tiefe dargestellt, die - je nach Autor - vom tiefen Ozean eine konstante Wärmezufuhr von 2 bis 20 W/m² erhielt. Eine entsprechende Rechnung für eine Deckschichttiefe von $h=30$ m ($d_s=d_T=0$) und einen Wärmefluß von 7W/m² ist durch die gestrichelten Linien in Abbildung 2 dargestellt.

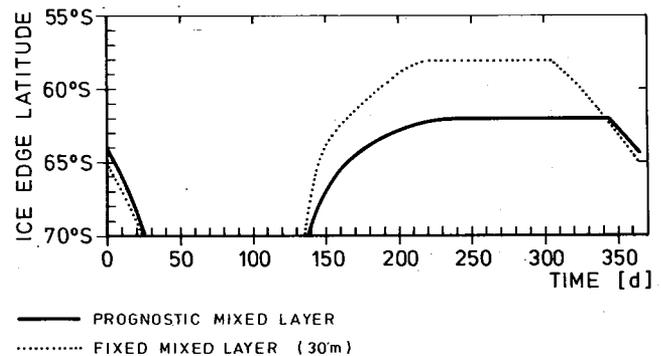


Abb. 4: Gleichgewichtsjahresgang der Packeisgrenze im Südlichen Ozean für das Modell mit prognostischer (durchgezogen) und konstant vorgeschriebener Deckschichttiefe (gestrichelt).*

Die Simulationen mit variabler und konstant vorgeschriebener Deckschichttiefe zeigen einen deutlichen Phasenunterschied im Jahresgang der Meereisdicke. Bei konstant vorgeschriebener Deckschichttiefe entsteht das Meereis etwa einen Monat früher und beginnt 10 Tage eher zu schmelzen. Abbildung 4 zeigt ferner, daß das prognostische Deckschichtmodell zu einer deutlichen Reduktion der Meereisausdehnung (4 Breitengrade) im Winter führt. Dies

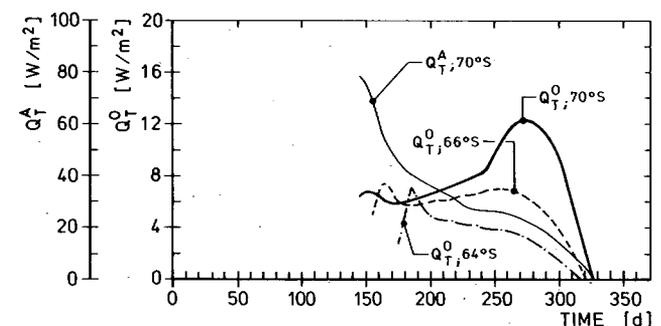


Abb. 5: Gleichgewichtsjahresgang des vertikalen ozeanischen Wärmeflusses Q_T^0 unter dem Packeis für verschiedene geogr. Breiten im Südlichen Ozean und die atmosphärische Gefriertrate q_T^A bei 70S

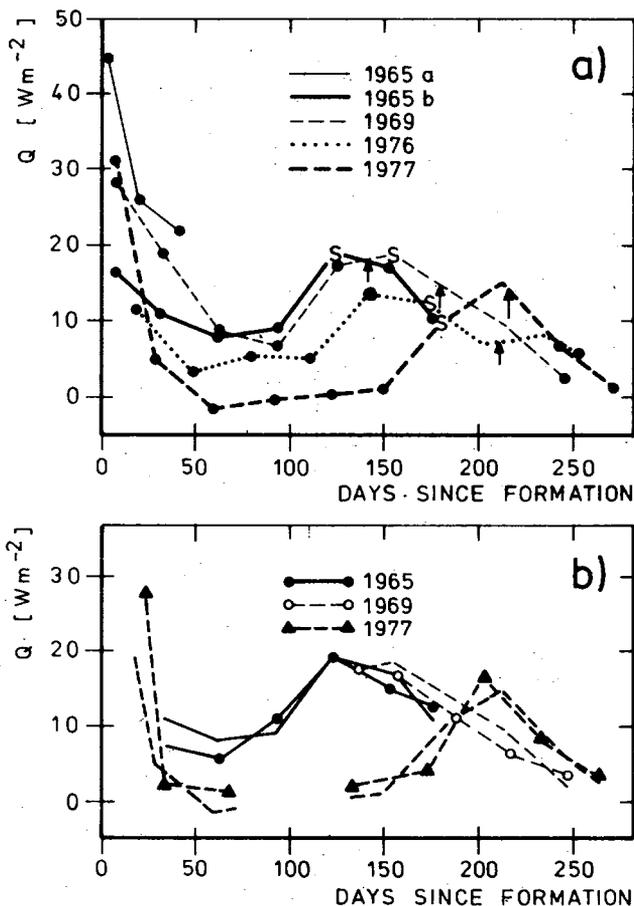


Abb. 6: Wärmefluß vom Ozean in das Meereis gemessen von Allison (1981) in der Nähe der australischen Antarktisstation Mawson.

a) Monatliche Werte bestimmt aus der mittleren Lufttemperatur und der Gefriertrate. Die Septemberwerte sind durch ein S und die Zeit der maximalen Eisdicke durch einen Pfeil gekennzeichnet.

b) Werte bestimmt aus gemessenen Temperaturprofilen im Eis.

ist eine Folge des nicht mehr als konstant angenommenen, sondern räumlich und zeitlich stark veränderlichen Wärmeflusses aus dem tiefen Ozean in die Deckschicht (s. Abbildung 5).

In der Nähe der Eisgrenze wird das Maximum des ozeanischen Wärmeflusses zu Anfang des Winters erreicht, wenn auch die Vertiefungsrate der Deckschicht am größten ist. Dieser große Wärmefluß verzögert und reduziert das Vordringen des Meereises sehr wirksam. Durch die Vorgabe eines konstanten Wärmeflusses war dieser Effekt in den bisherigen Meereismodellen nicht enthalten, sodaß die errechnete Meereisausdehnung in den meisten Fällen zu groß ausfiel. Der erhöhte prognostische Wärmefluß zu Beginn des Winters und der vernachlässigbare Wärmefluß während der Rückzugsphase der Deckschicht erklären auch die Phasendifferenz in Abbildung 2.

In höheren Breiten zeigt Abbildung 5 ein zweites Maximum am Ende des Winters, wenn die Thermokline stark ausgeprägt ist (d_T klein) und die Wärmediffusion stärker als Entrainment ist. (Es sei angemerkt, daß d_T im Modell nicht kleiner als 5 m werden kann. Dies wird bewirkt durch eine vertikale „Diffusion“, die sofort greift wenn d_T aufgrund der Deckschichtdynamik diese Grenze unter-

schreiten würde.) Die Struktur des Jahresganges mit zwei Maxima des ozeanischen Wärmeflusses stimmt gut mit Beobachtungen (ALLISON 1979) in der Nähe von Mawson überein (Abbildung 6).

Wir schließen aus diesem Vergleich, daß eine Darstellung des oberen Ozeans durch eine konstant vorgeschriebene Deckschichttiefe mit konstantem Wärmefluß unzureichend ist, und zwar nicht nur unter dem Eis, sondern auch im offenen Ozean. Die entscheidende Größe für das Zufrieren des Meeres ist der Wärmehalt der Deckschicht, wobei Änderungen des Wärmehaltes nicht nur durch Änderungen der Temperatur hervorgerufen werden, sondern auch durch Änderungen der Deckschichttiefe.

3.2 Polynya-Experiment

In den letzten Jahren sind verschiedene Mechanismen zur Erklärung des Auftretens der Weddel-Polynya in den Wintern 1974 bis 1976 (MARTINSON et al. 1981; PARKINSON 1983; van YPERSELE 1986) vorgeschlagen worden. Hier werden zwei mögliche Prozesse diskutiert, die beide die ozeanische Schichtung destabilisieren, ein verstärktes Einmischen von warmem Wasser in die Deckschicht ermöglichen und dadurch die Eisdicke verringern.

Während einer Fahrt in die Weddell See haben GORDON und HUBER (1984) große warme Wirbel beobachtet, die sich in Höhe der Sprungschicht von Osten kommend in die Weddell See bewegten. Die wichtigsten Auswirkungen dieser warmen Zellen waren eine signifikante Erhöhung der Deckschichtbasis und der Pyknoklinen-Temperatur. Dadurch war ein verstärktes Einmischen von warmem, salzigem Wasser in die Deckschicht möglich. Ist dieser Effekt stark genug, dann kann die Meereisdicke drastisch reduziert werden.

Im ersten Polynya-Experiment werden die warmen Zellen dadurch dargestellt, daß die Deckschicht für 50 Tage im vierten Integrationsjahr bei 40 m festgehalten wird, und zwar zu Winterbeginn, zu einer Zeit, in der die Deckschicht sich normalerweise stark vertieft (s. Pfeil in Abbildung 7). Außerdem wird die Temperatur T_{∞} um 1°C erhöht. Nach 50 Tagen wird T_{∞} auf den Standardwert von 0.6°C zurückgesetzt. Die atmosphärischen Randbedingungen entsprechen dem Breitengrad 66S.

Nach Abbildung 7 braucht das Modell etwa 10 Jahre, um wieder den normalen Jahresgang anzunehmen, obwohl die Störung durch den warmen Wirbel nur von kurzer Dauer (50 Tage) war. Die größte Abweichung von der normalen Meereisdicke findet im Jahr nach der Störung statt. Durch das verstärkte Einmischen von salzreicherem Wasser bei einer geringeren Deckschichttiefe als im Normalfall, ist der mittlere Salzgehalt der Deckschicht stark erhöht. Die dadurch reduzierte Stabilität führt zu einer anomalen Vertiefung der Deckschicht, einer signifikanten Erhöhung des vertikalen Wärmeflusses und einer drastischen Verringerung der Meereisdicke während der folgenden drei Jahre. Schließlich wird aber der ursprüngliche Jahresgang wieder eingenommen.

Ein zweiter Mechanismus zur Entstehung einer Polynya ist eine hinreichend divergente Meereisdrift. Dies reduziert die mittlere Eisdicke und -konzentration und erhöht dadurch

die Gefriertrate und folglich auch den Oberflächen-Salzgehalt. Im zweiten Polynya-Experiment wird daher die Eisdicke im vierten Jahr zu Winterbeginn, wenn die Eisdecke sich normalerweise weiter verstärkt, für 40 Tage auf 15 cm reduziert. Obwohl die Störung wieder nur für eine relativ kurze Zeit eingeführt wird, ist die Antwort des gekoppelten Meereis-Ozean-Modells wie im vorhergegangenen Experiment über mehrere Jahre zu verfolgen.

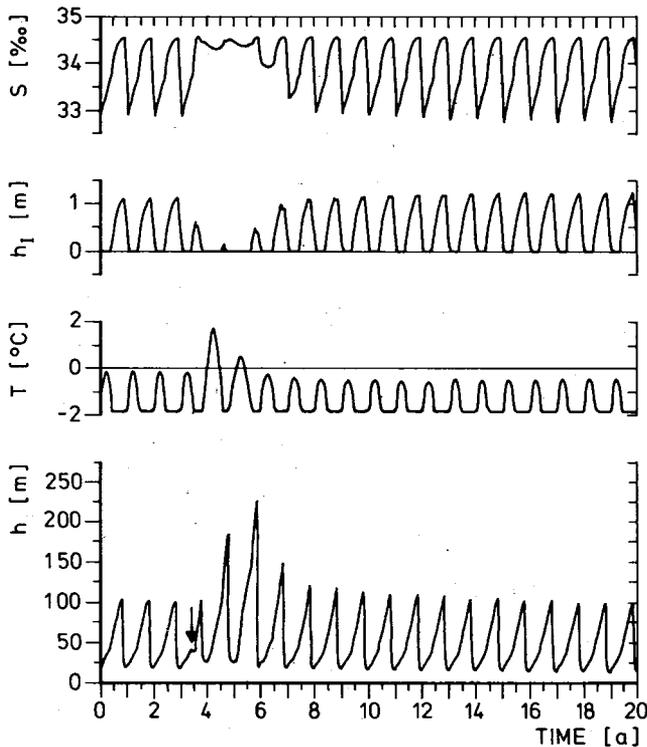


Abb. 7: Modellresultate für die Meereisdicke h_I , Deckschichttiefe h , -salzgehalt S und -temperatur T aus einem 20-jährigen Polynya-Experiment. Während einer 50-tägigen Störung (siehe Pfeil) wurde die Deckschicht auf 40 m Tiefe zurückgesetzt sobald sie tiefer wurde, und die Temperatur des tiefen Ozeans T_∞ wurde um 1°C erhöht.

In beiden Fällen beträgt der maximale Entrainment-Wärmefluß während der Vertiefung der Deckschicht etwa 150 W/m^2 . Dies ist etwa das zwanzigfache des normalen Wertes des vertikalen Wärmeflusses (s. Abbildung 5). Die Störung (warmer Wirbel, divergente Eistrift) ist am Anfang des Winters am wirksamsten, wenn auch die Gefriertrate groß genug ist, um tiefe Konvektion zuzulassen. Das Auftreten der Störung im Spätwinter hat nur geringe Auswirkungen, da die Gefriertrate und damit auch die Konvektion dann schwächer sind. Die Experimente zeigen, daß die Bildung einer Polynya nur dann erfolgt, wenn im Frühwinter die Schichtung genügend instabil und die Störung ausreichend groß ist. Im Falle des warmen Wirbels ist es wichtig, daß das Anheben der Pyknokline bei geringen Tiefen (in unserem Fall 40 m) stattfindet. Eine Anhebung von 100 m auf 70 m hat nur eine geringe Wirkung, da die Vertiefungsrate der Deckschicht bei gleichen Oberflächenflüssen exponentiell mit der Tiefe abnimmt.

3.3 Die Auswirkung sowjetischer Fluß-Umleitungen auf den Arktischen Ozean

Die Deckschicht im Arktischen Ozean ist durch einen gerin-

gen Salzgehalt gekennzeichnet, der durch das Frischwasser der sowjetischen und kanadischen Flüsse und durch den Einfluß von relativ salzarmem Wasser durch die Bering-Straße aufrechterhalten wird. Es existieren Pläne in der Sowjet-Union, einen Teil der nordwärts fließenden Flüsse in den Süden umzuleiten, wo ein großer Wasserbedarf besteht. Diese Pläne haben zu einer breiten Diskussion über die möglichen Auswirkungen auf das arktische Meereis geführt. Die durch Flußumleitungen bedingte Reduktion des Frischwasserzuflusses würde den Oberflächensalzgehalt vergrößern und damit die Stabilität oberer Schichten des Arktischen Ozeans verringern. Eine schwächere Schichtung würde dann ein verstärktes Einmischen des relativ warmen Atlantikwassers und somit ein teilweises Schmelzen des Meereises ermöglichen (AAGAARD u. COACHMAN 1975; HOLT et al. 1984; SEMTNER 1984b; CATTLE 1985).

Auch zum Studium dieses Problems wurde das eindimensionale gekoppelte Meereis-Ozean Modell eingesetzt. Gemäß der oben zitierten Literatur wird für diese Studie das folgende Frischwasser-Budget für den Arktischen Ozean angenommen: Flußzufuhr 0.1 Sv ($1 \text{ Sv} = 1 \text{ Sverdrup} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$), Bering-Straßen-Komponente 0.05 Sv , Niederschlag minus Verdunstung 0.03 Sv und Meereisexport durch den Ostgrönland-Strom -0.1 Sv . Bei einer Fläche des Arktischen Ozeans von etwa 10^7 km^2 ergeben diese Zahlen einen Nettofrischwasserfluß von 0.25 m/Jahr . Als Randbedingungen für

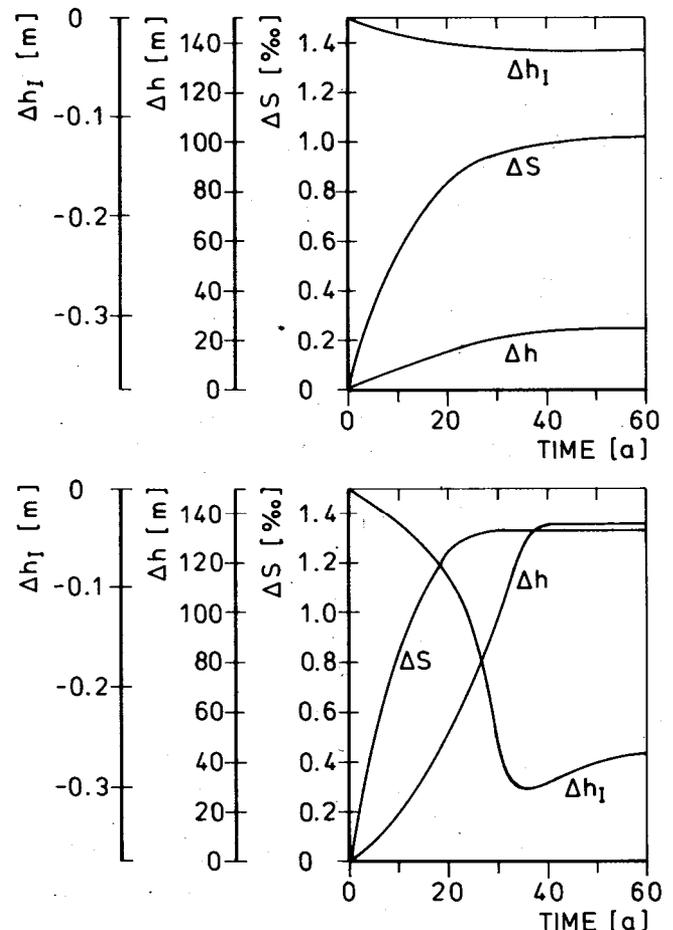


Abb. 8: Antwort der Packeisdicke h_I , des Deckschichtsalzgehaltes S und der Deckschichttiefe h im Arktischen Ozean bei 77°N auf eine 30%ige (oben) und eine 50%ige (unten) Reduktion des Frischwassertransports durch sowjetische Flüsse in das Arktische Becken.

das Meereis-Ozean Modell wurden Beobachtungen entsprechend einer geographischen Breite von 77N eingesetzt. Nach Erreichen des Gleichgewichtszustandes wurden zwei Anomalie-Experimente durchgeführt, die einer Reduktion der Flußwasserzufuhr um 30% bzw. 50% entsprachen.

Beide Experimente wurden für 60 Jahre integriert. Die resultierenden Änderungen der jährlichen Maxima des Salzgehaltes, der Deckschichttiefe und der Meereisdicke sind in Abbildung 8 dargestellt. Eine 30%ige Reduktion der Flußwasserzufuhr (oberes Bild) führt danach zu einer Verringerung der winterlichen Meereisdecke um nur 3 cm. Der Oberflächensalzgehalt erhöht sich dabei um 1‰ und die Deckschichttiefe um 25 m. (Die normalen Winterwerte sind $h_1 = 1.74$ m, $h = 55$ m und $S = 33.34$ ‰.) Eine 50%ige Reduktion der Flußwasserzufuhr führt zu einer deutlich stärkeren Änderung. Die Meereisdicke reduziert sich in diesem Fall um 30 cm, und der Salzgehalt und die Deckschicht-

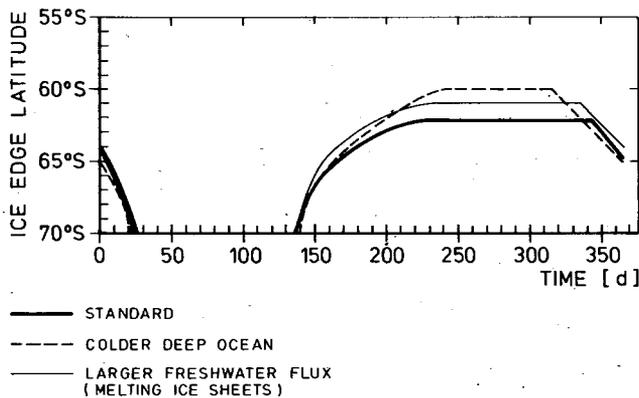


Abb. 9: Gleichgewichtsjahresgang der Packeisgrenze im Südlichen Ozean für kältere Temperaturen im tiefen Ozean ($T_{\infty} = 0^{\circ}\text{C}$ für alle Breitengrade) und für einen größeren Oberflächen-Frischwasserfluß (1m/Jahr anstatt 0,35 m/Jahr).

tiefe erhöhen sich um 1.3‰ bzw. um 130 m. In beiden Experimenten ist die Anpassungszeit des Systems an die Änderungen der Randbedingungen etwa 30 Jahre. Da die sowjetischen Pläne ursprünglich eine Änderung der Flußwasserzufuhr in diesem Jahrhundert um höchstens 2% und im nächsten Jahrhundert um etwa 10% vorsahen (inzwischen sind sie zurückgestellt), kann diesen Resultaten zufolge ein signifikanter Einfluß auf den Arktischen Ozean vermutlich ausgeschlossen werden.

3.4 Paläoklima-Experimente

In diesem Abschnitt wird die Antwort des gekoppelten eindimensionalen Meereis-Ozean Modells untersucht bezüglich Änderungen der atmosphärischen und ozeanischen Randbedingungen auf Werte, die früheren paläoklimatischen Epochen entsprechen (SHACKLETON u. PISIAS 1985; DUPLESSY u. SHACKLETON 1985). Die Ergebnisse werden mit dem Standardexperiment für den Südlichen Ozean (Kap. 3.1) verglichen.

Der tiefe Ozean war während der Eiszeit vermutlich etwas kälter (SHACKLETON et al. 1983). In einem ersten Experiment wird daher für das gesamte Gitter (55S-70S) die Temperatur des tiefen Ozeans von $T_{\infty} = 0.6^{\circ}\text{C}$ auf $T_{\infty} = 0^{\circ}\text{C}$ gesetzt. Alle anderen Randbedingungen entsprechen dem

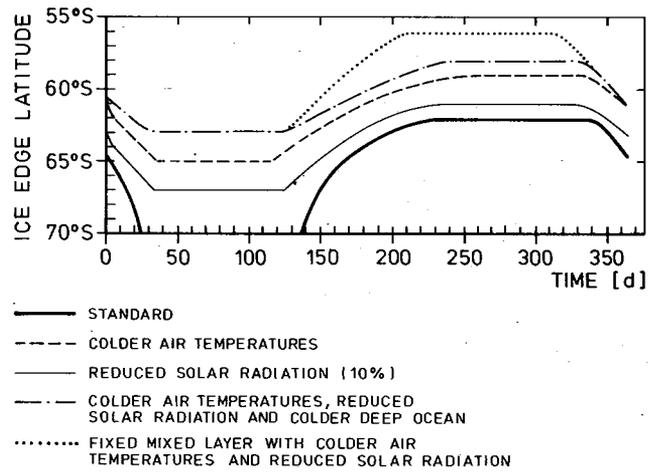


Abb. 10: Wie Abbildung 9 für verschiedene Eiszeit-Szenarien.

Standardexperiment. Der Jahresgang der berechneten Packeisgrenze ist in Abbildung 9 (gestrichelte Linie) dargestellt. Die Winterpackeisgrenze ist für den kalten tiefen Ozean um 2 Breitengrade äquatorwärts verschoben. Zu Beginn des warmen Interglazials war die Frischwasserzufuhr in den Ozean durch die schmelzenden kontinentalen Eisschilde beträchtlich größer als heute. Im zweiten Experiment wird daher der Netto-Frischwasserfluß von 0.35 m/Jahr auf 1 m/Jahr erhöht. Alle anderen Randbedingungen entsprechen dem Standardlauf. Die dünne Linie in Abbildung 9 deutet an, daß die größere Frischwasserzufuhr zu einer Ausdehnung des Packeises um ca. einen Breitengrad führt. Dies kann durch einen geringeren ozeanischen Wärmefluß erklärt werden. Durch die erhöhte Stabilität (der Salzgehalt der Deckschicht verringert sich um 1.2‰) beträgt die maximale Tiefe der Deckschicht mit 55 m nur etwa die Hälfte des normalen Wertes. Ein drittes Experiment mit der gleichen hohen Frischwasserzufuhr, aber einer zusätzlichen Erhöhung der atmosphärischen Temperatur um 1°C gegenüber dem Standardlauf ergab eine Packeisgrenze, die mit der heutigen vergleichbar ist. Hieraus läßt sich vermuten, daß die warmen Interglaziale ähnliche Packeisverhältnisse wie heute aufwiesen, zumindest während der Phase der schmelzenden Eisschilde.

Schließlich wurden noch die folgenden Eiszeitszenarien untersucht:

1. eine 2°C Reduktion der Lufttemperatur
2. eine 10%ige Reduktion der solaren Einstrahlung
3. eine gleichzeitige Reduktion der Lufttemperatur um 2°C , der solaren Einstrahlung um 10% und der Temperatur des tiefen Ozeans auf 0°C für alle Breitengrade
4. eine gleichzeitige Reduktion der Lufttemperatur um 2°C und der solaren Einstrahlung um 10% bei konstanter Deckschichttiefe (30 m).

Alle Szenarien führten zu einer Vergrößerung der Packeisgebiete (s. Abbildung 10). Dabei zeigte sich eine Reduktion der Lufttemperatur um 2°C als wirksamer zur Vergrößerung der Packeisfelder als eine 10%ige Verringerung der solaren Einstrahlung. Das Experiment mit konstanter Deckschichttiefe ergab die größte Meereisausdehnung. Im Experiment 3, das alle Eiszeit-Randbedingungen gleichzeitig berücksichtigt, vergrößerte sich die Packeisfläche gegenüber den heutigen Verhältnissen um 4 Breitengrade.

Literatur

- AAGAARD, K.; L. K. COACHMAN: Toward an ice free Arctic Ocean, EOS, 56, 484-486, 1975.
- ALLISON, I.: Antarctic sea ice growth and oceanic heat flux, In: Sea Level, Ice and Climatic Change, I. Allison (Ed.), IAHS Publ. No. 131, S. 161-170 (1981).
- CATTLE, H.: Diverting Soviet Rivers: some possible repercussions for the Arctic Ocean, Polar Record 22, S. 485-498 (1985).
- DUPLESSY, J.-C.; N. J. SHACKLETON: Response of global deep-water circulation to Earth's climatic change 135.000-107.000 years ago, Nature 316, S. 505-507 (1985).
- FOSTER, T. D.; E. C. CARMACK: Temperature and salinity structure in the Weddel sea. J. Phys. Oceanogr. 6, S. 36-44 (1976).
- GORDON, A. L.; B. A. HUBER: Thermohaline stratification below the Southern Ocean sea ice, J. Geophys. Res. 89, S. 641-648 (1984).
- HIBLER, W. D.: A dynamic thermodynamic sea ice model, J. Phys. Oceanogr. 9, S. 815-846 (1979).
- HIBLER, W. D.; S. F. ACKLEY: Numerical simulation of the Weddell Sea pack ice. J. Geophys. Res. 88, S. 2873-2887 (1983).
- HIBLER, W. D.; K. BRYAN: A diagnostic ice-ocean model, J. Phys. Oceanogr. 17, S. 987-1015 (1987).
- HOLT, T.; P. M. KELLY; B. S. G. CHERRY: Cryospheric impacts of Soviet river diversion schemes. Annals of Glaciology 5, S. 64-68 (1984).
- LEMKE, P.: A coupled one-dimensional sea ice - ocean model, J. Geophys. Res. 92, S. 13164-13172 (1987).
- LEMKE, P.; T. O. MANLEY: The seasonal variation of the mixed layer and the pycnocline under polar sea ice, J. Geophys. Res. 89, S. 6494-6504 (1984).
- MARTINSON, D. G.; P. D. KILLWORTH; A. L. GORDON: A convection model for the Weddell polynya, J. Phys. Oceanogr. 11, S. 466-487 (1981).
- PARKINSON, C. L.: On the development and cause of the Weddell polynya in a sea ice simulation, J. Phys. Oceanogr., 13, S. 501-511 (1983).
- PARKINSON, C. L.; W. M. WASHINGTON: A large-scale numerical model of sea ice, J. Geophys. Res. 84, S. 311-337 (1979).
- POLLARD, D.; M. L. BATTEEN; Y.-H. HAN: Development of a simple upper-ocean and sea ice model. J. Phys. Oceanogr. 13, S. 754-786 (1983).
- SHACKLETON, N. J.; J. IMBRIE; M. A. HALL: Oxygen and carbon isotope record of East Pacific core V19-30: implication for the formation of deep water in the late Pleistocene North Atlantic, Earth Planet. Sci. Lett. 65, S. 233-244 (1983).
- SHACKLETON, N. J.; N. G. PISIAS: Atmospheric carbon dioxide, orbital forcing and climate, In: The Carbon Cycle and Atmospheric CO₂: Natural variations archean to present, Geophysical Monograph 32, E. T. Sundquist and W. S. Broecker (Eds.), American Geophysical Union, Washington D. C. (1985).
- SEMTNER, A. J.: A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate, J. Phys. Oceanogr. 6, S. 379-389 (1976).
- SEMTNER, A. J.: On modelling the seasonal thermodynamic cycle of sea ice in studies of climatic change, Climatic change 6, S. 27-37 (1984a).
- SEMTNER, A. J.: The climatic response of the Arctic Ocean to Soviet river diversions, Climatic Change 6, S. 109-300 (1984b).
- VAN YPERSELE, J.-P.: A numerical study of the response of the Southern Ocean and its sea ice to a CO₂-induced atmospheric warming. Ph. D. dissertation. Fac. des Sciences, Univ. Catholique Louvain la Neuve, 146 S. (1986).

H. v. STORCH

9

Statistische Diagnostik von Feldzeitreihen

1 Statistische Fragen bei der Auswertung von Feldzeitreihen

Wichtige Aufgaben der Klimaforschung sind u.a. die Beschreibung der raumzeitlichen Statistik großräumiger atmosphärischer, ozeanischer und anderer geophysikalischer Felder, sowie die Interpretation der Physik der Klimakomponenten Atmosphäre, Ozean und Kryosphäre. Zu diesem Zweck werden beobachtete Vielkomponentenzeitreihen untersucht und mit Zirkulationsmodellen der Atmosphäre, des Ozeans und der Kryosphäre Simulationsrechnungen durchgeführt. Diese Untersuchungen stellen sich häufig als schwierig dar, weil das betrachtete reale bzw. simulierte System von komplexen Wechselwirkungen beherrscht wird und sehr viele Freiheitsgrade aufweist.

Man begegnet dieser Schwierigkeit dadurch, daß man in einem niederdimensionalen Raum ein einfacheres Modell formuliert, das die dominanten physikalischen Prozesse und ihre Wechselwirkungen adäquat beschreibt. Auf diese Weise gelangt man zu einer komprimierten Darstellung der zu beschreibenden Statistiken, insbesondere der 2. Momente, und zu einem Ersatzmodell anhand dessen sich die Physik des betrachteten Systems verstehen läßt.

Dieser allgemeine Gedanke soll im folgenden formalisiert werden. Dazu zerlegt man die zu untersuchenden multivariaten Zeitreihen $y(t)$ in die Summe

$$(1) \quad y(t) = X + x(t) + e(t).$$

Hierbei repräsentiert X den eventuell jahreszeitlich schwankenden mittleren Zustand. Er hängt im wesentlichen von den auf das Gesamtsystem wirkenden äußeren Faktoren ab - im Falle der Atmosphäre also etwa von der Intensität der Solarstrahlung oder der Albedo oder der Verteilung von Gebirgen und der Ozeanoberflächentemperatur.

Der zweite Term, die Zeitserie $x(t)$, beschreibt die natürliche Variabilität des Systems, die auf relativ einfache Weise durch einen Operator F beschrieben werden kann: $dx/dt = F(x)$. Hier sind die linearen Wellenprozesse oder die nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen Grundstrom und langen Wellen oder der langen Wellen untereinander zu nennen.

Der letzte Term $e(t)$ steht für die Summe aller praktisch nicht vorhersagbaren hochfrequenten Störungen. Dieser Term, der in der statistischen Diagnostik als *Lärm* bezeichnet

net wird, umfaßt die Nettowirkung der nicht einfach beschreibbaren Faktoren. Dies sind die parameterisierten subskaligen Prozesse (z. B. Grenzschicht, Konvektion), die häufig, nicht nur wegen ihrer Verwendung von Schwellwerten, hochgradig nichtlinear sind, und die nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen den langen und kurzen Wellen sowie der kurzen Wellen untereinander.

Die meisten Zirkulationsexperimente und viele Studien von beobachteten Vielkomponentenzeitreihen dienen

a) der Charakterisierung der natürlichen Variabilität des Systems, d. h. dem Verständnis des Differentialgleichungssystems

$$(2) \quad dx/dt = F(x)$$

oder

b) der Feststellung, ob anomale Randbedingungen (z. B. Temperatur der Ozeanoberfläche, Schneebelag, Orographie, Einstrahlung) oder veränderte Parameterisierungen zu einer Änderung des mittleren Zustandes führen, d. h. ob

$$(3) \quad X_N = X_A,$$

wobei der Index N den ungestörten Zustand markiert und A den durch anomale Randbedingungen veränderten Zustand.

Im Falle (a) stellt sich das Problem, daß der Operator F nur bekannt ist, wenn x das vollaufgelöste Feld aller beteiligten physikalischen Größen darstellt. Dann aber ist das System zu groß, um eine einfache Interpretation zu gestatten. Ist aber x z. B. das monatlich gemittelte Niederschlagsfeld, so liefert die Theorie keinen Operator F, und man ist gezwungen, einen geeigneten Operator aus den Daten zu schätzen. Liegen hinreichend viele Daten vor, so wird der geschätzte Operator stichprobenunabhängig, und seine Eigenschaften beschreiben das ursprüngliche Datenfeld x(t).

Im allgemeinen Falle spricht man von *Principal Interaction Pattern* (PIP)-Analyse. Der Spezialfall, daß der geschätzte Operator linear ist und weitere Vereinfachungen vorgenommen werden, wird als *Principal Oscillation Pattern* (POP)-Analyse bezeichnet. Der POP-Ansatz führt auf einfache stochastische Modelle, mit deren Hilfe man zu unterscheiden vermag zwischen der Wirkung stochastischer und damit unvorhersagbarer Anfachung und der durch interne Rückkopplungen der trägen Komponenten verursachten, prinzipiell vorhersagbaren Klimaschwankungen. Insofern verbindet der POP-Ansatz in schöner Weise die früheren stochastischen Modellierungen am Max-Planck-Institut für Meteorologie mit den neuen Untersuchungen mit hochauflösenden Modellen.

Der PIP/POP-Ansatz wird in den folgenden Abschnitten erörtert: In Abschnitt 2 wird die Idee der PIPs erklärt (HASSELMANN 1987), in Abschnitt 3 die der POPs (STORCH et al. 1987). Die Brauchbarkeit des POP-Konzepts wird in Abschnitt 4 anhand eines Beispiels (XU 1988) demonstriert. Nach der Identifikation eines signifikanten raum-zeitlichen Schwankungsmusters mit der POP-Analyse ist es oft sinnvoll, das gefundene Phänomen mittels anderer physikalischer Größen zu charakterisieren. Dies geschieht mit *assoziierten Mustern*. Diese Vorgehensweise wird in

Abschnitt 5 erklärt und am Beispiel von Abschnitt 4 dargestellt.

Im Falle (b) könnte man meinen, es reiche aus, die Differenz der zeitlichen Mittelwerte, \bar{y}_N und \bar{y}_A der Experimente N und A zu bilden. Wenn sehr lange Zeitreihen zur Verfügung stehen, ist diese Vorgehensweise korrekt, weil dann die Zeitmittel \bar{x} und \bar{e} sehr klein werden. Wenn aber, wie in den meisten Anwendungen, nur verhältnismäßig kurze Zeitreihen vorliegen, dann können die Zeitmittel \bar{x} und \bar{e} groß sein, so daß X_N und X_A deutlich von den Schätzungen \bar{y}_N und \bar{y}_A abweichen können. In diesem Falle muß ein *statistischer Hypothesentest* durchgeführt werden (Abschn. 6).

Hier stellt sich das oben erwähnte Problem, daß die ursprünglichen Daten zu viele räumliche Freiheitsgrade haben – die Anzahl der 2. Momente wächst mit dem Quadrat der räumlichen Freiheitsgrade. Dies bedeutet in der Regel, daß ein adäquater multivariater Test entweder aus technischen Gründen gar nicht durchgeführt werden kann oder mit einer unzureichenden Macht verbunden ist. Daher wird auch in diesem Fall ein niederdimensionales Modell konstruiert und der Hypothesentest auf jene wenigen Komponenten beschränkt, die von dem Modell dargestellt werden können. Eine ausführliche Erörterung geben STORCH und KRUSE (1985).

Hat sich eine Differenz $\bar{y}_A - \bar{y}_N$ als statistisch signifikant erwiesen, so stellt sich oft die Frage, inwieweit dieses *Signal* mit einer nennenswerten Auftretswahrscheinlichkeit (*Rekurrenz*) $P(y_A > X_N)$ oder $P(y_A < X_N)$ verbunden ist. Diese Wahrscheinlichkeiten werden in der Rekurrenzanalyse geschätzt bzw. getestet (Abschn. 7).

2 Principal Interaction Patterns (PIPs)

Bei der PIP-Analyse geht es darum, den Output des Systems (2) durch einen Zustandsvektor y_p zu approximieren, der im Gegensatz zum ursprünglichen Zustandsvektor y nicht viele Freiheitsgrade hat, sondern in einem linearen Unterraum variiert, der durch nur wenige Muster p_i aufgespannt wird:

$$(4) \quad y_p = \sum_{i=1}^n z_i(t) p_i = P^+ z.$$

(Eine mit einem hochgestellten +-Zeichen versehene Matrix bezeichnet die transponierte Matrix.) Dabei sollen die Zeitkoeffizienten $Z(t) = (z_i(t))$ dem folgenden Differentialgleichungssystem genügen:

$$(5) \quad dZ/dt = G(Z; a) + \text{Rauschen}$$

wobei G eine a-priori gewählte Operatorklasse ist mit freien Parametern a_i .

Das approximierte PIP/POP-Modell (5) kann

* zu diagnostischen Zwecken

* zur Vorhersage der Entwicklung des betrachteten Systems

* als Ersatz (= Modell) zum Studium der Sensitivität des Systems verwendet werden.

Wenn P ein Satz Vektoren ist, der (4), (5) genügt, dann werden die Vektoren NP in den meisten Fällen ebenfalls (4), (5) genügen, wenn N eine nichtsinguläre Matrix ist. Dies bedeutet, daß es für (4), (5) nur auf den aufgespannten Raum ankommt, nicht aber auf die speziell gewählten Basisvektoren p_i . Um die Wahl der p_i eindeutig zu machen, wird gefordert, daß der lineare Term G_1 in der Taylor-Entwicklung

$$(6) \quad G(Z,a) = G_0(0,a) + G_1(0,a) \cdot Z + \dots$$

Durch eine Diagonalmatrix gegeben ist.

Die unbekannt Parameter a_j und Muster p_i werden durch Anpassung der Feldzeitserie $y_p(t)$ an die Originalzeitserie $y(t)$ geschätzt. Dazu wird verlangt, daß die zeitliche Ableitung dy/dt möglichst gut durch dy_p/dt modelliert wird:

$$(7) \quad E = \langle \|d(y - y_p)/dt\|^2 \rangle = \langle \|dy/dt - P^+ G(Z,a)\|^2 \rangle = \min.$$

Dabei soll $G(\cdot, a)$ der Nebenbedingung (6) genügen. $\| \cdot \|$ bezeichnet eine quadratische Vektornorm $\|y\|^2 = y^T M y$ mit einer geeigneten Matrix M. $\langle \cdot \rangle$ steht für den Erwartungswertoperator (im Falle einer stationären Zeitserie) oder ein Zeitintegral.

Die Spalten von P, also die Vektoren p_i , werden *Principal Interaction Patterns* (PIPs) genannt.

Um (7) zu lösen, hat man E bezüglich des Parametervektors a und der Vektoren p_i zu variieren. Dies führt auf ein Gleichungssystem (HASSELMANN 1987), das im allgemeinen nichtlinear ist und nur näherungsweise gelöst werden kann. Solche Gleichungssysteme können mit Iterationsverfahren, wie sie in Programmbibliotheken bereitstehen, gelöst werden, jedenfalls solange die Anzahl der PIPs nicht zu groß und das System nicht zu pathologisch ist.

Zur Zeit wird das allgemeine PIP-Konzept anhand niederspektraler Modelle erprobt.

3 Principal Oscillation Patterns (POPs)

Die *Principal Oscillation Patterns* (POPs) bilden einen Spezialfall der PIPs. In diesem Falle wird auf die Reduktion der Anzahl der Freiheitsgrade, d. h. die Approximation von $y(t)$ durch $y_p(t)$, verzichtet:

$$(8) \quad y = y_p = P^+ Z.$$

Hier ist P abgesehen von der Nebenbedingung (6) unbestimmt. Der Operator G wird als linear in Z angenommen:

$$(9) \quad G(Z,a) = G_1(0,a) \cdot Z = AZ,$$

wobei der Parametervektor a der Einfachheit halber als quadratische Matrix A geschrieben wird. Ebenfalls der Einfachheit halber sei die Metrikmatrix $M = 1$.

Wegen (8) und der Linearität von G (9) hängt der Operator E (7) nur von der Parametermatrix A ab. Die Frechet-Ableitung DE von E bezüglich A ist:

$$(10) \quad [[DE](A)](h) = 2 \langle y_t^+ A^+ h y_t \rangle - 2 \langle y_t^+ h y_t \rangle,$$

wobei + die Matrixtransposition markiert und ' die Zeitableitung. Eine notwendige Bedingung für ein Minimum von E an der Stelle A ist das Verschwinden des Ableitungsoperators DE(A), d. h.:

$$(11) \quad [[DE](A)](h) = 0 \quad \text{für alle Matrizen } h.$$

Es gibt genau eine Lösung A für (11) und auch für (7):

$$(12) \quad A = C_1 C_0^{-1}.$$

Hier bezeichnet C_0 die Kovarianzmatrix von y_t und

$$(13) \quad C_1^* = \langle y_t^+ y_t \rangle.$$

Der Parametervektor a = A ist damit fixiert. Die Festlegung der PIPs erfolgt mit der Nebenbedingung (6), $G = A =$ Diagonalmatrix. Um diese Bedingung zu erfüllen, hat man die Felder $y(t)$ darzustellen mit den Eigenvektoren p von A:

$$(14) \quad A p_i = r_i p_i$$

In der Praxis liegen meist diskrete Zeitserien vor, d. h. in (5) ist die Zeitableitung durch eine zeitliche Differenz zu ersetzen. Man gelangt so zu einem diskreten Modell:

$$(15) \quad Z_{t+1} = B Z_t + \text{Rauschen}$$

mit

$$(16) \quad B = C_1 C_0^{-1} \approx A - I$$

und

$$(17) \quad C_1 = \langle y_{t+1} y_t \rangle.$$

Die ortsabhängigen Eigenvektoren der Matrix B heißen *Principal Oscillation Patterns*. Man kann sie als *Normal Modes* des Systems (15) auffassen. In den meisten Fällen bilden die POPs eine vollständige lineare Basis, so daß jeder Zustandsvektor y eine eindeutige Darstellung besitzt:

$$(18) \quad y = \sum_{i=1}^n z_i p_i.$$

Die zeitabhängigen Skalare z_i heißen POP-Koeffizienten. Ihre zeitliche Entwicklung ist gegeben durch

$$(19) \quad z_i(t+1) = r_i \cdot z_i(t) + \text{Rauschen}$$

In den meisten Fällen ist die Matrix B nicht symmetrisch. Dann werden einige Eigenvektoren p_i , Eigenwerte r_i und POP-Koeffizienten $z(t)$ in konjugiert komplexen Paaren auftreten. In diesem Falle beschreibt (19) den stetigen Übergang vom Muster $\text{Re}(p_i)$ zu $-\text{Im}(p_i)$, zu $-\text{Re}(p_i)$, zu $\text{Im}(p_i)$ und schließlich zurück zu $\text{Re}(p_i)$. Die Dämpfungsrates der Amplitude ist durch den Betrag des Eigenwertes gegeben. Die Zeit (Periode) für einen vollständigen Umlauf ist eine Funktion nur des Quotienten von Imaginär- zu Realteil des Eigenwertes.

Abbildung 1 zeigt drei synthetische Beispiele komplexer POPs $p = p_1 + ip_2$: In der oberen Zeile ist $p_1 = \text{Re}(p)$ dargestellt, in der mittleren $p_2 = \text{Im}(p)$ und in der unteren wird das komplexe Muster p als Phasen/Amplitudendiagramm gezeigt. Die Muster in der linken Spalte beschreiben eine gleichförmige Wellenausbreitung nach rechts, die Muster in der mittleren Spalte eine stehende Welle und in der rechten Spalte eine sich im Uhrzeigersinn ausbreitende amphidromische Welle.

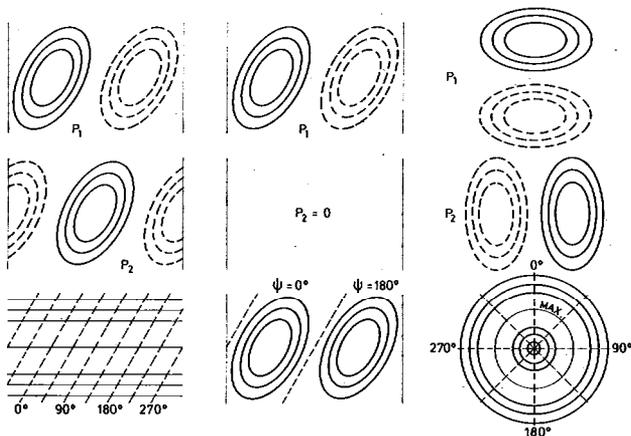


Abb. 1: (aus STORCH et al. 1987) Drei Prototypen von komplexen POP Paaren $p = p_1 + ip_2$ in verschiedenen graphischen Darstellungen:

Obere Zeile: $p_1 = \text{Re}(p)$; Positive (negative) Isolinien sind durchgezogen (gestrichelt)

Mittlere Zeile: $p_2 = \text{Im}(p)$

Untere Zeile: Darstellung mit Phasenlinien (gestrichelt) und Linien gleicher Amplitude (durchgezogen)

Linke Spalte: eine linear nach rechts wandernde Welle;

Mittlere Spalte: eine stehende Welle

Rechte Spalte: eine im Uhrzeigersinne rotierende amphidromische Welle.

4 Beispiel

Betrachtet wird eine Zeitserie von Monatsmittelwerten des südhemisphärischen Bodendrucks (SLP), die auf täglichen Analysen des südafrikanischen und des australischen Wetterdienstes basieren. Die Daten liegen auf einem $5^\circ \times 5^\circ$ -Gitter südlich von 15°S für die Monate Januar 1951 bis Dezember 1958 und April 1972 bis Juli 1983 vor.

Da die Variabilität des SLP in mittleren Breiten ungleich größer ist als in tropischen und subtropischen Breiten, wurden die Daten vor der POP-Analyse mit der lokalen Varianz normiert. Dies bedeutet, daß die normierten Felder an allen Gitterpunkten die zeitliche Varianz 1 haben.

Wir untersuchen die Daten im Hinblick auf ein ENSO-Signal (ENSO steht für El Nino/Southern Oscillation; s. Beitr. LATIF in d. Heft), wie es von van LOON und SHEA (1985) nahegelegt wurde. Sinnvollerweise erwartet man kein Signal in den höheren Breiten und auf Zeitskalen kürzer als 1 Jahr. Auf der Zeitskala länger als 5 Jahre zeigen die Daten einen Langzeittrend. Daher wurden die Daten entsprechend zeitgefiltert und nur Daten zwischen 15°S und 55°S analysiert.

Die POP-Analyse liefert eine Reihe komplexer Muster. Um zu entscheiden, welche der Muster tatsächlich mit einem oszillierenden Verhalten verbunden sind, werden die von jedem komplexen POP-Muster definierten Komponenten der Originalzeitreihe $y(t)$ als

$$(20) \quad z_{i,1}(t) \text{Re}(p_i) + z_{i,2}(t) \text{Im}(p_i)$$

dargestellt und dann die POP-Koeffizientenzeitreihen $z_{i,1}(t)$ und $z_{i,2}(t)$ kreuzspektral analysiert. Ein oszillierendes Muster wird als (physikalisch) signifikant akzeptiert, wenn

* die POP-Koeffizienten in der Nähe der POP-Periode eine Phasendifferenz von etwa 90° und eine statistisch signifikante (90%-Niveau) Kohärenz aufweisen, und

* die e-folding-Zeit mindestens von der Größenordnung der POP-Periode ist.

Im Beispiel erweist sich ein komplexes Muster als physikalisch signifikant. Als charakteristische Zeiten ergeben sich eine e-folding-Zeit von 39 Monaten und eine Periode von 34 Monaten. Die erklärte Varianz beträgt 13%. Die POP-Koeffizienten z_1 und z_2 (aus Gründen der Übersichtlichkeit ist der Index i weggelassen) sowie deren Kreuzspektralanalyse zeigen die Abbildungen 2 und 3: Man erkennt visuell, daß $z_1(t)$ die Zeitserie $z_2(t)$ um einige Monate führt. Tatsächlich beträgt die Phasendifferenz im Periodenbereich 20-40 Monate ungefähr 90° , und die Kohärenz ist hoch. Maximale Werte werden aber nicht bei der POP-Periode erreicht, sondern für 24 Monate, was an der diskreten Berechnung des Spektrums liegt.

Wenn man sich die Werte der Koeffizienten in Jahren mit kalten ENSO-Ereignissen (z. B. 1973/74 und 75/76) und mit warmen Ereignissen (z. B. 1957/58, 72/73 oder 82/83) ansieht, so erkennt man, daß ein Maximum (Minimum) von z_1 oft einem warmen (kalten) Ereignis um einige Monate vorangeht. Um diesen möglichen Zusammenhang abzusichern, wurden die Zeitserien der POP-Koeffizienten z_1 und z_2 mit einem ENSO-Index kreuzspektral analysiert. Bekanntermaßen gibt es eine ganze Reihe äquivalenter ENSO-Indizes (WRIGHT 1984), wie etwa die Bodendruckdifferenz Darwin - Tahiti, die räumlich gemittelte Ozeanoberflächentemperatur (SST)-Anomalie im östlichen und zentralen Äquatorialpazifik oder die gemittelten Niederschlagsanomalien im zentralen Pazifik. Wir wählten den SST-Index, um den Zustand der Southern Oscillation mit einer anderen Variablen als dem Bodendruck, den wir in der POP-Analyse betrachten, zu quantifizieren. Man beachte auch, daß der SST-Index eine äquatoriale Größe ist, während die POPs Statistiken von Größen in den Subtropen und den mittleren Breiten sind.

Der Vergleich der z_1/z_2 -Koeffizientenkurven mit dem SST-Index (Abb. 2) legt nahe, daß die Kurven im betrachteten Spektralbereich kohärent sind. Tatsächlich beträgt die quadratische Kohärenz maximal 70% und liegt dabei klar oberhalb des 95%-Signifikanzniveaus (Abb. 3). Koeffizient z_2 führt die SST um etwa 45° , was etwa 3-4 Monaten entspricht.

Damit ist gezeigt, daß das POP-Koeffizientenpaar (z_1, z_2) selbst ein ENSO-Index ist, der aber im Gegensatz zu den üblichen Indizes bivariat und mit einem spezifiziertem

Zeitverhalten verbunden ist. Demnach besitzt das Paar (z_1, z_2) eine inhärente Vorhersagepotenz. Ob und inwieweit diese praktisch umgesetzt werden kann, wird z. Zt. untersucht.

Die Muster zeigt Abbildung 4: Um den stetigen Ablauf eines vollständigen Zyklus anzudeuten, werden nicht nur p_1 und p_2 gezeigt, sondern auch $-p_1$ und $-p_2$ sowie Zwischenstufen. Man erkennt, daß p_1 die wohlbekannte Signatur der Southern Oscillation hat: negative Druckanomalien über dem ganzen Pazifik und positive Anomalien über dem Indischen Ozean (vgl. Abb. 2 bei LATIF in d. Heft).

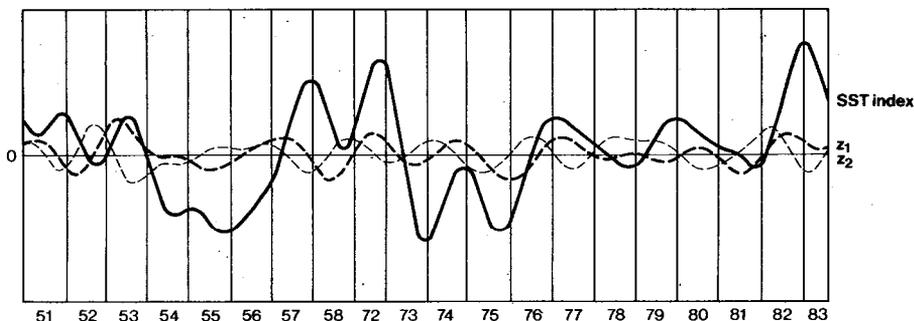


Abb. 2: Zeitserien der POP-Koeffizienten z_1 (dick gestrichelt) und z_2 (dünn gestrichelt), die aus monatlich gemittelten Bodendruckfeldern Januar 1951 bis Dezember 1958 und April 1972 bis Juli 1983 abgeleitet wurden, und des SST-Index der Southern Oscillation (durchgezogen; WRIGHT 1984). Trotz der zeitlichen Diskontinuität zwischen 1958 und 1972 erscheinen die Kurven glatt, da vor der POP-Analyse eine Zeitfilterung durchgeführt wurde, so daß Zeitskalen von weniger als einem Jahr oder mehr als 5 Jahren unberücksichtigt bleiben.

p_2 wird dominiert von einem Trog, der sich von 90°E bis 150°W hinzieht. Südlich des Troges finden sich Ostwindanomalien und südlich des Äquators im Bereich 180° - 150°W Westwindanomalien.

Das POP-Paar (p_1, p_2) beschreibt das langsame ostwärtige Wandern eines Tief- bzw. Hochdruckgebietes, das im Indischen Ozean erstmals auftritt, bis in den östlichen Pazifik.

Die hier betrachteten SLP-Daten wurden schon vorher von van LOON und SHEA (1985) mit einer *Composite-Analyse* daraufhin untersucht, inwieweit sich parallel zu den SO-Extremen großräumige SLP-Anomalien ausprägen. Die so gefundenen Muster sind den in Abbildung 4 gezeigten sehr ähnlich. Der Unterschied unserer Studie dazu ist, daß van LOON und SHEA (1985) einen SO-Index als Vorabinformation nutzten, wir aber als einzige a-priori-Annahme die ungefähre Zeitskala in die POP-Analyse einbrachten.

5 Assoziierte Muster

Nachdem mit der POP-Analyse einer Feldzeitreihe ein signifikantes Muster der raum-zeitlichen Variabilität identifiziert worden ist, stellt sich oft die Frage, wie sich das Signal in anderen Größen darstellt. Im vorherigen Beispiel wurde ein relevantes ENSO-Signal im südhemisphärischen SLP-Feld gefunden: Wie entwickelt sich die Ozeanoberflächentemperatur parallel dazu?

Zu diesem Zweck können *assoziierte Muster* für die andere Größe, im Beispiel also für die SST, bestimmt werden. Es wird zwischen den *associated composite patterns*, auf die wir hier aus Platzgründen nicht weiter eingehen, und den *associated correlation patterns* unterschieden, die wie folgt

definiert werden: Gegeben sei ein komplexes POP $p = p_1 + i p_2$ (der Übersichtlichkeit wegen ist der POP-Index weggelassen) und die Komponente (20) der Originalzeitreihe $y(t)$ in Richtung dieser POP, d. h. $z_1(t)p_1 + z_2(t)p_2$. Das assoziierte Korrelationsmuster einer anderen Variablen $v(t)$ ist das Musterpaar v_1 und v_2 , das

$$(21) \quad || v(t) - z_1(t)v_1 - z_2(t)v_2 ||$$

minimiert. Die Lösung von (21) ist punktweise gegeben.

Die Muster v_1 und v_2 dürfen so interpretiert werden: Wenn $y(t)$ die Folge $p_1, -p_2, -p_1, p_2, p_1$ realisiert, so folgt $v(t)$ simul-

tan mit $v_1, -v_2, -v_1, v_2, v_1$. Es bezeichne (z_i) die Standardabweichung von $z_i(t)$. Die assoziierten Muster v_i werden mit $\sigma(z_i)$ normiert, so daß $\pm v_i$ gefunden wird, wenn $z_i = \sigma(z_i)$.

Um den Zusammenhang der in Abschnitt 4 gefundenen POPs mit dem ENSO-Phänomen weiter aufzuhellen, wurden für das dort besprochene POP-Paar assoziierte Muster der SST ($40^\circ\text{S} - 60^\circ\text{N}$) berechnet. Die SST-Daten decken nur den Zeitraum 1972-83 ab und beinhalten nur 2 kalte und 3 warme Ereignisse. Man darf daher annehmen, daß die assoziierten Muster im Detail noch stichprobenab-

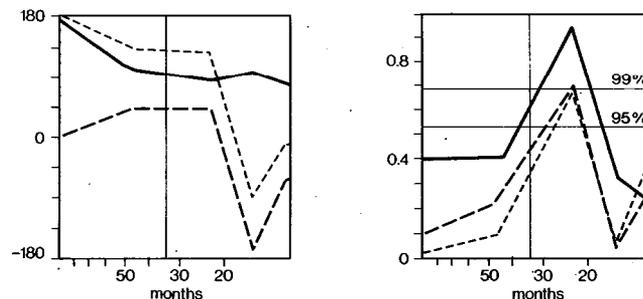


Abb. 3: Phasenspektren und Spektren der quadratischen Kohärenz der in Abbildung 2 gezeigten Zeitserien. Die dicke Linie bezieht sich auf den Zusammenhang zwischen den beiden POP-Koeffizienten z_1 und z_2 untereinander, die dick gestrichelte Linie auf z_1 und den SST-Index und die dünn gestrichelte auf z_2 und den SST-Index. Die zu den angegebenen Signifikanzniveaus gehörigen kritischen Werte der quadratischen Kohärenz sind durch waagerechte Linien angedeutet. Die POP-Periode von 34 Monaten ist durch die senkrechte gestrichelte Linie markiert.

hängig sind. Aber die großskaligen Strukturen entsprechen dennoch dem, was man erwartet (Abb. 5).

v_1 zeigt das bekannte Muster eines ENSO-Extrems: Starke SST-Anomalien im zentralen und östlichen Äquatorialpazifik, die sich längs den Westküsten des amerikanischen Kontinents nach Süden und Norden ausbreiten. Schwache Anomalien gleichen Vorzeichens finden sich im Indischen Ozean, und schwache Anomalien umgekehrten Vorzeichens im äquatorialen Westpazifik, in Teilen des Nordpazifik und im Bereich der SPCZ. v_2 zeigt den Zustand eine halbe Periode vorher (Vorzeichen wie angegeben) bzw. eine halbe Periode später (umgekehrtes Vorzeichen): v_2 ist recht klein. Nur auf dem Äquator findet man ein kleines Minimum von 0.2° zwischen 150°W und 120°W . Das kleine Maximum im Nordpazifik ist möglicherweise nicht signifikant.

an allen betrachteten Gitterpunkten durchgeführt. Dieser Ansatz hat sich als methodisch unzulänglich herausgestellt, da man mit einem univariaten Test zwar die Wahrscheinlichkeit einer Fehlentscheidung an einem a-priori gewählten Punkt quantifizieren kann, nicht aber die Wahrscheinlichkeit einer Fehlentscheidung an einem oder mehreren von vielen Punkten (HASSELMANN 1979).

Korrekterweise hat man eine (multivariate) Entscheidung zu treffen, um das Risiko der abgegebenen Bewertung „Signal existiert / Signal existiert nicht“ zu quantifizieren. Heutzutage sind zwei Klassen von adäquaten stochastischen Entscheidungsverfahren in Gebrauch. Das erste Verfahren, das mit dem Namen LIVEZEY und CHEN (1983) verbunden wird, zählt die Anzahl der lokalen (univariaten) Zurückweisungen an allen untersuchten Punkten und berechnet die Wahrscheinlichkeit des Auftretens der



Abb. 4: Zeitliche Folge des POP Musters mit der Periode von 39 Monaten. Dem POP-Modell zufolge neigt die Atmosphäre dazu, die Musterfolge (von oben nach unten) innerhalb von 34 Monaten zu realisieren. Man beachte die Ähnlichkeit des p_1 -Musters mit dem klassischen Bild der Southern Oscillation.

6 Signalerkennung

Die Notwendigkeit, Resultate von Sensitivitätsexperimenten und von Untersuchungen beobachteter Zeitreihen mit statistischen Hypothesentests zu bewerten, wird seit Anfang der 70er Jahre in der meteorologischen Literatur diskutiert und ist inzwischen Allgemeingut geworden. In ozeanographischen Studien besteht dieses Problem nicht, da anders als in der Atmosphäre im Ozean das Verhältnis von Rauschen zu Signal in der Regel klein ist. Anfangs, und auch heute noch oft, wurden univariate Tests simultan

gefundenen Zahl unter der Annahme, daß kein von Null verschiedenes Signal existiert.

Die zweite Klasse von Verfahren geht auf HASSELMANN (1979) zurück. Diese Verfahren arbeiten in zwei Schritten. Im ersten Schritt wird die Anzahl der Freiheitsgrade durch Projektion der Originaldaten auf einige wenige *Guess Patterns* drastisch reduziert, wie etwa:

* problemunabhängige Muster: Kugelfunktionen. (bei sphärischen Feldern; HANNOSCHOECK 1984, HANNO-

SCHÖCK und FRANKIGNOUL 1985, HENSE 1986), empirische Orthogonalfunktionen (STORCH et al 1985);

* problemabhängige Muster: Modellvorstellungen vereinfachender Theorie (HANNOSCHÖCK 1984, HANNOSCHÖCK u. FRANKIGNOUL 1985, FRANKIGNOUL u. MOLIN 1988a, FRANKIGNOUL u. MOLIN 1988b), Signale ähnlicher, statistisch unabhängiger GCM-Simulationen (STORCH 1987), statistisch unabhängige, beobachtete Anomalien (STORCH u. KRÜSE 1985; STORCH 1987; STORCH u. ZWIERS 1987) oder - im Falle von paläoklimatischen Studien - Gebiete mit adäquater Proxidatendichte (LAUTENSCHLAGER et al 1987).

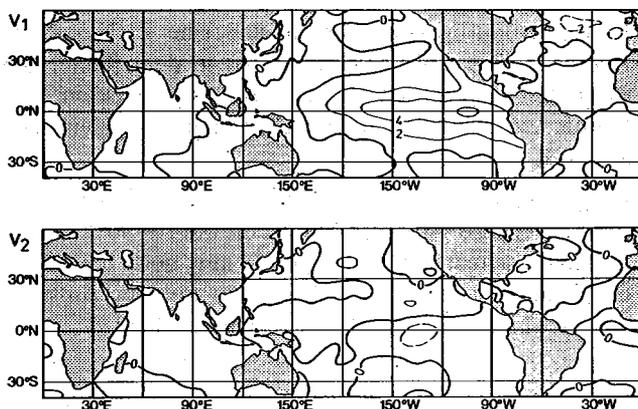


Abb. 5: Assoziierte Muster v_1 und v_2 der SST zu dem in Abbildung 4 gezeigten POP des südhemisphärischen Bodendruckfeldes. Man beachte die Ähnlichkeit von v_1 mit den bekannten Composite Darstellungen der SST während eines El Niño-Ereignisses.

Im zweiten Schritt wird in dem durch die Guess Patterns aufgespannten niederdimensionalen Raum ein mehr oder minder gewöhnlicher multivariater Test durchgeführt:

* χ^2 - oder Hotelling test (HANNOSCHÖCK 1984, HANNOSCHÖCK u. FRANKIGNOUL 1985).

* PPP oder APP Test nach PREISENDORFER und BARNETT (1983), verallgemeinerter randomisierter Mann-Whitney Test (STORCH et al. 1985).

Gegebenfalls kann auch eine *Testhierarchie* durchlaufen werden (BARNETT et al. 1981): Dazu wird der Test mit einer steigenden Anzahl von Guess Patterns immer wieder wiederholt, bis ein Abschlußkriterium erfüllt ist. Dieses Kriterium kann lauten: Signifikanzniveau wächst nicht mehr, oder: Signifikanzniveau sinkt unter einen Schwellwert, z. B. 95%.

Das Ergebnis eines solchen Tests ist eine der beiden konkurrierenden Aussagen:

* Die Daten widersprechen nicht mit hinreichend kleiner Irrtumswahrscheinlichkeit der Hypothese $X_N = X_A$.

* Die Daten widersprechen der Hypothese $X_N = X_A$. Die Irrtumswahrscheinlichkeit ist kleiner als p%.

Im meistens gewünschten letzteren Falle hat man als Resultat auch noch die mittlere Stichprobendifferenz $\bar{X}_N - \bar{X}_A$ bzw. deren Projektion auf den durch die Guess Patterns aufgespannten niederdimensionalen Raum. Die Bedeutung des positiven Testausganges liegt darin, daß er notwendige Voraussetzung für die physikalische Interpretation des geschätzten Signals ist.

Als Beispiel präsentieren wir hier ein Experiment, das mit

dem gemeinsam vom Meteorologischen Institut der Universität Hamburg und dem Max-Planck-Institut für Meteorologie betriebenen ECMWF-T21-Zirkulationsmodell der Atmosphäre durchgeführt wurde. Simuliert werden sollte der Einfluß einer anomal warmen Oberfläche des äquatorialen Pazifik auf die globale atmosphärische Zirkulation. Zu diesem Zwecke wurden 5 statistisch identische aber unabhängige (verschiedene Anfangszustände) El-Niño-Rechnungen durchgeführt, bei denen im Streifen 30°S bis 30°N die beobachtete SST von November 1982 bis Februar 1983 vorgeschrieben wurde (Abb. 6). Aus den täglichen archivierten Daten wurden Wintermittelfelder (DJF) berechnet. Auf diese Weise wurden 5 statistisch unabhängige 90-tägige Mittel als Schätzer von X_A gebildet.

Zu Vergleichszwecken diente ein *Kontrollexperiment*. Es wurde über 10 Jahre mit nur jahreszeitlich variierender SST integriert. Aus diesem Datensatz standen als Schätzer von \bar{X}_N neun unabhängige 90-tägige DJF-Mittel bereit.

Nach der Projektion der insgesamt 14 Stichproben auf die ersten 10 EOFs des Ensembles aller zentrierten Stichproben wurde ein verallgemeinerter randomisierter Mann-Whitney-Test durchgeführt, der für das Geschwindigkeitspotential in 200 hPa erwartungsgemäß eine klare Zurückweisung der Nullhypothese $X_N = X_A$ ergab. Die Irrtumswahrscheinlichkeit ist kleiner als 1:1000.

In Abbildung 7 wird für das Geschwindigkeitspotential das „volle“ Signal $\bar{X}_N - \bar{X}_A$ sowie dessen Projektion auf die Guess-Muster (EOFs) gezeigt: Das ungefilterte Signal (Abb. 7a) wird von einem tropischen Wellenzahl-1-Muster dominiert. Anomales Ausströmen im Tropopausenniveau findet über dem zentralen Pazifik (140°W) statt, d. h. über dem anomal warmen Oberflächenwasser. Anomale troposphärische Absinkbewegungen werden im Bereich des östlichen Indischen Ozeans (100°E) simuliert. Das Muster

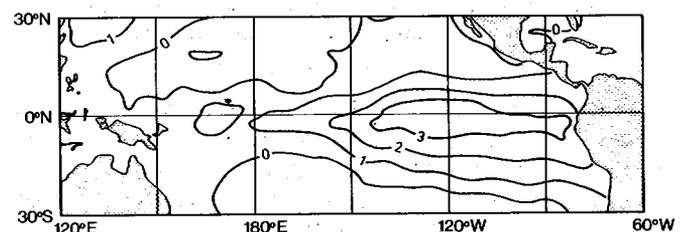


Abb. 6: Wintermittel der verwendeten SST-Anomalie Dezember 1982 - Februar 1983 im Zirkulationsexperiment zur Bestimmung der Wirkung anomal warmen Oberflächenwassers auf die allgemeine atmosphärische Zirkulation. Einheiten: K.

zeigt in sinnfälliger Weise die durch die anomale äquatorialpazifische SST-Verteilung induzierte Modifikation der zonal angeordneten Walker-Zelle, wie sie von LATIF in diesem Heft diskutiert wird. Abbildung 7 bei LATIF zeigt die mit der hier gezeigten Anomalie des Geschwindigkeitspotentials einhergehende Anomalie der Stromfunktion im gleichen Niveau.

Das auf den von den ersten 10 EOFs aufgespannten Raum projizierte Signal in Abbildung 7b ist das Feld, welches der multivariate Test „sieht“. Es beschreibt 73% der Varianz des vollen Signals. Im Vergleich zu Abbildung 7a erscheint das gefilterte Signal im Groben ähnlich aber deutlich ver-

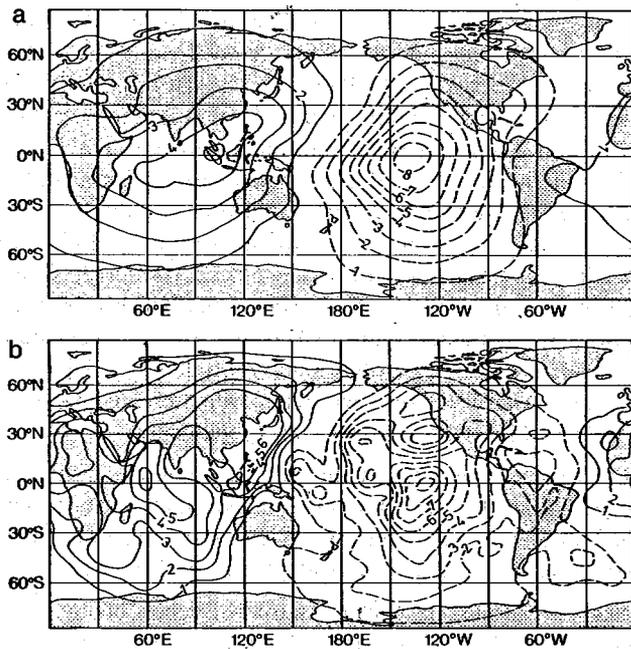


Abb. 7: Reaktion der Modellatmosphäre auf die in Abbildung 6 gezeigte SST-Anomalie: gezeigt wird das Wintermittel (DJF) des Geschwindigkeitspotentials in 200 hPa. Negative Werte markieren Ausströmen, positive Werte Einströmen. Einheiten: $10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$.
Oben: Das volle Signal, gebildet aus 9 Kontrollwintern und 5 Wintern, in denen die SST-Anomalie wirksam war (Anomaliewinter).
Unten: Das auf den durch die 10 Guess Patterns aufgespannten Raum projizierte Signal (gefilterte Signal). Die Guess Patterns sind die ersten EOFs des verbundenen Ensembles der Anomalie und Kontrollwinter.

rauschter. Offenbar sind die EOFs keine guten Guess Patterns für das hier behandelte Problem – das ist vernünftig, denn das ENSO-Signal ist ja gerade nicht Teil der internen interannualen Variabilität der Modellatmosphäre, deren Statistiken die EOFs sind.

Als zweite Variable behandeln wir eine Größe, in der man kein Signal erwartet: den asiatischen DJF-Schneefall. Erstaunlicherweise fand der statistische Test eine Unverträglichkeit zwischen Daten und Nullhypothese bei einer Irrtumswahrscheinlichkeit von weniger als 10%.

In Abbildung 8a wird das volle Schneefall-Signal gezeigt – im Vergleich zum Geschwindigkeitspotentialfeld ist es sehr kleinskalig. Es ist überwiegend negativ. SST Anomalien wie im Winter 1982/83 induzieren im hier verwendeten Zirkulationsmodell im langzeitlichen Mittel eine Verminderung des Schneefalls. Minimale Werte sind -2.5 cm/Monat , was zumindest regional in der Größenordnung der mittleren Schneefälle im ungestörten Experiment liegt.

Das gefilterte Signal, d.h. den wirklichen Input für den statistischen Test, zeigt Abbildung 8b. Es erklärt nur 20% des vollen Signals und es ist kleiner als dieses. Man erkennt aber deutlicher das Überwiegen negativer Anomalien des Schneefalles.

7 Rekurrenz-Analyse

Mit den in Abschnitt 5 betrachteten Tests werden die Erwartungswerte X_N und X_A daraufhin miteinander verglichen,

ob sie gleich sind. Die Wahrscheinlichkeit, ein nichtverschwindendes Signal zu finden, wächst mit der Anzahl der zur Verfügung stehenden Stichproben.

Die Hypothese $X_N = X_A$ ist äquivalent zu der Aussage

$$(22) \quad P(y_A < X_N) = 50\%,$$

wobei $P(\dots)$ die Wahrscheinlichkeit der in Klammern genannten Aussage ist. Die alternative Hypothese $X_N \neq X_A$ entspricht demnach

$$(23) \quad P(y_A < X_N) \neq 50\%.$$

Es ist vernünftig anzunehmen, daß eine El Niño-SST-Anomalie eine globale Wirkung hat in dem Sinne, daß es an fast allen Orten (23) gilt. An einigen Orten wird P groß sein, z. B. 90%, an anderen Orten wird P klein sein, z. B. 51%.

Liegen genügend viele Stichproben vor, so wird der Fall $P = 51\%$ ebenso statistisch signifikant wie $P = 90\%$. Neben der statistischen Signifikanz gilt es also noch die Stärke des Signals zu bewerten. Dies kann mit der Auftretswahrscheinlichkeit oder *Rekurrenz* p geschehen:

$$(24) \quad P(y_A < X_N) > p.$$

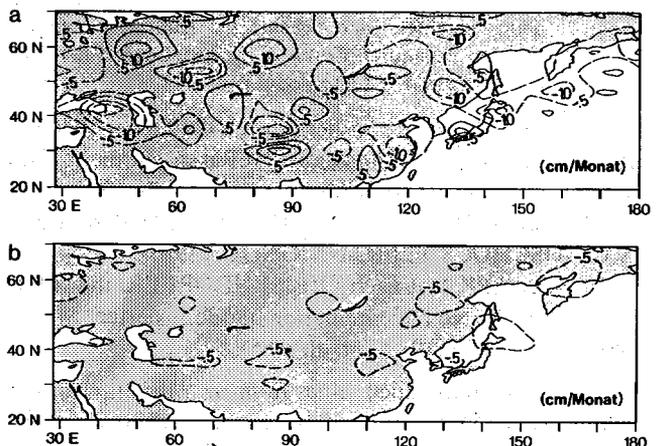


Abb. 8: Wie Abbildung 7, aber für das winterliche Mittel (DJF) des Schneefalls. Einheiten: cm/Monat .

Diese univariate Definition (STORCH u. ZWIERS 1987) kann mit dem Instrument der multiplen Diskriminanzanalyse zu einer multivariaten Definition verallgemeinert werden (ZWIERS u. STORCH 1987). Hier beschränken wir uns auf den univariaten Fall, d. h. betrachten jeden Gitterpunkt der simulierten oder beobachteten Felder einzeln.

Sofern y_A und y_N normalverteilt sind mit gleicher Standardabweichung σ , ist (24) äquivalent zu

$$(25) \quad |X_N - X_A| > 2\sigma g_p$$

wobei g_p das p -Quantil der Normalverteilung ist. Mit (25) kann man die Rekurrenz p aus den Daten schätzen. Die Verteilung von p für den in Abschnitt 6 diskutierten ENSO-

Fall ist in Abbildung 9 gegeben: Im Geschwindigkeitspotential in 200 hPa wird fast überall eine Rekurrenz entweder kleiner als 10% oder größer als 90% geschätzt. Die Verteilung der Rekurrenz des Schneefalls (Abb. 9b) ist kleinskalig und daher sicher stichprobenabhängig wie die Details des vollen Signals (Abbildung 8a) auch. In nur wenigen Gebieten wird $p = 20\%$ unterschritten oder $p = 80\%$ überschritten.

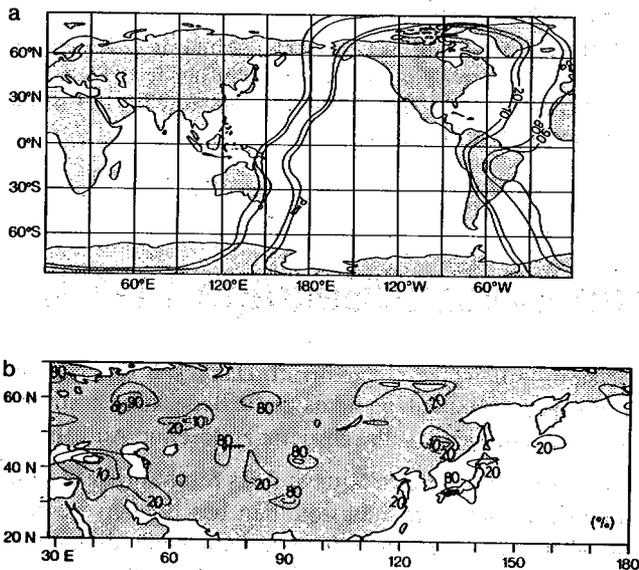


Abb. 9: Geschätzte p -Rekurrenz des in Abbildung 7a und 8a gezeigten Signals des Geschwindigkeitspotentials (a, oben) und des Schneefalls (b, unten). Isolinien: 10%, 20%, 80% und 90%.

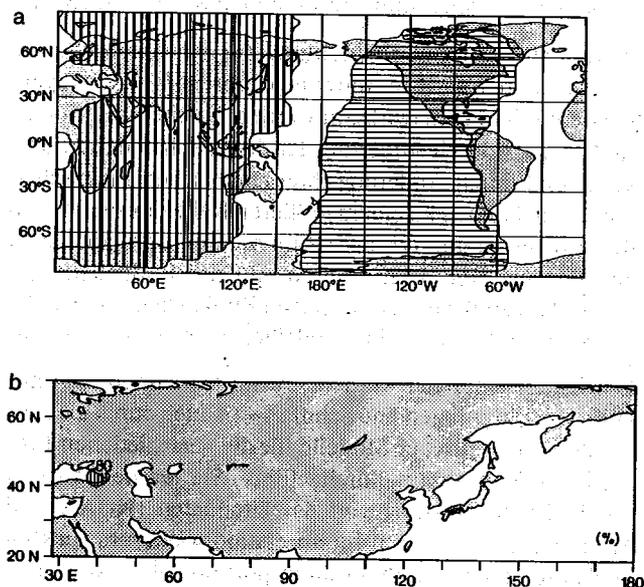


Abb. 10: Resultat eines an allen Gitterpunkten durchgeführten Tests, inwieweit die Daten der Nullhypothese widersprechen, daß das Signal höchstens 80% oder mindestens 20% rekurrent sind. Das Signifikanzniveau ist 97%. Gebiete, in denen die Nullhypothese zurückgewiesen wird und das Signal mindestens 80% rekurrent (20% rekurrent) sind, sind senkrecht (waagrecht) schraffiert. (a, oben) Geschwindigkeitspotential (b, unten) Schneefall.

Es ist möglich, statistische Tests im Hinblick darauf zu konstruieren (STORCH u. ZWIERS 1987), ob die Daten der p -Rekurrenz widersprechen. Abbildung 10 zeigt die Gebiete mit statistisch signifikanter (3% Irrtumswahrscheinlichkeit) 80%-Rekurrenz für das Geschwindigkeitspotential in 200 hPa und den Schneefall: Im ersten Fall erweist sich das Signal auf etwa $\frac{3}{4}$ des Globus als entweder mindestens 80% oder höchstens 20% rekurrent bei einem Signifikanzniveau von 97%. Im Falle des Schneefalles ist das Resultat viel weniger spektakulärer. In gerade einem Punkt, nämlich über dem östlichen Schwarzen Meer wird die Nullhypothese (22) mit ausreichender Sicherheit zurückgewiesen.

Der Test wurde an allen Gitterpunkten durchgeführt, bei denen es im Modell überhaupt zu Schneefall kommt. Dies sind einige hundert Punkte. Da mit einer zulässigen Irrtumswahrscheinlichkeit von 3% gearbeitet wurde, hat man an 3% aller untersuchten Gitterpunkte auch dann eine Zurückweisung der Nullhypothese (22) zu erwarten, wenn die Nullhypothese überall gilt. Demnach enthält Abbildung 10b keinen Hinweis auf eine statistisch abgesicherte 80% oder 20% Rekurrenz. Im Gegensatz zum Signal im Feld des Geschwindigkeitspotentials ist das Schneefall-Signal schwach.

Literatur

- BARNETT, T.; R. W. PREISENDORFER; L. M. GOLDSTEIN u. K. HASSELMANN (1981): Significance tests for regression model hierarchies. - *J. Phys. Oceano.* 11, S. 1150-1154.
- FRANKIGNOUL, C. u. A. MOLIN (1988a): Response of the GISS general circulation model to a midlatitude sea surface temperature anomaly in the North Pacific. - *J. Atmos. Sci.* 45, 95-108.
- FRANKIGNOUL, C. u. A. MOLIN (1988b): Analysis of the GISS GCM response to a subtropical sea surface temperature anomaly using a linear model. - *J. Atmos. Sci.* (eingereicht)
- HANNOSCHÖK, G. (1984): A multivariate signal-to-noise analysis of the response of an atmospheric circulation model to SST anomalies. - *Hamb. Geophys. Einzelschr.* A 67.
- HANNOSCHÖK, G. u. C. FRANKIGNOUL (1985): Multivariate statistical analysis of a sea surface temperature anomaly experiment with the GISS general circulation model I. - *J. Atmos. Sci.* 42, S. 1430-1450.
- HASSELMANN, K. (1979): On the signal-to-noise problem in atmospheric response studies. - *Meteorology of the Tropical Oceans*, Roy. Met. Soc., S. 251-258.
- HASSELMANN, K. (1987): PIPs and POPs - a general formalism for the reduction of dynamical systems in terms of Principal Interaction Patterns and Principal Oscillation Patterns. - MPI Report 5 - erscheint auch in *J. Geophys. Res.* (1988).
- HENSE, A. (1988): Multivariate statistical investigation of the northern hemisphere circulation during the El Niño event 1982/83. - *Tellus* 38, S. 189-204.
- LAUTENSCHLAGER, M.; K. HERTERICH; U. SCHLESE u. E. KIRK (1987): Simulation of the January climate 18000 ybp. - MPI Report 11.
- LIVEZEY, R. E. u. W. Y. CHEN (1983): Statistical field significance and its determination by Monte Carlo techniques. - *Mon. Wea. Rev.* 111, S. 46-59.
- PREISENDORFER, R. W., u. T. P. BARNETT (1983): Numerical model-reality intercomparison tests using small sample sizes. - *J. Atmos. Sci.* 40, S. 1884-1894.

- STORCH, H. v. (1987): A statistical comparison with observations of control and El Niño simulations using the NCAR CCM. – Beitr. Phys. Atmos. 60, S. 464-477.
- STORCH, H. v.; T. BRUNS; I. FISCHER-BRUNS u. K. HASSELMANN (1987): Principal oscillation pattern analysis of the 30-60 day oscillation in a GCM equatorial troposphere. – MPI Report 7. – erscheint auch in J. Geophys. Res. (1988).
- STORCH, H. v. u. H. A. KRUSE (1985): The extratropical atmospheric response to El Niño events – a multivariate significance analysis. – Tellus 37, S. 361-377.
- STORCH, H. v.; E. ROECKNER u. U. CUBASCH (1985): Intercomparison of extended range January simulations with general circulation models: statistical assessment of ensemble properties. – Beitr. Phys. Atmos. 58, S. 477-497.
- STORCH, H. v. u. F. W. ZWIERS (1987): Recurrence analysis. – MPI Report 3 – erscheint auch in J. Climate (1988).
- van LOON, H. u. D. J. SHEA (1985): The Southern Oscillation. Part VI: The precursors south of 15° S to the extremes of the oscillation. – Mon. Wea. Rev. 113, S. 2063-2074.
- WRIGHT, P. B. (1984): Relationships between indices of the Southern Oscillation. – Mon. Wea. Rev. 112, S. 1913-1919.
- XU, J.-S., (1988): POP identification of ENSO characteristics. – MPI Report (in Vorbereitung).
- ZWIERS, F. W. u. H. V. STORCH (1987): Multivariate Recurrence analysis. – Proc. 10th Conference on Probability and Statistics, Edmonton Oct. 6-9, 1987, S. 116-118. – Eine ausführliche Fassung erscheint als MPI Report 1988.

10 H. HINZPETER Übersicht zur Physik der Atmosphäre (Beiträge 11-14)

Wie einleitend erwähnt, ist die Abteilung *Physik der Atmosphäre* des MPI aus der Gruppe *Maritime Meteorologie* des 1975 aufgelösten *Fraunhofer Instituts für Radiometeorologie und Maritime Meteorologie* hervorgegangen. Da der Direktor dieser Abteilung gleichzeitig eine C4-Professur im Meteorologischen Institut der Universität innehat, ist die Zusammenarbeit zwischen den Wissenschaftlern der Physik der Atmosphäre besonders eng.

Für die Durchführung experimenteller Arbeiten und für die Geräteentwicklung stehen der Gruppe *Physik der Atmosphäre* Werkstätten und Laboratorien zur Verfügung, die gemeinsam mit Mitarbeitern der Universitätsinstitute genutzt werden. Die mit diesen Arbeiten betrauten Wissenschaftler und Techniker haben auch die Voraussetzungen für die umfangreichen Untersuchungen zur turbulenten Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre und zur Seegangsentwicklung geschaffen.

Auch nach der Gründung des Max-Planck-Instituts standen zunächst die Arbeiten zur Kinematik und Thermodynamik in der atmosphärischen Grenzschicht über See im Vordergrund. Die in mehreren Expeditionen durchgeführten intensiven Messungen im Bereich des tropischen und subtropischen Atlantik führten zu Modellen über den Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht über dem Ozean und der ozeanischen Deckschicht in jenen Gebieten, insbesondere aber über deren zeitliche Entwicklung und die Bedeutung der Cumulusbildung für die Entwicklung der atmosphärischen Grenzschicht.

Diese Arbeitsrichtung wurde 1980 erweitert zur Untersuchung der Konvektion in der Grenzschicht über See. Wie aus Satellitenbildern bekannt, treten – durch die Wolken markiert – Rollen, offene und geschlossene Zellen auf, die die Transporte von Impuls, Wärme und Wasserdampf in der Grenzschicht und damit die Kopplung von Ozean und Atmosphäre mit bestimmen. Darüber hinaus beeinflusst aber auch die von ihnen bestimmte Struktur der Bewölkung die Albedo des Planeten Erde und damit sein Klima. Ziel der Arbeiten ist es daher festzustellen, welche Struktur des großräumigen Feldes zu welchen Konvektionsmustern führt, und welche Albedo die durch die Konvektion

bestimmte Bewölkung hervorruft. Dabei soll zunächst die Konvektion verstanden und dann die Bedeckung bestimmt werden, eine sicher sehr schwierig zu lösende Aufgabe.

Die Wirkung der Bewölkung auf das Strahlungsfeld kann durch geeignete Strahlungsroutinen beschrieben werden, die allerdings meist für horizontal homogene, d. h. eindimensionale Wolken gelten. Um den Einfluß jener Einschränkungen auf das Strahlungsfeld, z. B. die Albedo, abschätzen zu können, wurden die Strahlungsfelder von Einzelwolken (Kuben) und die von Wolkenfeldern unter Berücksichtigung der Strahlungswechselwirkung zwischen den Einzelwolken untersucht. Allerdings zeigt sich, daß jene Effekte klein sind verglichen mit den bei der Simulation der Wolkenbildung auftretenden Schwierigkeiten.

Angesichts der großen Bedeutung der Bewölkung für die Albedo können geringe Änderungen ihrer optischen Eigenschaften schon klimawirksam werden. Solche Änderungen sind möglich durch Änderung der Zahl der Kondensationskerne und durch Änderung ihrer chemischen Eigenschaften. Diese können zu einem größeren Reflexionsvermögen der Wolken führen (größere Zahl der Teilchen) aber auch zur Verringerung, wenn die Anzahl der Rußteilchen im Aerosol zu groß wird. Obwohl jene Effekte klein sind, müssen sie doch bei der Klimamodellierung beachtet werden.

Die Untersuchungen werden sowohl experimentell – mit Hilfe von Flugzeugen und Schiffen – als auch durch die Entwicklung numerischer Modelle für die verschiedenen Formen der Konvektion durchgeführt. Sie werden ergänzt durch die Auswertung von Satellitendaten (NOAA und METEOSAT), zu deren Interpretation wiederum spektral hochauflösende Strahlungstransportmodelle entwickelt bzw. herangezogen werden.

Flugzeugexperimente sind sehr aufwendig und die Aussagekraft von Satellitendaten für die Struktur der Grenzschicht ist gering. Deshalb werden in enger Zusammenarbeit der Meteorologischen Institute im Rahmen der Sonderforschungsbereiche bodengebundene Fernerkundungsverfahren zur Bestimmung des Windvektors, der Temperatur und der Wasserdampfkonzentration entwickelt. Diese sollen eine solche räumliche und zeitliche Auflösung der zu

bestimmenden Größen erlauben, daß damit konvektive Bewegungen und Strukturen in der Grenzschicht aufgelöst werden können. In niederschlags- und wolkenfreien Bereichen kann mit Hilfe eines 2-Frequenz-LIDARs (DIAL) die Vertikalverteilung der Wasserdampfkonzentration mit einer zeitlichen Auflösung von etwa 30 sec und einer Höhenauflösung von ca. 50 m in den unteren 1500 m bestimmt werden. Da hierzu zur Zeit noch ein Farbstofflaser eingesetzt werden muß, erfordert die Arbeit mit diesem System allerdings noch einen erfahrenen Physiker. Zur Bestimmung der Vertikalprofile von Wind und Temperatur wurde zunächst ein Schallradar entwickelt, das heute bei Großkraftwerken zur Bestimmung des Windprofils und von Ausbreitungsparametern eingesetzt wird. Um eine bessere Auflösung für die Wind- und Temperaturbestimmung unabhängig von Wolken und Niederschlag zu erreichen, wird jetzt mit einem FM-CW-Radar (Frequency Modulated Continuous Wave Radar) gearbeitet, das zur Bestimmung der Temperatur durch eine kontinuierlich sendende Schallquelle zu einem Radio Acoustic Sounding System (RASS) ergänzt wird.

Damit lassen sich zur Zeit die Komponenten des Windvektors mit einer Höhenauflösung von 20 m und einer zeitlichen Auflösung von ca. 10 sec in den unteren 2000 m bestimmen. Die Temperaturbestimmung hat etwa dieselbe Auflösung, sie ist jedoch auf die unteren 500 bis 1000 m beschränkt.

Weil die Systeme transportabel sind, lassen sich an weitgehend frei wählbaren Orten die Entwicklung der Temperatur-, des Wind- und des Wasserdampfprofils mit großer Höhen- und Zeitauflösung verfolgen.

Um die durch die Konvektion bewirkten Transporte von Impuls, Wärme und Wasserdampf bestimmen zu können, müssen die Kovarianzen der Vertikalkomponente des Windes und seiner Horizontalkomponenten, der Temperatur sowie und des Wasserdampfs bestimmt werden. Die hierfür entwickelten Methoden können noch nicht als gesichert angesehen werden, doch sind die ersten Ergebnisse ermutigend.

11 S. BAKAN, P. BECKER, A. CHLOND Organisierte Konvektion in der planetaren Grenzschicht

1 Das Phänomen

Die Atmosphäre tauscht ständig Energie und Impuls mit der Erdoberfläche aus. In Bodennähe treten dabei turbulente Störbewegungen auf, die die sogenannte planetare Grenzschicht charakterisieren. Die Mächtigkeit dieser Grenzschicht und die Wind-, Temperatur- und Wasserdampfverteilung in ihr hängen neben den Austauschvorgängen an der Oberfläche von der statischen und kinematischen Struktur der unteren Atmosphäre ab. Sie wird in einigen hundert bis wenigen tausend Metern Höhe durch die bodennächste Inversion des Temperaturprofils gegen die darüberliegende (freie) Atmosphäre abgegrenzt.

Wie viele Satellitenaufnahmen (z. B. Abbildung 1) eindrucksvoll belegen, zeigen atmosphärische Grenzschichtströmungen vielfach die Tendenz, sich in geordnete mesoskalige Strukturen mit signifikanten Amplituden und Horizontaldimensionen zwischen etwa einem und hundert Kilometern zu organisieren. Dabei werden vorwiegend drei Typen beobachtet:

Grenzschichtrollen: Dabei handelt es sich um eine rollenförmige Sekundärzirkulation, deren Achse meist parallel zur mittleren Windrichtung in der Grenzschicht ausgerichtet ist. In den aufsteigenden Ästen der Rollen-zirkulation können bei entsprechender Lage des Kondensationsniveaus Wolken auftreten, während der Raum über den absteigenden Ästen wolkenfrei ist (siehe Abbildung 2).

Die resultierenden Wolkenstraßen werden sowohl über Land beobachtet, wo sie üblicherweise infolge eines instabilen Windprofils auftreten, als auch über See, hauptsächlich bei winterlichem Kaltluftabfluß von Land- oder Eisflächen. Der Abstand der Rollenäste beträgt einige Kilometer, er kann aber in Kaltluftausbrüchen im Laufe der Entwicklung bis über 10 km anwachsen.

Offene Zellen: Als eine offene Konvektionszelle bezeichnet man in der Atmosphäre eine mehr oder weniger ringförmig angeordnete Wolkenstruktur, die ein wolkenfreies Absinkgebiet umgibt (Abbildung 3). Solche offenen Zellen treten immer in großen Feldern auf und werden hauptsächlich in mittleren Breiten bei Kaltluftzufuhr über dem Ozean meist hinter Kaltfronten beobachtet. Abbildung 1 zeigt, daß sie auch in einem Kaltluftausbruch am Ende einer Rollenentwicklung auftreten können. Bei Grenzschicht Höhen von 1 bis 4 km werden Zelldurchmesser bis zu 60 km beobachtet, aber auch kleine Zellen mit wenigen Kilometern Durchmesser konnten gefunden werden.

Geschlossene Zellen: Unter einer geschlossenen Konvektionszelle versteht man ein ungefähr kreisförmig angeordnetes Stratus/Stratocumulus-Feld, das von einem schmalen wolkenfreien Absinkgebiet umgeben wird. Dieser Zelltyp tritt in großen Feldern vornehmlich über den subtropischen Ozeanen auf (Abbildung 4). Gelegentlich beobachtet man geschlossene Zellen auch in mittleren Breiten in unmittelbarer Nachbarschaft von Feldern offener Zellen, aus denen sie offenbar unter gewissen Umständen hervorgehen können. Wie bei offenen Zellen betragen die Durchmesser üblicherweise einige 10 km, können aber auch kleinere Werte annehmen.

Um die Bedeutung dieser Konvektionsphänomene für Wetter- und Klimaentwicklung einschätzen zu können, sind drei Fragenkomplexe zu klären.

1. Welche Ursachen führen zu der beobachteten Rollen- und Zellenstruktur? Warum werden dabei gewisse Dimensionen und Richtungen bevorzugt?
2. Wie beeinflusst die Konvektion dieser Muster den vertikalen Impuls- und Wärmetransport? Welche Bedeu-

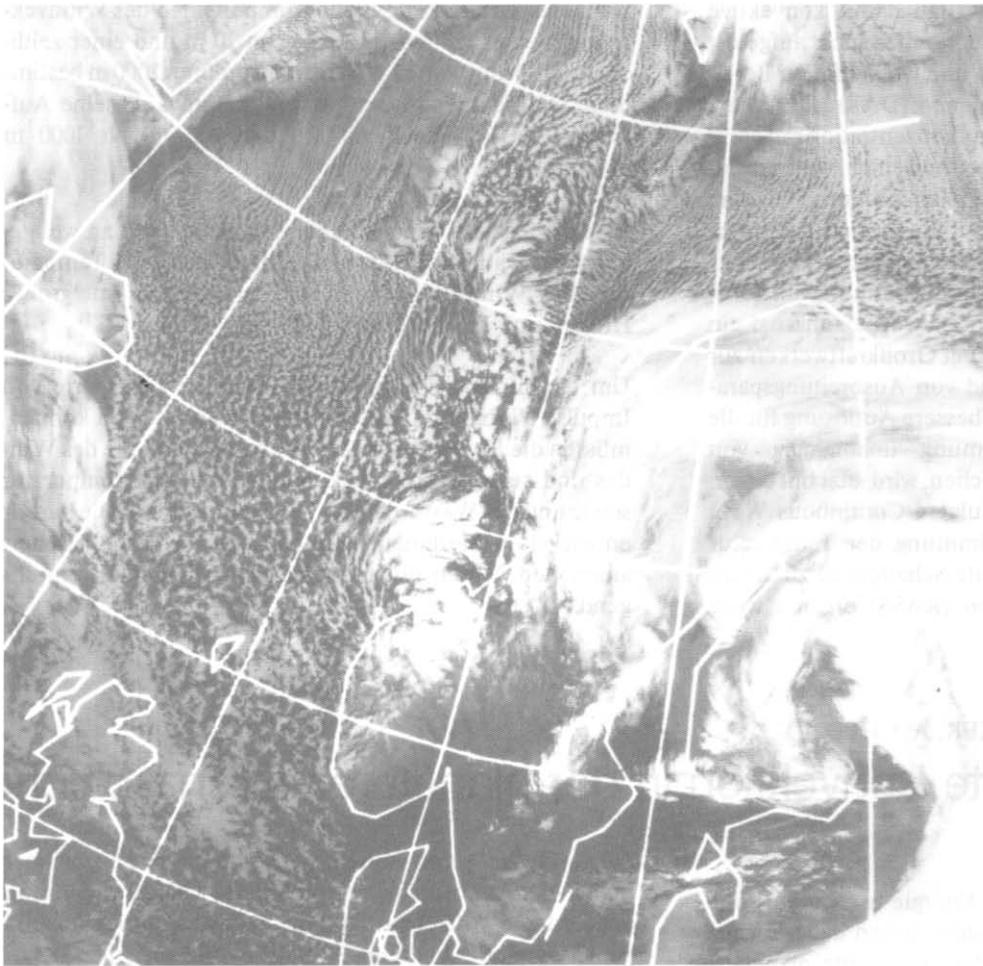


Abb. 1: Entwicklung einer konvektiven Grenzschicht bei Kaltluftabfluß von Grönland. Zunächst bilden sich windparallel Rollen, die bei genügender Grenzschichtdicke als Wolkenstraßen zu erkennen sind und weiter im Süden in mesoskalige offene Zellen übergehen (NOAA 7, 20. 11. 1983, 13.47 UT, infrarot, aufgenommen von der Universität Dundee).

tung haben die konvektiven im Vergleich zu den entsprechenden turbulenten Transporten? Welche Besonderheit zeigt der Vertikaltransport in Gebieten ausgeprägter Konvektionsstrukturen im Vergleich zu Gebieten mit nicht organisierter Konvektion?

3. Wie beeinflusst die Konvektion die Wolkenbildung und damit die Albedo, bzw. allgemein den Strahlungshaushalt der atmosphärischen Grenzschicht?

Diese Fragen sind bis dato nur zu einem geringen Teil geklärt. Ihre Beantwortung wird durch experimentelle, theoretische und Untersuchungen mit numerischen Modellen vorangetrieben.

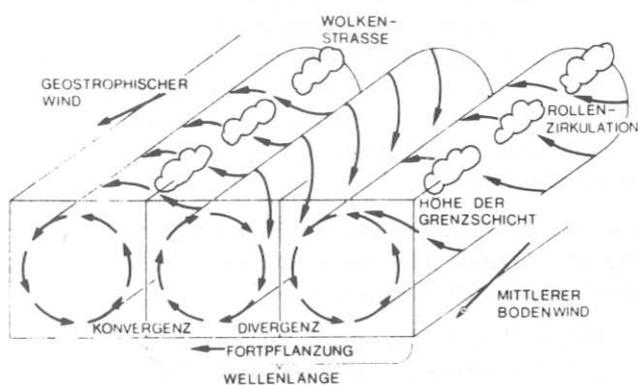


Abb. 2: Schematische Darstellung der Struktur der Sekundärzirkulation bei Grenzschichtrollen in der atmosphärischen Grenzschicht (HASSE 1984).

2 Experimentelle Untersuchungen geordneter Konvektion

Die experimentelle Untersuchung geordneter Konvektionsstrukturen mit mehr als einigen Kilometern Durchmesser ist vom Boden aus schwierig. Besonders deutlich wird das bei offenen und geschlossenen Zellen, die nur auf Satellitenbildern zu entdecken sind; die Horizontaldimensionen unter einigen 100 km sind besonders über See zu klein, um vom synoptischen Meßnetz der Wetterdienste erfaßt zu werden. Zum Verständnis der Prozesse werden neben Satellitenbildern und allgemeinen Informationen zur synoptischen Situation Meßwerte für Windgeschwindigkeit und -richtung, Luftdruck, Temperatur und Feuchte benötigt. Während die großräumigen Feldeigenschaften aus Radiosondenaufstiegen gewonnen werden können, läßt sich die kleinräumige Struktur nur mit Forschungsflugzeugen und bodengebundenen Fernerkundungsmethoden untersuchen.

Nachdem in mehreren Expeditionen zwischen 1965 und 1980 die vertikale Verteilung von Temperatur, Wasserdampf und Wind in der atmosphärischen Grenzschicht über See untersucht und mit Hilfe eindimensionaler Modelle interpretiert worden ist, wurden seither Experimente zur Untersuchung des räumlichen Aufbaus konvektiver Prozesse, vorwiegend über der Nordsee, durchgeführt (KonTur 1981, KONTROL 1984/85). Diese Untersuchungen hatten zum Ziel, die vertikalen Transporte von Impuls (horizontale Bewegung), Wärme und Wasserdampf bei unterschiedlichen Konvektionsmustern zu bestimmen und darüber hinaus anzugeben, in welchen Bereichen des atmosphärischen

Bewegungsspektrums (d. h. in welchem Wellenzahlbereich) sie ablaufen und wie sich diese Flüsse mit der Höhe ändern. Als Beispiel für solche Messungen soll auf das im September/Oktober 1981 durchgeführte Experiment KonTur (Konvektion und Turbulenz) näher eingegangen werden (HOEBER 1982).

Um die Abhängigkeit der Konvektion vom großräumigen meteorologischen Feld untersuchen zu können, wurde auf zwei Feuerschiffen, zwei Forschungsschiffen und auf der Forschungsplattform NORDSEE das mittlere Wind-, Temperatur- und Feuchteprofil mit Hilfe von Radiosonden-aufstiegen bestimmt. Abbildung 5 zeigt die Position dieser Meßträger in der Deutschen Bucht. Am Flugzeugmeßprogramm waren zwei Forschungsflugzeuge, die FALCON

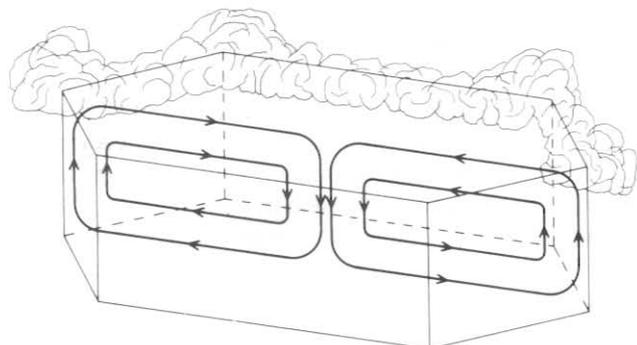


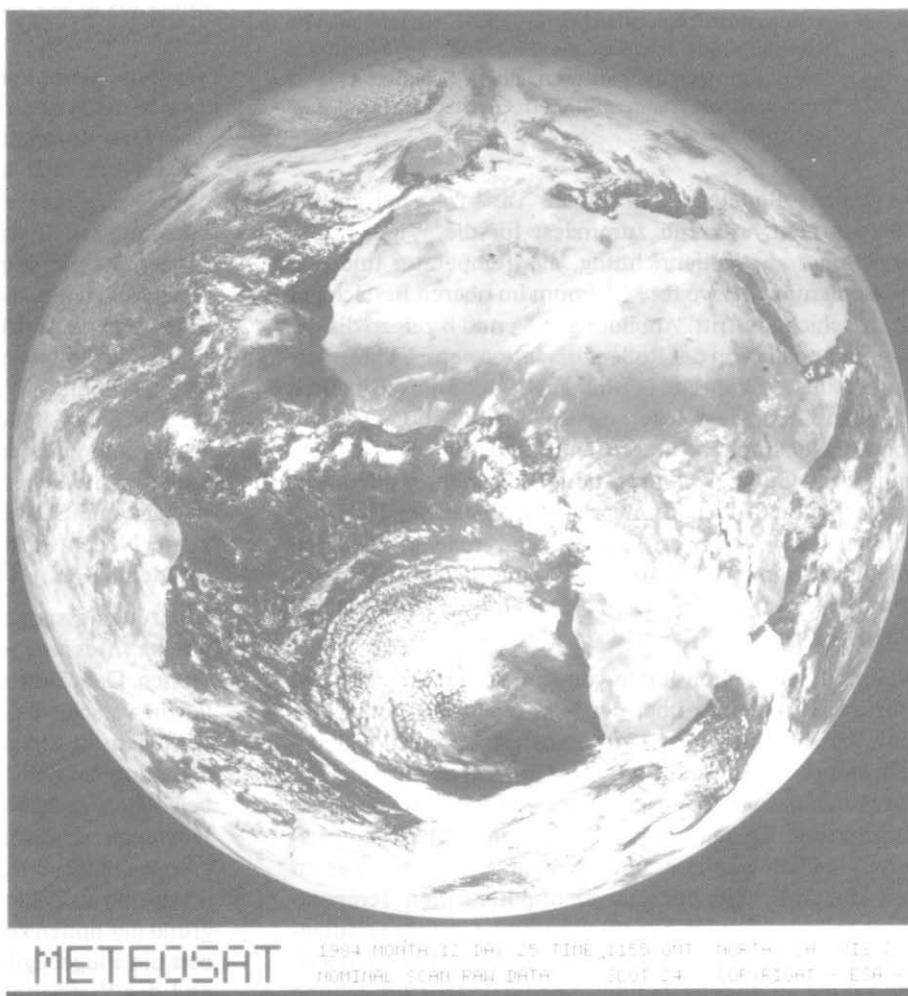
Abb. 3: Schematische Darstellung der Struktur der Sekundärzirkulation in einer offenen Konvektionszelle.

der DFVLR (Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt) und die HERCULES C-130 des britischen Wetterdienstes beteiligt. Instrumentierung und Geschwindigkeit der Flugzeuge erlaubten eine horizontale Auflösung der Meßgrößen bis zu einem Meter. Sowohl offene Zellen als auch Grenzschichtrollen in Form von Wolkenstraßen wurden an mehreren Tagen angetroffen. Zur Bestimmung der Höhen- und Wellenzahlabhängigkeit der Transporte wurden Flugtraversen parallel und senkrecht zur Windrichtung gelegt, so daß im Fall von Wolkenstraßen die eine Richtung etwa senkrecht zu diesen lag. Solche Horizontalprofile wurden in acht verschiedenen Niveaus geflogen – etwa drei unterhalb, drei innerhalb und zwei oberhalb der Wolken. Die eingesetzten Flugzeuge flogen fast senkrecht übereinander, so daß jeweils zwei Höhen gleichzeitig erfaßt wurden.

Alle beobachteten Wolkenstraßen traten bei Warmluftadvektion und leicht instabiler Schichtung in Bodennähe (Temperaturdifferenz Wasser-Luft von 0.5°C bis 1.0°C) und Windgeschwindigkeiten von über 15 m/s auf. Die Windgeschwindigkeitskomponente quer zur Rollenrichtung zeigte einen Wendepunkt. Für die Rollen wurde ein mittleres Verhältnis des Abstandes zwischen zwei Aufwindbereichen zur Grenzschichtdicke von wenig über 3 beobachtet, was mit dem Ergebnis theoretischer Untersuchungen recht gut übereinstimmt.

Sehr deutlich bildet sich der Abstand der Rollen von ca. 2 km in den Spektren der Varianzen und Kovarianzen ab. In

Abb. 4: Weite Teile des subtropischen Südatlantiks sind von einem Feld geschlossener Zellen bedeckt (METEOSAT II, VIS, 25. 12. 1984, 1155 GMT, ESA, METEOSAT).



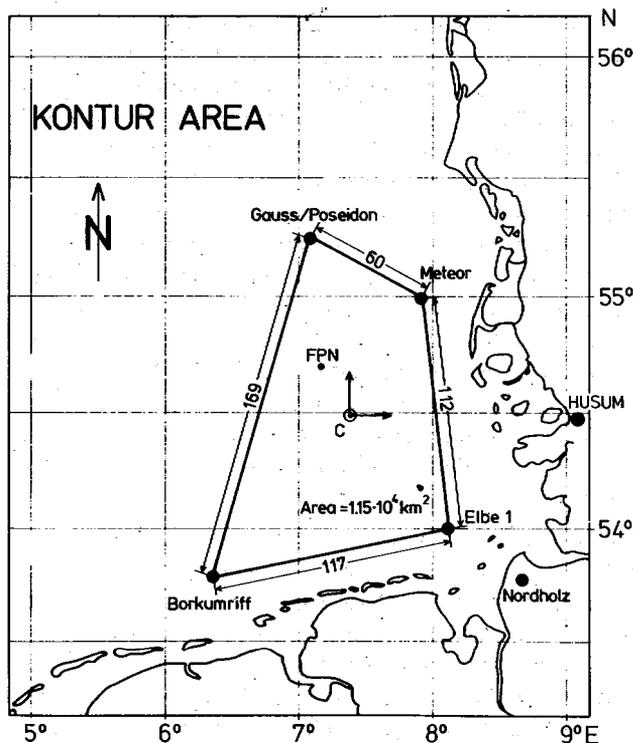


Abb. 5: Operationsgebiet des Experiments KonTur 1981 in der Deutschen Bucht. Für Messungen der bodennahen Parameter sowie für aerologische Sondierungen wurden die Forschungsschiffe METEOR und GAUSS bzw. POSEIDON in der zweiten Experimentphase die Feuer-schiffe BORKUMRIFF und ELBE 1 sowie die Forschungs-plattform NORDSEE (FPN) eingesetzt. Von Nordholz aus starteten die Flugzeuge zu Meßflügen auf L-förmigen Flugmustern, deren Schenkel parallel und senkrecht zum mittleren Grenzschichtwind ausgerichtet waren.

Bodennähe findet man maximale Varianzen bei großen Wellenzahlen, während zumindest für die Windkomponente quer zur Rollenrichtung, die Temperatur und den Wasserdampf ein zweites Maximum im oberen Bereich der Grenzschicht auftritt. Abbildungen 6a und b zeigen die gesamten und die von der Rollenzirkulation verursachten vertikalen Flüsse. Während in Bodennähe der Transport durch Turbulenz überwiegt, liefert die Rollenzirkulation oberhalb von wenigen hundert Metern den Hauptanteil des Gesamttransports. Generell transportierten die während KonTur beobachteten Rollen Wärme und rollenparallelen Horizontalimpuls abwärts aber Feuchte und rollensenkrechten Impuls aufwärts. Damit bewirken die Rollen eine Verminderung der Vertikalgradienten dieser Größen (BRÜMMER 1985).

Während der zweiten Phase von KonTur im Oktober 1981 führte Kaltluftzufuhr über der Nordsee (Temperaturdifferenz Wasser-Luft $\approx 4^\circ\text{C}$) zu intensiver Konvektionstätigkeit, wobei vier Episoden von der Länge etwa eines halben Tages mit besonders ausgeprägter zellulärer Struktur beobachtet wurden. Die offenen Zellen traten dabei in eingelagerten Gebieten kälterer und trockenerer Luft auf, was im Zeit-Höhen-Schnitt der äquivalent-potentiellen Temperatur (Abbildung 7) zum Ausdruck kommt. Geringe Gradienten aller gemessener Größen während dieser Perioden weisen auf die gute vertikale und horizontale Durchmischung

hin. Die Windgeschwindigkeit und -richtung sowie die daraus abgeleitete Divergenz und die Vorticity zeigen dagegen keinen deutlichen Unterschied der Abschnitte gut ausgeprägter Zellen zur übrigen Kaltluftperiode. In der gesamten Zeit war die Windgeschwindigkeit $> 10\text{ m/s}$ und die Windrichtung änderte sich in der Konvektionsschicht nur wenig mit der Höhe.

Abbildung 8 zeigt die über mehrere Stunden und alle vier Meßstationen gemittelten Vertikalprofile verschiedener Größen vor, während und nach der am besten ausgeprägten Zellenperiode am 14. Oktober 1981. Das großräumige Feld unterscheidet sich danach während des Auftretens von gut entwickelten Zellen nur wenig von dem bei weniger deutlich erkennbaren Zellen (KRUSPE, BAKAN 1988).

Eigenschaften einzelner Zellen konnten sowohl aus Flugzeugmessungen wie auch aus Bodenbeobachtungen abgeleitet werden. Eine 17-stündige Zeitreihe von Bodendaten einer Periode mit besonders regelmäßigen und ausgeprägten Zellen vermittelt das Bild einer der Grundströmung überlagerten Sekundärzirkulation, wie es nach gängigen Modellvorstellungen zu erwarten ist: Konvergenz unter den Wolken und divergente Strömung zwischen den Zellwänden. Diese Sekundärströmung führt auf der dem Wind zugewandten Seite einer Wolkenwand zu einer Erhöhung der horizontalen Windgeschwindigkeit um etwa 0.6 m/s und auf der dem Wind abgewandten Seite zu einem entsprechend verminderten Wert. Unter den Wolken ist in Bodennähe die Temperatur durchschnittlich um 0.4 K höher als in der Zellmitte. Dagegen zeigen Windrichtung und Feuchte keine signifikante Änderung.

Während dieser Periode mit gut ausgeprägten Zellen, lagen zwei Meßstationen auf einer Trajektorie des mittleren Windes. Die Korrelation der Bodenmessungen ergab eine scheinbare Verlagerungsgeschwindigkeit der Zellen von etwa 10 m/s , die wesentlich kleiner als die mittlere Windgeschwindigkeit in der Konvektionsschicht von ca. 16 m/s ist. Dieser Befund deutet auf eine zeitliche Entwicklung der Einzelzellen hin, die gegenüber der mittleren Strömung zu einer stromaufwärts gerichteten Verlagerung der Zellen führt. Dies könnte mit der stromaufwärts von einer Wolkenwand erhöhten Windgeschwindigkeit zusammenhängen, die für einen höheren Wärme- und Feuchtefluß in die Atmosphäre sorgen sollte als auf der windabgewandten Seite. Da die Lebensdauer konvektiver Wolken sicher kleiner als eine Stunde ist, könnte somit das Gebiet bevorzugter Neuentwicklung von Cumuli langsam stromaufwärts wandern (BAKAN 1985).

Flugzeugmessungen in verschiedenen Höhen erlauben die direkte Messung der Sekundärzirkulation in mehreren Höhen. Dabei war es allerdings nicht möglich, einzelne Zellen in verschiedenen Flughöhen wiederzufinden und zu verfolgen. In den unteren Flugniveaus zeigt sich, daß die Strömung im Zellinneren warm, trocken und divergent, im bewölkten Zellrand aber kühl, feucht und konvergent ist. Dementsprechend findet man in der Höhe der Wolkenobergrenze am Zellrand eine Divergenz der horizontalen Strömung und im Zellinneren eine konvergente Strömung. Aufgrund der hohen zeitlichen Auflösung der Meßfühler erlauben die Flugzeugdaten die Ableitung auch der Varianzen und der Vertikaltransporte von Temperatur, Feuchte und

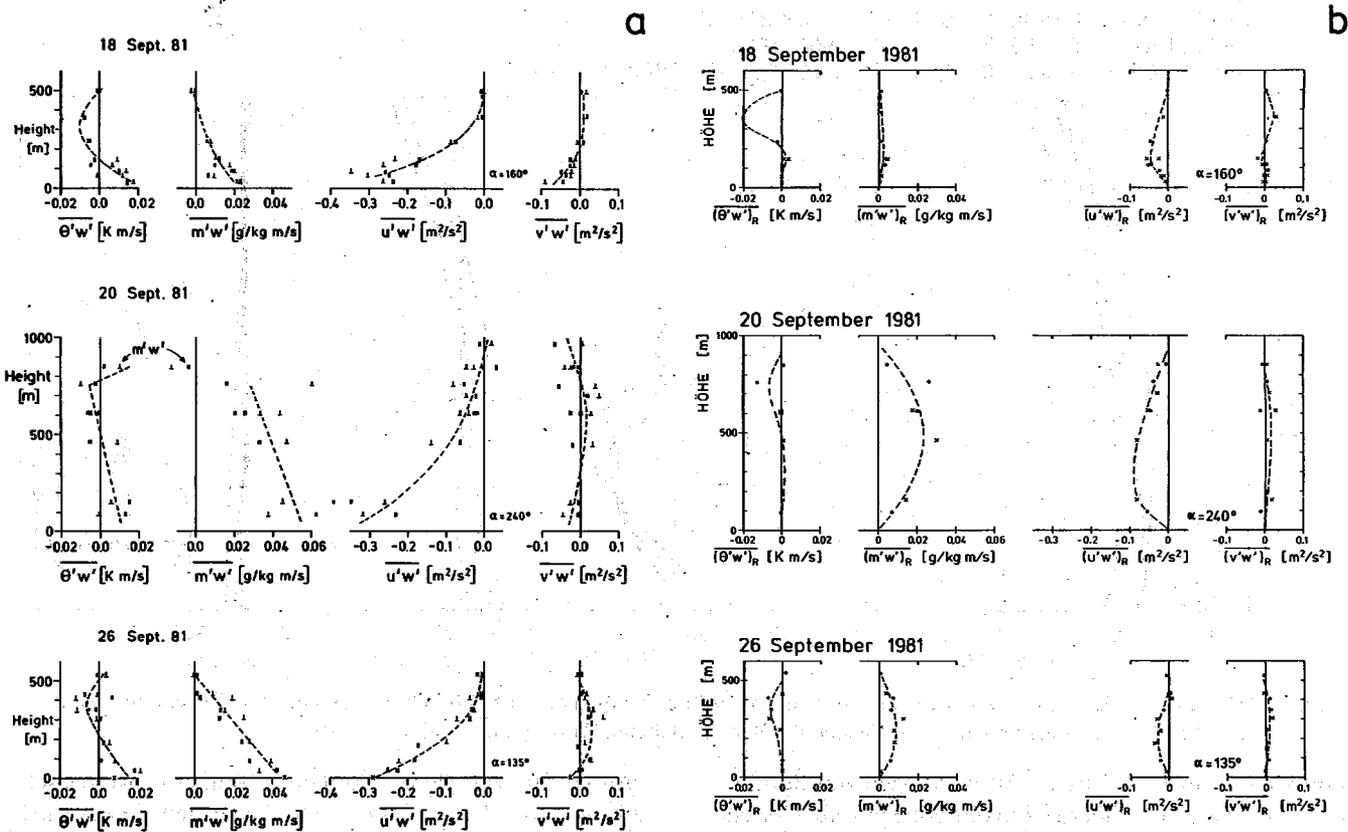


Abb. 6a: Gesamte vertikale Flüsse von Temperatur, Feuchte und den beiden Windkomponenten als Höhenprofil für die Flugabschnitte parallel (||) und senkrecht (⊥) zum Wind für drei Experimenttage mit Grenzschichtrollen. α kennzeichnet die mittlere Windrichtung in der Rollenschicht.

Abb. 6b: Wie 6a, aber nur für die durch die Rollen verursachten Vertikaltransporte.

Impuls. Diese zeigen, daß die Zellen mit bis zu 60% zur Gesamtvarianz von Temperatur, Feuchte und Horizontalwind beitragen. Sie transportieren Wärme und Feuchte aus den unteren Schichten aufwärts und Impuls aus größeren Höhen abwärts. Ihr Anteil am Gesamttransport nimmt mit

der Höhe zu und macht im Niveau der Wolkenbasis etwa 50% aus. In den bewölkten Zellrändern ist er deutlich größer als im offenen Zellinneren (BRÜMMER, FISCHER, ZANK 1986).

Neben der direkten Beobachtung offener Zellularkonvek-

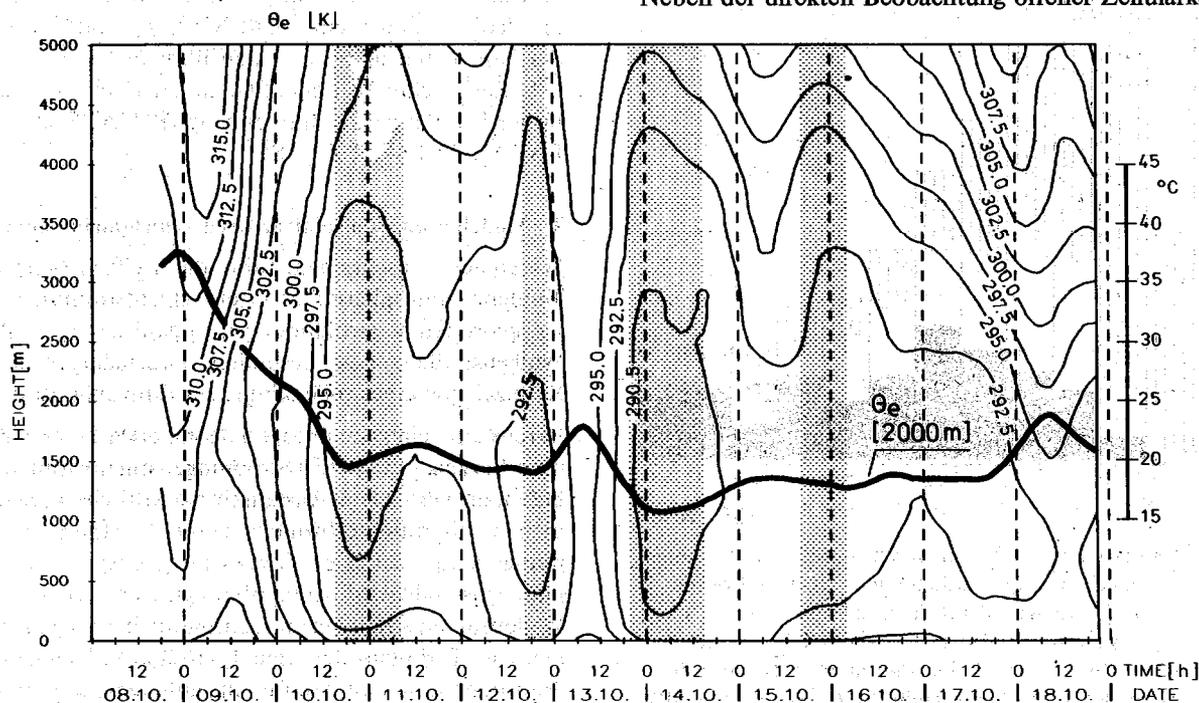


Abb. 7: Zeit-Höhenabschnitt der potentiellen Äquivalenttemperatur während der zweiten Phase von KonTur im Oktober 1981. Zeitlich geglättete (6-Stunden Cosinus-Filter) Mittelwerte aus simultanen Aufstiegen an vier Stationen in der Deutschen Bucht. Schraffiert sind die Perioden besonders gut ausgeprägter zellulärer Strukturen im Experimentgebiet.

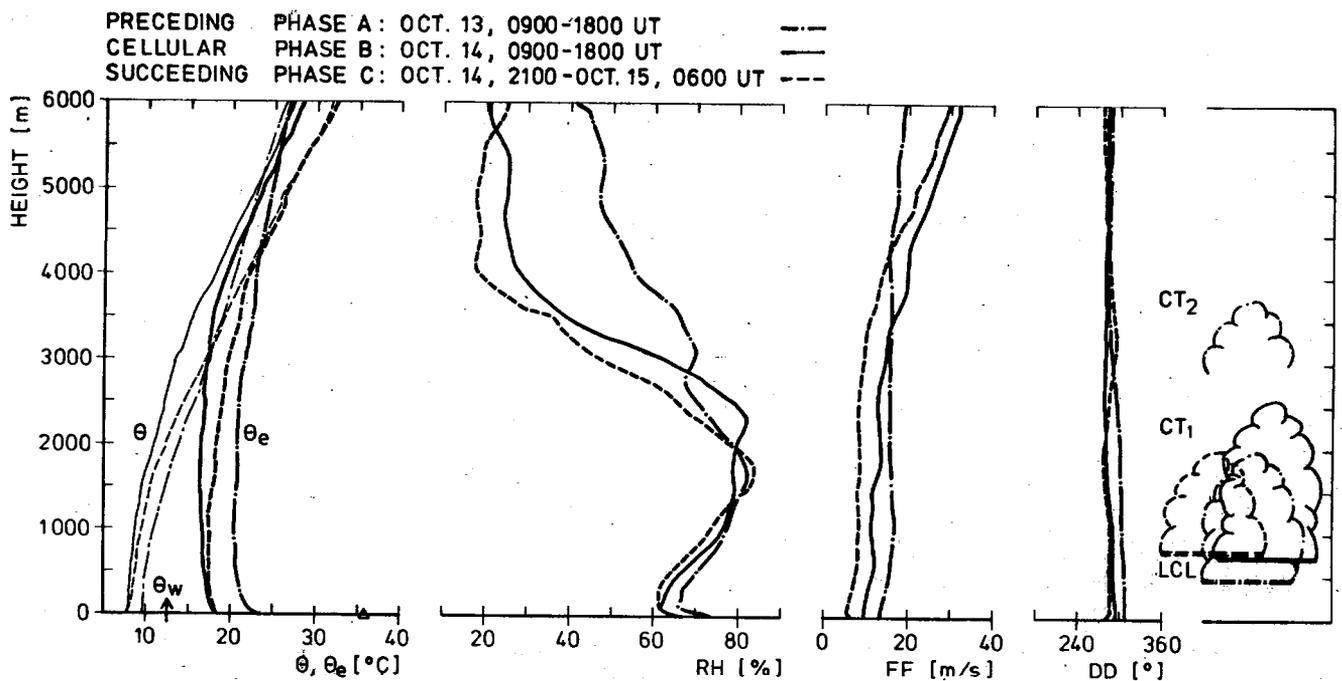


Abb. 8: Mittlere Vertikalprofile verschiedener Größen vor, während und nach der am besten ausgeprägten Zellepisode während KonTur 1981. Skizziert sind auch die aus den Profilen abgeleiteten Wolkenunter- und -oberkanten.

tion können auch statistische Auswertungen von Routinedaten und Satellitenbildern wertvolle Hinweise auf Ursache und Bedeutung des Phänomens geben. Es wurden daher die in Dundee archivierten, täglichen NOAA-Satellitenbilder für die Jahre 1980 bis 1983 nach dem Auftreten verschiedener organisierter Konvektionsphänomene untersucht. Es zeigte sich dabei, daß insbesondere offene Zellen im Nord-

ost-Atlantik vor allem während des Winterhalbjahres sehr häufig auftreten. Im Jahresmittel bedeckten sie etwa 10% der Ozeanoberfläche. Der mittlere Zelldurchmesser beträgt ca. 45 km und nimmt nach Norden hin ab.

Die Korrelation mit den Bodendaten bei Wetterschiff M (Abbildung 9) zeigt, daß offene Zellen vorzugsweise bei großen Temperaturdifferenzen Wasser-Luft (4.7 ± 2.3 K) angetroffen werden, wobei die höheren Werte zu Zellenfällen mit gut ausgeprägter Organisation gehören. Damit einher gehen sensible und latente Wärmeflüsse von 92 ± 63 bzw. 138 ± 68 W/m². Auch die Zellgröße scheint von der Temperaturdifferenz Wasser-Luft abzuhängen, wobei allerdings die Beobachtungen eine weite Streuung zeigen. Zwischen der Konvektionshöhe und den übrigen Parametern, wie z. B. Zelldurchmesser oder Stabilität der Schicht, zeigt sich bisher kein klarer Zusammenhang (BUSACK et al. 1985; BAKAN, SCHWARZ 1988).

WS M: OFFENE ZELLEN 1980-83

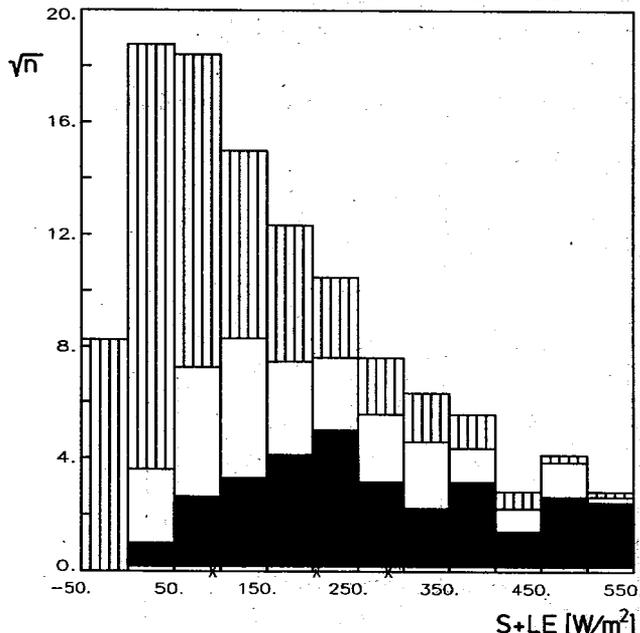


Abb. 9: Häufigkeit des Auftretens von Konvektionszellen unterschiedlichen Organisationsgrades (gut entwickelt - schwarz, weniger deutlich ausgeprägt - weiß, nicht organisiert - schraffiert) bei verschiedenen Gesamtwärmeflüssen von Boden (bestimmt nach einer Bulk-Methode) beim Wetterschiff M (65°N, 2°E) in den Jahren 1980-1983. Zusätzlich sind die Mittelwerte dieser Flüsse für die drei Klassen angegeben, die mit dem Organisationsgrad deutlich ansteigen.

3 Modellierung konvektiver Grenzschichtphänomene

Wie bereits beschrieben, führt die vielfach beobachtete Tendenz atmosphärischer Grenzschichtströmungen, sich zu geordneten Strukturen zu organisieren, häufig zu Wolkenstraßen, den besonders augenfälligen äußeren Kennzeichen eines rollenähnlichen Konvektionsmusters.

Bereits eine einfache lineare Theorie erklärt dieses Phänomen. Sie zeigt, daß sich in Strömungen mit ursprünglich turbulentem vertikalem Austausch bei kritischen Dichtegradienten (thermische Instabilität) oder bestimmten Krümmungen des vertikalen Geschwindigkeitsprofils (Wendepunktsinstabilität) Sekundärbewegungen relativ kleiner Wellenzahlen ausbilden müssen, die auch in Gegenwart statistischer Turbulenz den weitaus größten Teil der vertikalen Transporte leisten und so für eine gute Durchmischung der Grenzschicht sorgen. Die Störungsrechnungen liefern die Dimensionen der Rollen, die weitgehend mit den Beobachtungen übereinstimmen. Die linearen Theorien vermögen

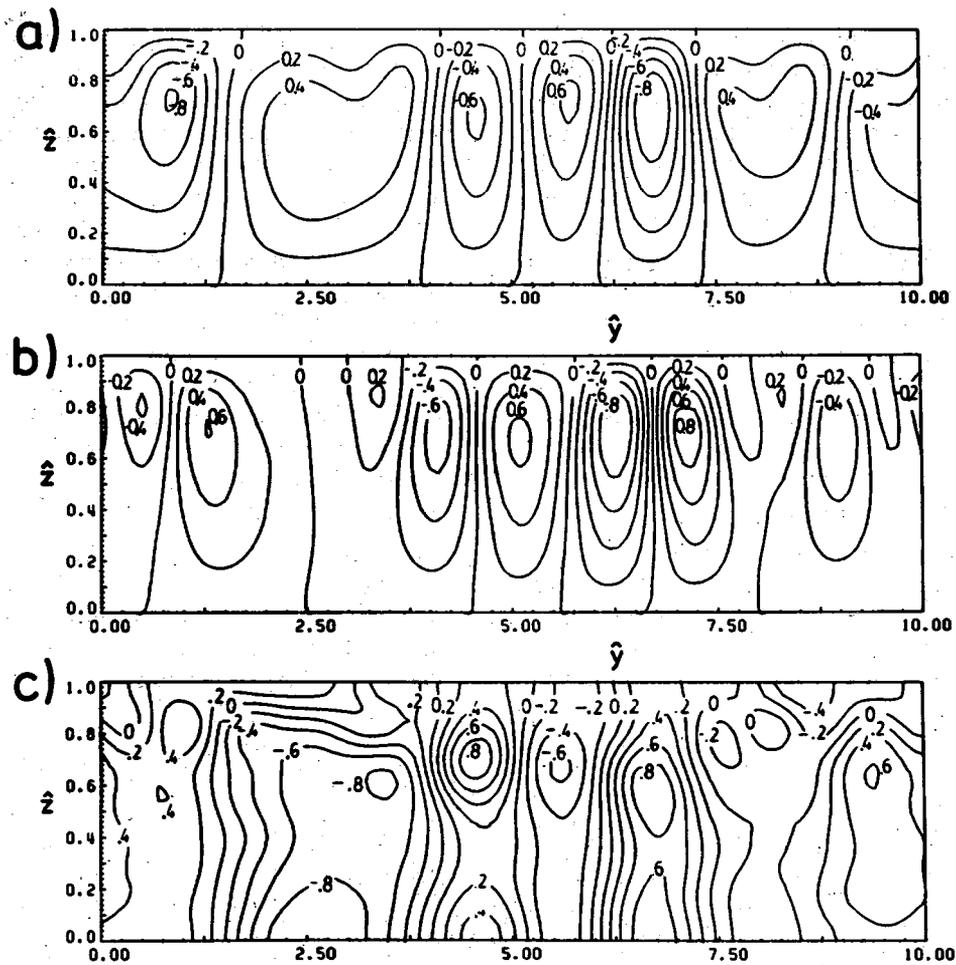


Abb. 10: Typische Realisation der Sekundärzirkulation für eine neutrale atmosphärische Grenzschicht in der die Instabilität durch einen Wendepunkt in der Rollenquerkomponente des Windes im Grundzustand verursacht wird. Dargestellt sind die Isolinien der Stromfunktion (a), der Vertikalgeschwindigkeit (b) und der longitudinalen Störgeschwindigkeitskomponente (c) in Vertikalschnitten senkrecht zur Rollenachse. An der Ordinate ist jeweils die mit der Grenzschichthöhe skalierte Vertikalcoordinate und an der Abszisse die horizontale Raumcoordinate aufgetragen.

allerdings nur den Einsatz der Konvektion zu beschreiben, da nur zu diesem Zeitpunkt die Betrachtung sehr kleiner Amplituden gerechtfertigt ist; sie können aber nicht die zeitliche Entwicklung der Wirbelrollen beschreiben und lassen keine quantitativen Aussagen über die mit ihnen verbundenen Transporte von Impuls und Energie und deren Änderung mit der Höhe zu.

Mit einem zur Bestimmung dieser Größen entwickelten nichtlinearen Modell wird der kombinierte Effekt der dynamischen Instabilität und der thermischen Instabilität auf die Entwicklung von Rollen in einer von unten beheizten und von oben durch eine Inversion abgeschlossenen Grenzschicht untersucht. Die Bedingungen, die zur Bildung konvektiver Strömungsmuster führen, sowie die raumzeitlichen Strukturen der voll entwickelten Konvektion sollen vorhergesagt und außerdem die damit verbundenen Transporte von Eigenschaften bestimmt werden.

Die boussinesqapproximierten hydro- und thermodynamischen Grundgleichungen stellen die Grundlage der Betrachtung dar. Da Wolkenstraßen entlang ihrer Rotationssachse eine wesentlich größere Erstreckung als in den beiden anderen Richtungen aufweisen, erscheint die Annahme gerechtfertigt, die Rollen in erster Näherung als zweidimensional aufzufassen. Außerdem wird angenommen, daß die durch Kondensationsprozesse bedingten

zusätzlichen Auftriebskräfte klein sind und die Strömung nicht modifizieren, sondern nur markieren. Diese Voraussetzung wird durch die Beobachtung gestützt, daß die bei Grenzschichtrollen auftretende Bewölkung nur eine geringe vertikale Mächtigkeit aufweist. Die vereinfachten Gleichungen werden für ein begrenztes Gebiet der Atmosphäre gelöst. Das Integrationsgebiet besteht aus einer rechteckigen Box, an deren seitlichen Rändern periodische Randbedingungen angenommen werden, die aber in der Vertikalen durch den Erdboden und die Inversion begrenzt wird.

Zur numerischen Lösung des Gleichungssystems wird im Gegensatz zu den sonst üblichen Gitterpunktsmodellen, die zur Berechnung der räumlichen Ableitung finite Differenzen verwenden, die Methode der Spektraldarstellung der Variablenfelder und der systembestimmenden Gleichungen benutzt, da sich die spektrale Methode gegenüber der Gittermethode zum einen als numerisch bedeutend genauer erweist, und sie zum anderen direkte Einblicke in die Struktur der nichtlinearen Transportvorgänge zuläßt. Die als Anfangszustand zu Beginn der Rechnungen vorgegebenen Höhenprofile der Windkomponenten, longitudinal und lateral zu den Wolkenstraßen, sowie das Temperaturprofil werden von einem eindimensionalen Modell geliefert. Mit Hilfe der Störungsrechnung kann gezeigt werden, daß die als Anfangszustand benutzte Grundstromkonfigu-

ration instabil gegenüber infinitesimalen Störungen ist. Bei neutraler Schichtung ist die Wendepunktsinstabilität für die Bildung von Rollen verantwortlich, in einer von unten beheizten atmosphärischen Grenzschicht mit labiler Temperaturschichtung kommt zusätzlich zu den durch die Wendepunktsinstabilität erzeugten Wellen mit der thermischen Instabilität ein weiterer, unabhängiger Instabilitätsmechanismus zum Tragen. Die numerischen Integrationen der nichtlinearen Gleichungen sollen Aufschluß darüber geben, wie sich die vom linearen Modell vorhergesagten instabilen Wellen im nichtlinearen System abbilden. Die Rechnungen zeigen, daß sich tatsächlich Zellstrukturen mit einem Aspektverhältnis von ungefähr drei entwickeln, die durch Rückkopplungsprozesse die instabilen Grundstromkomponenten so verändern, daß sie in Kombination mit der Sekundärzirkulation eine stabile Konfiguration darstellen.

Abbildung 10 zeigt eine berechnete, typische Realisation der Sekundärzirkulation für neutrale Schichtung der Grenzschicht. Dargestellt sind die Isolinien der Stromfunktion, der Vertikalgeschwindigkeit und der longitudinalen Störgeschwindigkeitskomponente in Schnittebenen senkrecht zur

Rollenachse, die in diesem Fall einen Winkel von 10° mit der Richtung des geostrophischen Windvektors bildet. An der Ordinate ist jeweils die mit der Schichthöhe normierte Vertikalordinate aufgetragen und an der Abszisse die skalierte laterale \hat{y} -Raumkoordinate. Im ersten Bild sind drei Wirbelpaare im Integrationsgebiet zu erkennen. Die Zentren der Wirbel, die Maxima der Vertikalwindkomponente und der Longitudinalkomponente der Wirbelströmung befinden sich in einem Höhenbereich, in dem die laterale Komponente der Grundströmung, d. h. die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Rollenachse, einen Wendepunkt aufweist. Die Wirbel bewegen sich in Richtung der positiven \hat{y} -Achse, wobei die Verlagerungsgeschwindigkeit in etwa derjenigen Geschwindigkeit entspricht, welche die laterale Grundstromkomponente in der Höhe des Wendepunktes aufweist, d. h. sehr langsam mit etwa 1 m/s.

Die Struktur der Sekundärzirkulation bei labiler Temperaturschichtung zeigt Abbildung 11. Zusätzlich zu den Isolinien der Stromfunktion; der Vertikalgeschwindigkeit und der longitudinalen Störgeschwindigkeitskomponente sind die Isolinien der Temperaturstörung in der \hat{y} - \hat{z} -Ebene darge-

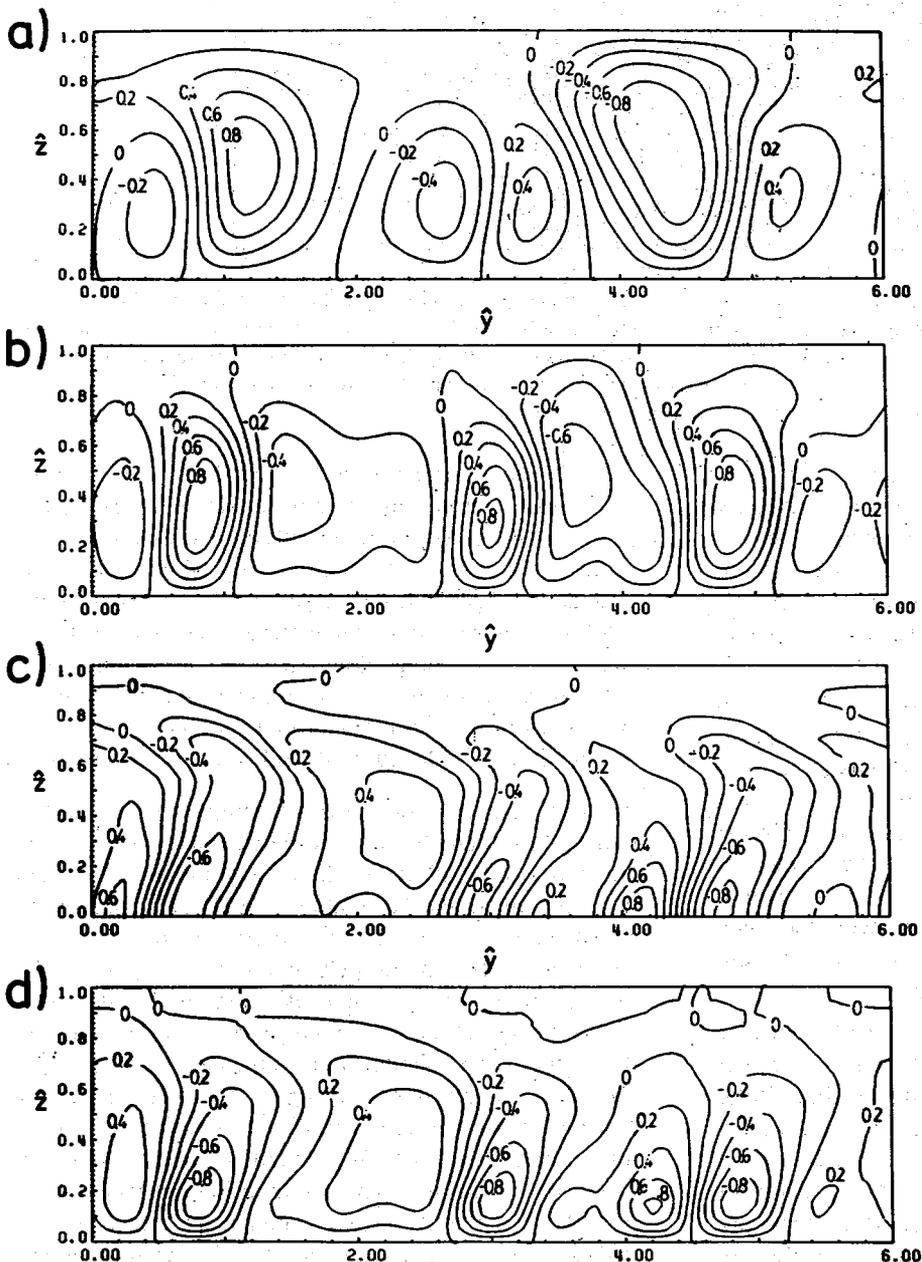


Abb. 11: Wie Abb. 10, jedoch für eine instabil geschichtete atmosphärische Grenzschicht, in der die Rollen durch diesen thermischen Antrieb erzeugt werden ((d) enthält Isolinien der Temperaturstörung).

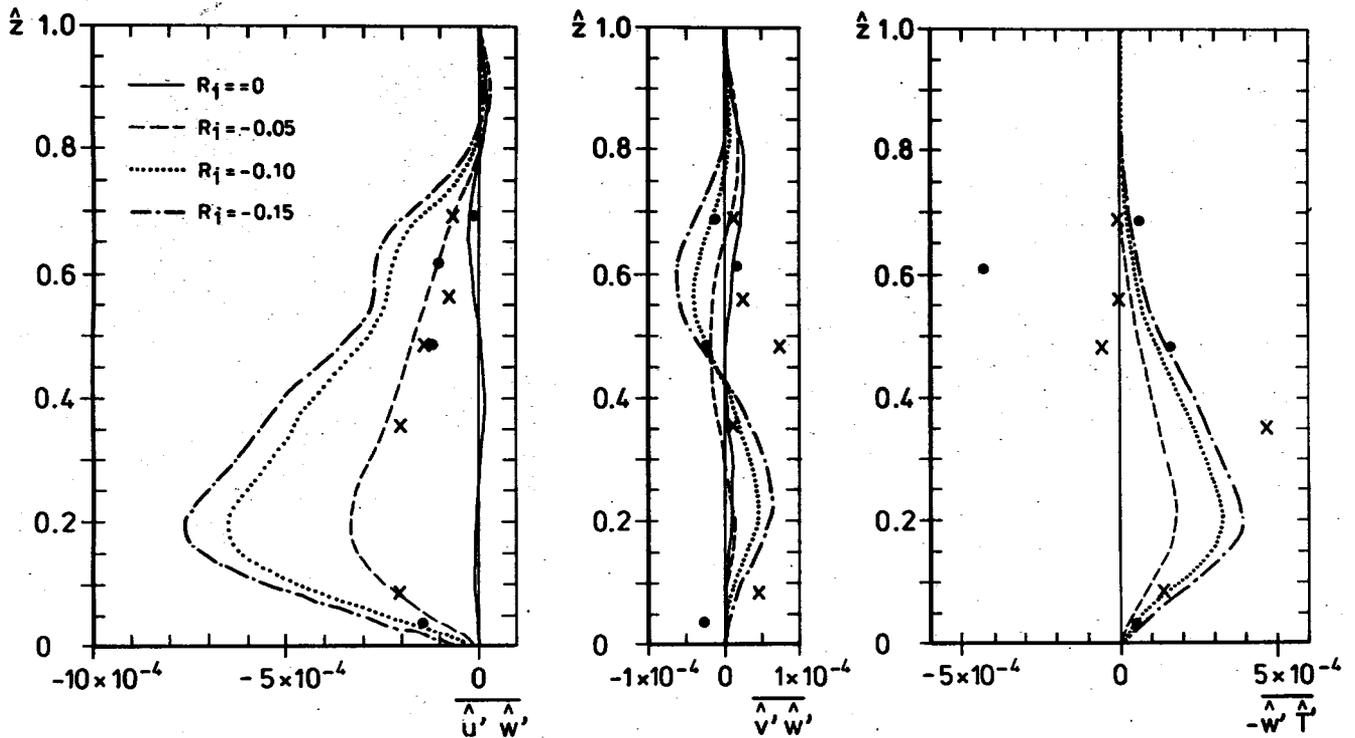


Abb. 12: Vergleich der Meßdaten mit für verschieden stark instabil geschichtete Grenzschichten ($R_i = 0$: neutrale Schichtung ; $R_i < 0$: instabile Schichtung) berechneten Profilen der dimensionslosen Vertikaltransporte von longitudinalem und lateralem Impuls sowie von Temperatur. Als Skalierungsgrößen wurden die Grenzschichthöhe, die zwischen Obergrenze der Prandtl-Schicht und der Meeresoberfläche auftretende Temperaturdifferenz und der Betrag des geostrophischen Windes benutzt. Die mit Punkten und Kreuzen markierten Meßdaten stammen von Messungen der beiden Forschungsflugzeuge während eines Falles mit Grenzschichtrollen am 20. September 1981.

stellt. Die entstandenen Wirbel zeigen Wachstum und Zerfall auf verschiedenen räumlichen Skalen und sind daher weder als stationär anzusehen, noch zeichnen sie sich durch einen hohen Grad von Regularität aus. Dennoch sind Rollen, die sich in Richtung der positiven \hat{y} -Achse bewegen und deren Verlagerungsgeschwindigkeit ungefähr dem vertikalen Mittelwert der lateralen Grundstromkomponente entspricht, das dominante Erscheinungsbild. Die Maxima der Vertikal- und der Longitudinalkomponente der Rollenströmung und der Temperaturstörung sind im unteren Drittel der Grenzschicht anzutreffen. Bemerkenswert ist, daß sich das Feld der Vertikalgeschwindigkeit in Phase mit dem Feld der Temperaturstörung befindet, so daß potentielle Energie der Dichteschichtung in kinetische Energie der Rollen umgewandelt werden kann. Das Feld der longitudinalen Störgeschwindigkeitskomponente weist gegenüber dem Feld der Vertikalgeschwindigkeit eine Phasenverschiebung von ca. einer halben Wellenlänge auf, so daß die Rollen longitudinalen Impuls zur Erdoberfläche transportieren.

Eine Betrachtung der Energetik der Rollen zeigt, daß bei labiler Dichteschichtung die durch Auftrieb produzierte Rollenenergie die durch Scherung im Wendepunkt produzierte Energie um eine Größenordnung übertrifft. Hingegen ist bei neutraler Schichtung die Wendepunktinstabilität für die Rollenentwicklung verantwortlich. In diesem Fall geht infolge der Scherung der lateralen Grundstromkomponente Energie des Grundstroms in Rollenenergie über, um so eine Zirkulation mit horizontaler Rotationsachse entstehen zu lassen.

Einen Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Höhenprofilen der dimensionslosen Vertikaltransporte von

longitudinalem und lateralem Impuls sowie von Temperatur in der Rollenskala zeigt Abbildung 12. Die Meßdaten sind mit Punkten und Kreuzen markiert und beziehen sich auf Flugzeugmessungen mit der FALCON bzw. der HERCULES, die am 20. Sept. 1981 während des KonTur-Experimentes durchgeführt wurden. Bei instabiler Schichtung stimmen die Profilformen der berechneten und gemessenen Vertikaltransporte gut überein. Allerdings werden vom Modell bei der für den 20. Sept. 1981 als repräsentativ erachteten Richardsonzahl (Verhältnis von Auftriebs- zu Scherenergie) von $R_i = -0.10$ wegen der angenommenen Zweidimensionalität der Rollen die Beiträge der longitudinalen Impulstransporte als zu groß vorhergesagt (CHLOND 1987).

Neben den parallel angeordneten Wolkenreihen treten wie bereits erwähnt häufig auch wabenförmige Wolkenstrukturen auf. Die Bedingungen, die zum Übergang der zweidimensionalen in dreidimensionale Strukturen führen, waren und sind Gegenstand zahlreicher experimenteller und theoretischer Untersuchungen. Dabei wird neben dem Gradienten der Windscherung die Rayleighzahl als einer der entscheidenden Ordnungsparameter für das Problem angesehen. Basierend auf der Störungsrechnung konnte gezeigt werden, daß (bei konstanter Rayleighzahl) bei starker vertikaler Windscherung bevorzugt Rollen entstehen, während bei schwächeren vertikalen Gradienten der Windscherung auch die Möglichkeit der Realisation eines dreidimensionalen zellularen Musters besteht.

In Ergänzung zu den linearen Modellen (die exakt nur für den Einsatz der Konvektion gültig sind) und dem nichtlinearen Spektralmodell (mit dem nur die zeitliche Entwicklung

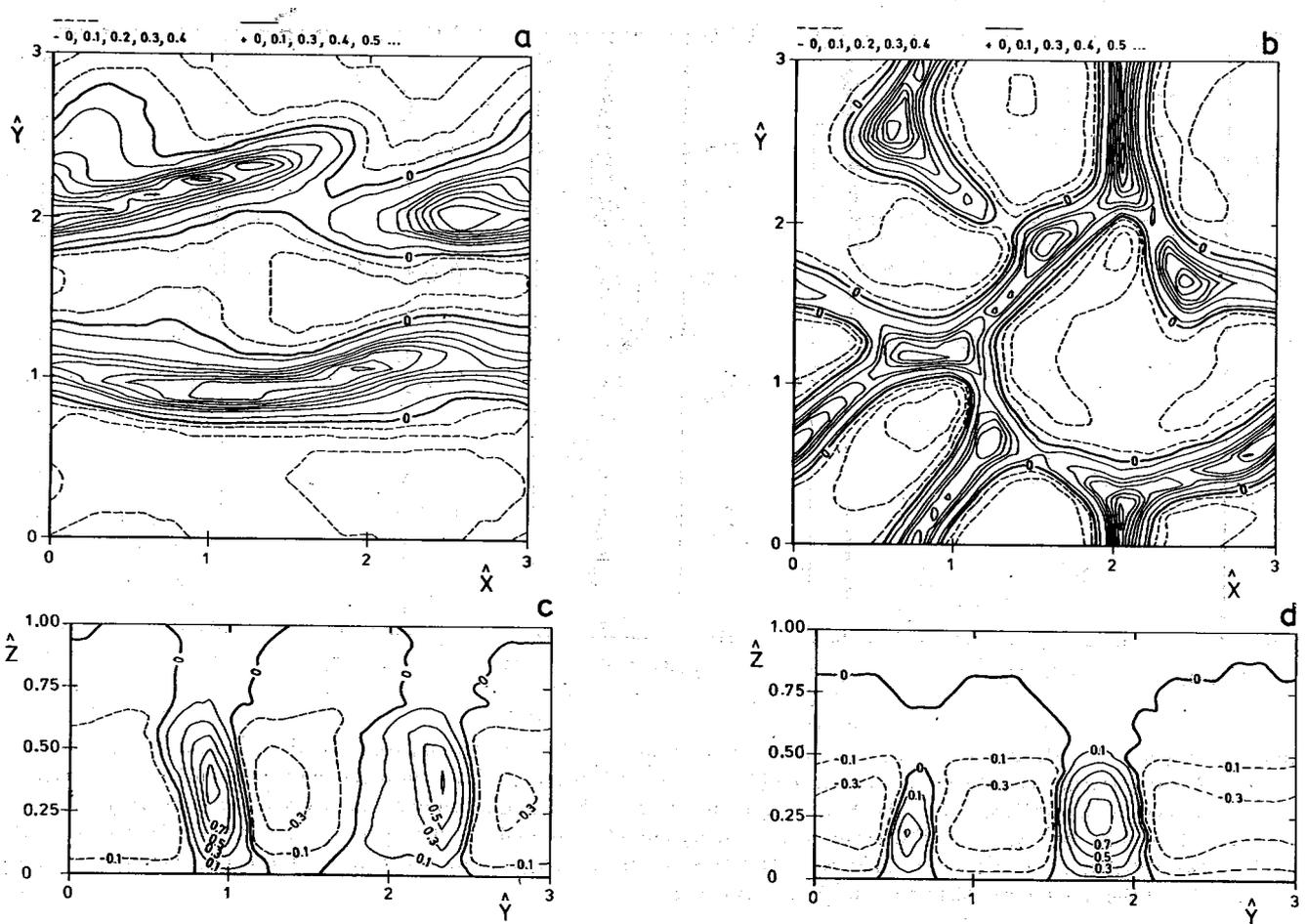


Abb. 13a-d: Isolinien der Vertikalgeschwindigkeit in der Horizontalebene (Bild a und b) und der Vertikalebene (Bild c und d) für unterschiedliche vertikale Windscherungen. Durchgezogene Linien repräsentieren positive Vertikalgeschwindigkeiten. Unterbrochene Linien kennzeichnen negative Vertikalgeschwindigkeiten. Die Normierung der Vertikalgeschwindigkeiten erfolgte mit dem Maximum der Beträge der im jeweiligen Schnitt auftretenden Vertikalgeschwindigkeiten.

exakt zweidimensionaler Strukturen untersucht werden kann) wurde ein dreidimensionales, hochauflösendes nicht-lineares Grenzschichtmodell entwickelt, um den Einfluß der Windfelder auf das entstehende Konvektionsmuster zu untersuchen. Das hierfür entwickelte Modell basiert auf den boussinesqapproximierten Versionen der hydro- und thermodynamischen Gleichungen für flache Konvektion. Der Einfluß der Kondensation wird vernachlässigt. Zur Lösung der Gleichungen wird ein Differenzenverfahren nach der Gitterpunktmethode benutzt, d. h., das Integrationsgebiet wird in diskrete Abschnitte eingeteilt, wobei der horizontale Gitterabstand 150 m beträgt. In der Vertikalen wird ein Gitterabstand von 100 m benutzt.

Wegen der begrenzten Speicherkapazität des benutzten Rechners können die Gleichungen nur für ein sehr begrenztes Integrationsgebiet gelöst werden. Dieses Gebiet hat in dem hier verwendeten Modell eine Grundfläche von $4.65 \times 4.65 \text{ km}^2$ und eine vertikale Erstreckung von ca. 1.5 km. Die horizontalen Ränder des Modells wurden so festgelegt, daß der obere Rand ein fester Deckel ist und der untere Rand mit der Meeresoberfläche zusammenfällt. An den seitlichen Rändern wurden zyklische Randbedingungen angenommen.

Um den Einfluß der Windfelder auf das Konvektionsmuster zu untersuchen, wurden Rechnungen für verschiedene vertikale Windscherungen vorgenommen, wobei die Tempera-

turprofile und die Konvektionsschichthöhen zu Beginn der jeweiligen Integration so gewählt wurden, daß die Rayleighzahlen immer etwa 140-fach überkritische Werte aufwiesen. Die Resultate der numerischen Rechnungen zeigen, daß eine deutliche Abhängigkeit des Strömungsmusters vom Windprofil vorhanden ist. Bei starken vertikalen Windscherungen entwickeln sich bänderartige Strukturen mit einem mittleren Aspektverhältnis von drei, die durch Rückkopplungsprozesse die instabilen Grundstromprofile so verändern, daß sie in Verbindung mit der Sekundärzirkulation eine stabile Konfiguration darstellen. Die Abbildungen 13a und c zeigen eine typische Realisation der Sekundärzirkulation, wie sie sich nach drei Stunden Modellsimulationszeit (Realzeit) ergab. Dargestellt sind ein Horizontal- und ein Vertikalschnitt durch das Vertikalgeschwindigkeitsfeld. Die Skalierung der Vertikal- und Horizontalkoordinaten erfolgte mit der Modellhöhe. In den Abbildungen sind auffällige gebänderte Strukturen zu erkennen, deren Ausrichtung in etwa dem Schichtmittelwert der Windrichtung entspricht. Das Wirbelsystem selbst wandert in Richtung der positiven \hat{y} -Achse. Die Obergrenze der Wirbel ist durch die Unterkante der Inversionsschicht gegeben, deren zeitliche Entwicklung im Modell explizit mit berechnet wird.

Die Abbildungen 13b und d zeigen Strukturen, die sich bei ebenfalls labiler Temperaturschichtung aber deutlich geringerer vertikaler Windscherung ergeben. Dargestellt sind auch hier wieder ein Horizontal- und ein Vertikalschnitt

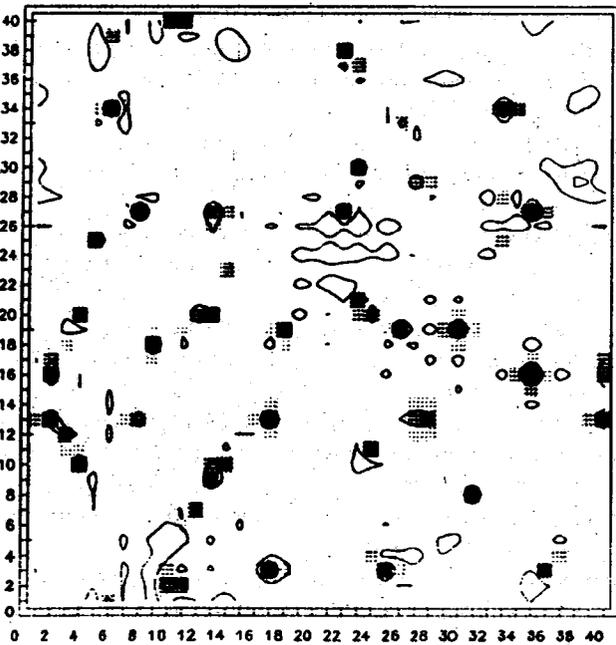
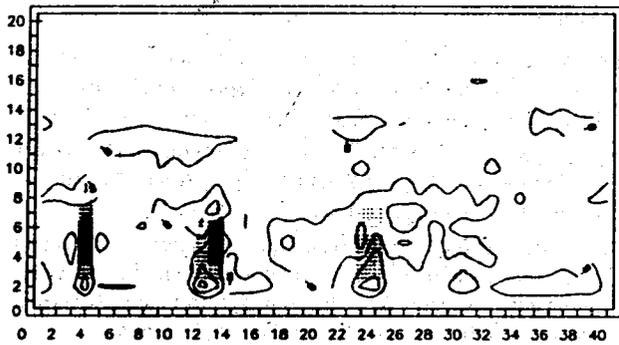


Abb. 14: Vertikal- (oben) und Horizontalschnitt (unten) durch das Modellgebiet mit 40 x 40 Gitterpunkten in der Horizontalen (5 km Gitterabstand) und 20 Gitterpunkten vertikal (500 m Gitterabstand) 12 Stunden nach Einführung einer statistisch verteilten Anfangsstörung. Grau schraffiert erscheinen positive Vertikalgeschwindigkeiten, während die Isolinien die Abweichung der Temperatur vom jeweiligen Schichtmittelwert angeben. Unter den Aufwindegebieten befinden sich relativ warme Zonen.

durch das Vertikalgeschwindigkeitsfeld. Statt einer ausgeprägten Bandstruktur, bei der die einzelnen Bänder in Richtung des mittleren Windes ausgerichtet sind, tritt in diesem Fall ein wesentlich komplexeres dreidimensionales Muster auf, wobei die Absinkgebiete deutlich größer als die Aufwindegebiete sind. Die Strukturen haben im zeitlichen Mittel ein Aspektverhältnis von etwa drei und erinnern an kleine offene Zellen wie sie im Labor und auch in der Natur (wenn auch selten) beobachtet werden (BECKER 1987).

Anzumerken bleibt, daß das hier verwendete Grenzschichtmodell bei der gewählten Auflösung nur Zellen mit kleinen Durchmessern zu simulieren vermag.

Die Entstehungsursache für die in der Natur häufig zu beobachtenden Zellen mit extrem flacher Ausbildung kann mit dem hier benutzten Modell nicht untersucht werden, da das Modellgebiet zu klein ist. Zur numerischen Untersu-

chung dieser Zellarkonvektion wurde ein dreidimensionales, hydrostatisches Gitterpunktsmodell der unteren Troposphäre entwickelt (BENISTON 1985). Das Modell basiert auf den primitiven Bewegungsgleichungen, den thermodynamischen Grundgleichungen und berücksichtigt die Phasenübergänge des Wassers bei der Wolkenentstehung und -dissipation in sehr vereinfachter Form. Die Felder von Windgeschwindigkeit und -richtung, Temperatur und Feuchte werden als horizontal homogen so vorgegeben, daß ihre Änderung mit der Höhe nach einer Initiali-

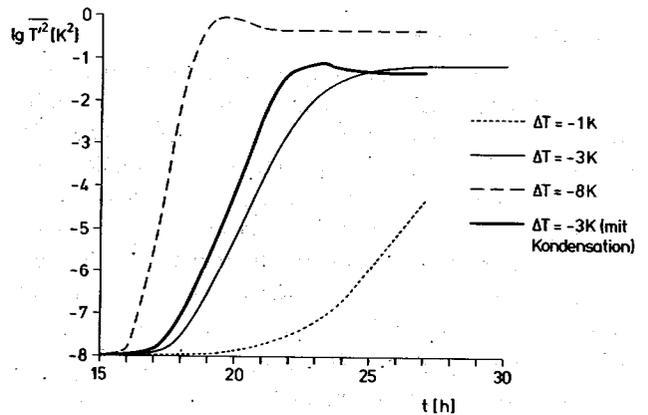


Abb. 15: Zeitliche Entwicklung der Temperaturvarianz in 550 m Höhe für verschiedene Werte der Temperaturdifferenz Luft-Wasser ohne Freisetzung latenter Wärme. Für $\Delta T = -3 K$ ist auch die Entwicklung bei Berücksichtigung latenter Wärme angegeben.

sierungsphase etwa den während des Experiments Kon Tur gemessenen Bedingungen entspricht.

Bei Vorgabe des beobachteten Temperaturunterschiedes zwischen Luft und Wasser reagiert das Modell auf eine kurzzeitige, schwache, zufällig verteilte Störung des horizontal homogenen Temperaturfeldes mit der Ausbildung von zellularen Strukturen (Abbildung 14a u. b). Sowohl die Höhe der Wolken von 3000-4000 m als auch die typische Horizontaldimension der entstehenden Wolkenstrukturen von etwa 40 km stimmen gut mit den Beobachtungen überein. Das vertikale Temperaturprofil zeigt in der Konvektionsschicht eine beachtliche Stabilität aufgrund der freiwerdenden latenten Wärme. Sowohl die vertikale Feuchtestruktur als auch eine Niederschlagsrate von wenigen mm pro Stunde, nehmen sehr realistische Werte an. Darüber hinaus werden auch die vertikalen Varianzen und Transporte von Impulse, Wärme und Feuchte in vernünftiger Übereinstimmung mit der Beobachtung wiedergeben. Bemerkenswert scheint, daß zellulare Störungen in diesem Modell zu ihrem Anwachsen keine freiwerdende latente Wärme benötigen. Abbildung 15 zeigt, daß z. B. die Temperaturvarianz in 550 m Höhe innerhalb der ersten Stunden nach der Anfangsstörung umso rascher anwächst, je größer die Temperaturdifferenz Wasser-Luft ist, und daß ihr Wert in der anschließenden quasistationären Phase ebenfalls proportional zu dieser Differenz ist. Bei $\Delta T = 1^\circ C$ ist das Wachstum so langsam, daß unter natürlichen Bedingungen nicht erwartet werden kann, Zellen anzutreffen. Bei gleichzeitiger Berücksichtigung der freiwerdenden latenten Wärme, wächst zunächst die Störung wesentlich rascher an als ohne, infolge der durch

Kondensationswärme verursachten Stabilisierung der Schicht ist aber die Konvektionsintensität im quasistationären Zustand geringer. Die zeitliche Entwicklung und Intensität der Sekundärzirkulation, sowie deren horizontale Struktur, reagieren empfindlich auf die Abkühlung am Wolkenoberrand (Verdunstung und Strahlungsdivergenz), da die durch Abkühlung bedingte Labilisierung die konvektive Entwicklung verstärkt (BENISTON, SCHMETZ 1986).

4 Zusammenfassung

Generell kann wohl gesagt werden, daß infolge experimenteller und theoretischer Untersuchungen die Ursachen für das Auftreten von Konvektionsrollen (dynamische oder thermische Instabilität) und deren Bedeutung für die Transporte in der Grenzschicht weitgehend geklärt sind. Es verbleibt die Frage nach dem Bedeckungsgrad in einer solchen Situation und dem daraus resultierenden Einfluß der Grenzschichtrollen auf die Strahlungsbilanz sowie die Einmischung von oben in die Grenzschicht.

Während der beobachtete Übergang zu offenen Zellen bei abnehmender Windscherung in der Grenzschicht auch im numerischen Modell nachvollzogen wird, ist Konvektion in offenen und geschlossenen Zellen großen Aspektverhältnisses wesentlich schlechter verstanden. In der Literatur wurden mehrere Ursachen für das Auftreten sehr flacher Zellen diskutiert, die möglicherweise auch in Kombination für die Beobachtung verantwortlich sind. Jüngere Beobachtungsergebnisse sollten weitere Hinweise auf relevante Parameter für das Auftreten solcher Situationen geben. Wegen der ungünstigen Beobachtungsbedingungen sind aber wesentliche Fortschritte wohl hauptsächlich von numerischen Modellen zu erwarten, die die atmosphärischen Bedingungen möglichst vollständig simulieren.

Literatur

- BAKAN, S. (1985): On the structure of open cellular convection as revealed by time series of surface observations: A case study. Beitr. Phys. Atmosph., 58, S. 11-16.
- BAKAN, S., E. SCHWARZ (1988): Observations of cellular convection over the Eastern Atlantic. Report Nr. 16, Max-Planck-Institut f. Meteorol., Hamburg.
- BECKER, P. (1987): Numerische Untersuchungen zur Dynamik zwei- und dreidimensionaler konvektiver Strukturen in einer durch eine Inversion abgeschlossenen atmosphärischen Grenzschicht. Hamb. Geophys. Einzelschr., 86, Hamburg.
- BENISTON, M. (1985): Organization of convection in a numerical mesoscale model as a function of initial and lower boundary conditions. Beitr. Phys. Atmosph., 58, S. 31-52.
- BENISTON, M., J. SCHMETZ (1986): A three-dimensional study of mesoscale model response to radiative forcing. Bound. Layer Meteorol., 31, S. 149-175.
- BRÜMMER, B. (1985): Structure, dynamics and energetics of boundary layer rolls from KonTur aircraft observations. Beitr. Phys. Atmosph., 58, S. 237-254.
- BRÜMMER, B., T. FISCHER, S. ZANK (1986): Aircraft observations of open cellular structures during KonTur. Beitr. Phys. Atmosph., 59, S. 162-184.
- BUSACK, B., S. BAKAN, H. LUTHARDT (1985): Surface conditions during mesoscale cellular convection. Beitr. Phys. Atmosph., 58, S. 4-10.
- CHLOND, A. (1987): A numerical study of horizontal roll vortices in neutral and unstable atmospheric boundary layers. Beitr. Phys. Atmosph., 60, S. 144-170.
- HASSE, L. (1984): Cumuluskonvektion und Konvektionsrollen. Promet, 2/3 '84, S. 38-41.
- HOEBER, H. C. (Ed., 1982): KonTur Convection and Turbulence Experiment Field Phase Report. Hamb. Geophys. Einzelschr., 1, Ser. B, Hamburg.
- KRUSPE, G., S. BAKAN (1988): The atmospheric structure in open cellular conditions during KonTur 1981. Report Nr. 15, Max-Planck-Institut f. Meteorol., Hamburg.

12 S. BAKAN, I. SCHULT Strahlung in getrübbten Atmosphären und in Wolken

1 Allgemeine Studien zur Strahlung in der Atmosphäre

Absorption solarer Strahlung und Emission thermischer Strahlung des Erdbodens und der Atmosphäre bestimmen weitgehend das Klima der Erde. Die globale Bilanz legt die Mitteltemperatur der Erdatmosphäre fest, die Änderungen dieser Bilanz mit der geographischen Breite bestimmt die Zirkulation der Atmosphäre. Das Verständnis und die Fähigkeit zur Berechnung der Strahlungsübertragung in der Erdatmosphäre stellen daher notwendige Voraussetzungen für das Verständnis des Klimas dar. In der Abteilung für Physik der Atmosphäre wurden deshalb verschiedene numerische Modelle der Strahlungsübertragung entwickelt (Delta-Eddington-Methode, Matrix-Operator-Methode) und damit die Wirkung der atmosphärischen Gase, Aerosole und Wolken auf das Strahlungsfeld untersucht:

Spurengase: Neben dem bekannt gewordenen CO₂ bewirken auch andere Spurengase (wie Methan, Stickoxid u. a.)

einen Glashauseffekt. Die gesamte, durch anthropogenen Einfluß verursachte Erhöhung der Konzentrationen jener Gase könnte demnach eine globale Erwärmung von der gleichen Größenordnung verursachen, wie sie für eine Verdoppelung der CO₂-Konzentration aus Modellen abgeleitet wird.

Atmosphärische Trübung: Auch die wolkenfreie Atmosphäre ist durch trockene oder durch Wasseranlagerung gequollene Aerosolteilchen getrübt. Diese Trübung führt meist zu erhöhter Reflexion der solaren Einstrahlung, nur bei großen Rußanteilen kann die erhöhte Absorption auch zu einer Verminderung der Reflexion führen (GRASSL, 1978).

Ozeanische Trübung: Im Ozean kann die Trübung sowohl durch organische als auch durch anorganische Materialien verursacht sein. Die Fernerkundung des ozeanischen Schwebstoffgehaltes von Satelliten aus leidet unter dem störenden Einfluß der atmosphärischen Extinktion. Eine detaillierte Analyse von Strahlungsmodellrechnungen zeigt

denn auch, daß unter realistischen Verhältnissen allenfalls bis zu drei unabhängige optische Größen des Ozeans abgeleitet werden können, und daß bei vorgegebenen Meßbedingungen die maximal mögliche Information angegeben werden kann (FISCHER, 1983).

Schichtwolken: In der Nähe ihres Oberrands werden Wolken durch Abstrahlung in den Weltraum sehr schnell abgekühlt. Dagegen kann sich der untere Wolkenbereich durch Strahlungswchselwirkung mit dem Erdboden dann etwas erwärmen, wenn der Boden wärmer als die Wolken ist. Im Vergleich dazu ist die durch Absorption solarer Strahlung bewirkte Erwärmung in diesen Randbereichen der Wolken selbst bei hochstehender Sonne gering. Im Innern der Wolke überwiegt dagegen die Erwärmung durch solare Einstrahlung (BAKAN, 1982). Diese Strahlungseigenschaften werden weitgehend von der Größenverteilung der Wolkentropfen bestimmt, die wiederum vom Größenspektrum der Kondensationskerne abhängt. Darüber hinaus kann, je nach chemischer Zusammensetzung, auch eine zusätzliche Absorption durch das Aerosol in der Wolkenschicht von Bedeutung sein.

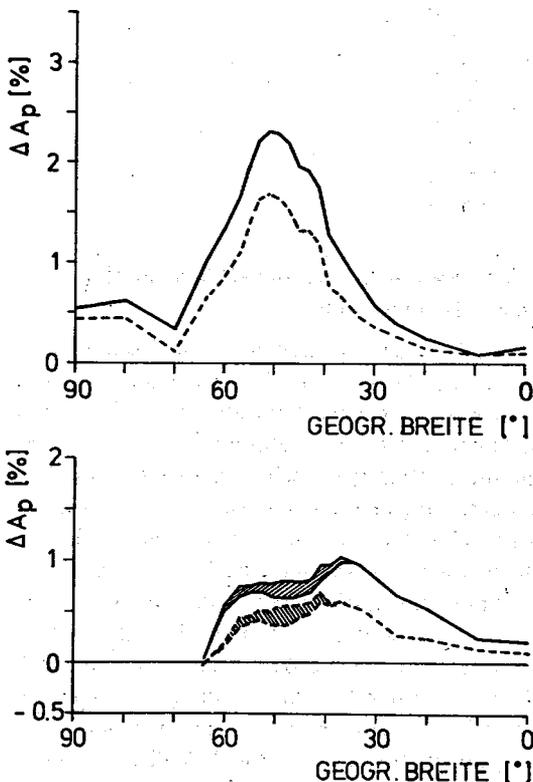


Abb. 1: Albedodifferenzen ΔA_p zwischen natürlichen plus anthropogenen Emissionen und natürlichen Emissionen für Sommer (oben) und Winter (unten) für Teilchen ohne (-) und Teilchen mit 20% Rußanteil (---). Die schraffierte Fläche kennzeichnet den Beitrag aus der Gas-Teilchen-Umwandlung.

Wolkenfelder: Die Strahlungsbilanz von Einzelwolken unterscheidet sich von der horizontal ausgedehnter Schichtwolken, da der zusätzliche Strahlungsverlust durch die Wolkenseiten zu berücksichtigen ist. Diese Unterschiede sind für Solarstrahlung allerdings gering, sobald die Horizontaler Streckung der Einzelwolke mehr als das Doppelte der Vertikaler Streckung beträgt. Für langwellige Strahlung können auch bei größerer Horizontaler Streckung noch

wesentliche Abweichungen vom planparallelen Fall auftreten. Die Strahlungswchselwirkung zwischen Einzelwolken in Wolkenfeldern spielt nur dann eine Rolle, wenn der mittlere Abstand der Wolkenwände kleiner als der Durchmesser der Wolken ist (CLAUSSEN, 1982).

2 Strahlungswirkung anthropogener Aerosolproduktion

Das Klima wird wesentlich durch die planetare Albedo der Erde (das Verhältnis der von der Erde reflektierten zu der ihr zugestrahlten solaren Energie) bestimmt. Unter anderem wird die planetare Albedo von Aerosolteilchen in der Luft beeinflusst, von denen die Tropfenanzahl der Wolken und damit deren Reflexionseigenschaften abhängen. Die direkt als Teilchen in die Atmosphäre emittierten oder aus Gas-Teilchen-Umwandlungen in der Atmosphäre gebildeten Aerosolteilchen breiten sich regional wie global aus, und ihre Wirkung auf das Klima hängt wesentlich von Konzentration, Vertikalverteilung, Größenverteilung, Hygroskopizität und vom komplexen Brechungsindex der Teilchen ab.

Um die globale Aerosolverteilung zu berechnen, wurde ein einfaches höhen- und breitenabhängiges Gitterpunktmodell entwickelt. Die Reduktion auf zwei Dimensionen kann als Näherung gerechtfertigt werden, da die zonale Ausbreitung wesentlich schneller als die longitudinale erfolgt. Die Bewegungs- und Bewölkungsfelder dieses Modells werden nach klimatologischen Mittelwerten vorgegeben und sind zeitlich konstant für die Berechnung einer stationären Aerosolverteilung einer Jahreszeit. Im vorliegenden Modell gehen als Quellen die natürlichen Aerosolemissionen (kontinental und maritim) sowie die Emission der anthropogenen Aerosole und des Schwefeldioxids ein. Die Umwandlung des SO_2 in Teilchen (Gas-Teilchen-Umwandlung) wird berücksichtigt und bildet eine sekundäre Teilchenquelle, die sich nicht in Bodennähe befindet. Die Teilchendichte wird durch verschiedene Senkenprozesse (z. B. Sedimentation, Auswaschen durch fallende Niederschlagstropfen u. a.) reduziert. Auch die Änderung der Teilchengröße durch Koagulation oder durch Änderung der relativen Feuchte wird berücksichtigt. Die Erwärmungs- und Abkühlungsraten und die Albedo des Systems Erde-Atmosphäre werden mit einem vorhandenen Strahlungstransportmodell (Delta-Eddington Näherung) in Abhängigkeit von der geographischen Breite bestimmt.

Das durch anthropogene Quellen erhöhte Angebot an Kondensationskeimen führt zu einer Änderung der optischen Dicke, also der Absorptions- und Streueigenschaften von Wolken, was sich über dem Ozean (Reinluft) und in verschmutzten Gebieten (Kontinenten) unterschiedlich auf die Strahlungsbilanz auswirkt. Eine Erhöhung der Aerosolteilchenkonzentration um 10% führt bei einer maritimen Wolke (300 Teilchen pro cm^3) zu einer prozentualen Änderung der optischen Dicke um 1.1% und für eine stärker verschmutzte Wolke über kontinentalen Gebieten (3000 Teilchen pro cm^3) um 0,6%. 30 zusätzliche Teilchen in einer maritimen Umgebung beeinflussen die optische Dicke also stärker als 300 zusätzliche Teilchen in einem kontinentalen Gebiet. Im Mittel wird ein Anstieg der Albedo der Nordhemisphäre durch anthropogene Aerosolteilchen gefunden (Abbildung 1). Im Winter nimmt deren

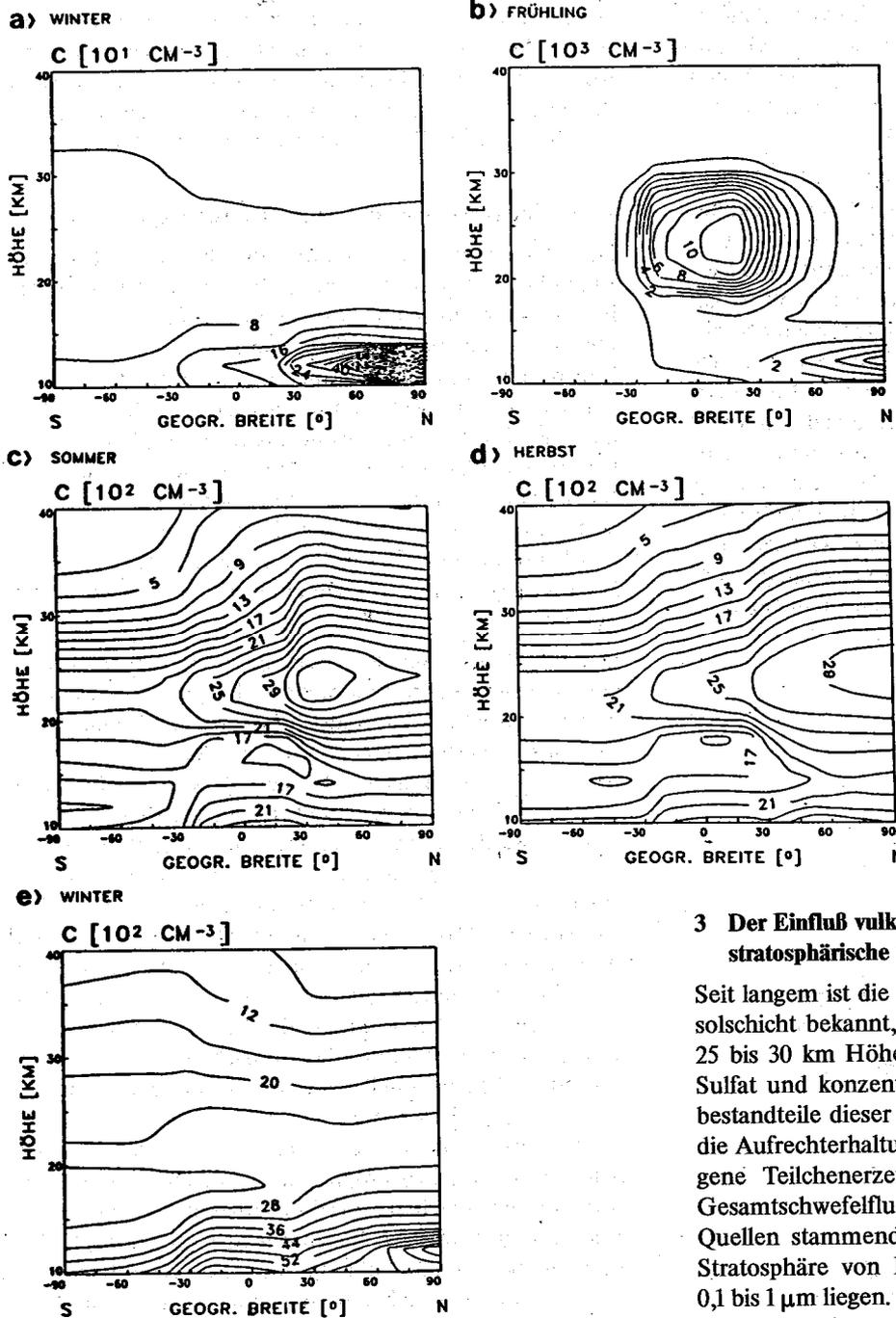


Abb. 2: Jahresverlauf der Teilchenzahldichten C (Teilchenradien: $0,01 \mu\text{m} \leq r \leq 0,1 \mu\text{m}$). a) unter normalen stratosphärischen Bedingungen des Nordwinters, b-e) bei vulkanisch gestörter Stratosphäre unter den meteorologischen Bedingungen des nördlichen Frühlings, Sommers, Herbstes und Winters.

3 Der Einfluß vulkanischer Aerosolteilchen auf die stratosphärische Temperatur

Seit langem ist die Existenz einer stratosphärischen Aerosolschicht bekannt, die sich von der Tropopause bis etwa 25 bis 30 km Höhe erstreckt. Schwefel in der Form von Sulfat und konzentrierter Schwefelsäure sind die Hauptbestandteile dieser stratosphärischen Aerosolteilchen. Für die Aufrechterhaltung der Aerosolschicht ist die anthropogene Teilchenerzeugung in der Troposphäre und der Gesamtschwefelfluß der aus industriellen und biogenen Quellen stammenden gasförmigen Komponenten in die Stratosphäre von Bedeutung, deren Radien im Bereich 0,1 bis $1 \mu\text{m}$ liegen. Die Teilchenkonzentrationen innerhalb dieser Schicht unterliegen großen jahreszeitlichen und längerfristigen Schwankungen, wobei die höchsten Werte zusätzlichen Teilcheninjektionen durch Vulkanausbrüche zugeordnet werden konnten.

Um den möglichen Einfluß vulkanischer Aerosolteilchen auf die stratosphärische Temperatur zu untersuchen, wird die Ausbreitung von Aerosolteilchen in drei Größenklassen in der Stratosphäre zwischen 10 und 40 km Höhe unter Berücksichtigung mikrophysikalischer Prozesse mit einem globalen, zonal gemittelten, zweidimensionalen Gitterpunktsmodell simuliert. Ein einheitliches Modell Troposphäre-Stratosphäre würde wegen der unterschiedlichen Zeitkonstanten der dominanten Prozesse in den einzelnen Schichten der Atmosphäre zu sehr hohen Rechenzeiten führen. Die zur Lösung der Transportgleichung für Aerosol benötigten jahreszeitlich gemittelten Windfelder entstammen langjährigen Beobachtungen und Modelluntersuchungen. Während in Zeiten geringer Vulkanaktivität im Modell

Albedo bei der Annahme rußfreier Partikel um 0,54% bzw. bei Teilchen mit 20% Rußanteil um 0,3% zu. Der Beitrag der Partikel aus der Gas-Teilchen-Umwandlung zur Albedozunahme beträgt lediglich 0,04% bzw. 0,03% und bleibt auf den Winter beschränkt. Im Sommer verhindern die im zonalen Mittel geringen Werte der relativen Feuchte die Partikelproduktion durch Gas-Teilchen-Umwandlung. Für den Sommer werden Albedozunahmen von 0,79% bzw. 0,53% berechnet. Das vorliegende, einfache Modell zeigt also, daß auch die Wirkung der anthropogenen Emission von Aerosolteilchen berücksichtigt werden sollte und daß diese unter Umständen den Einfluß des Kohlendioxid (CO_2) auf den Strahlungshaushalt zum Teil kompensieren kann (NEWIGER, 1985; REHKOPF, 1984).

der Teilchentransport aus der Troposphäre erfolgt, wird unter gestörten Bedingungen eine Teilchenquelle in der Stratosphäre als Folge von Vulkaneruptionen berücksichtigt, deren Größe nach den Messungen im Anschluß an die Eruption des *El Chichón* (März/April 1982) abgeschätzt wird. Die vulkanischen Aerosolteilchen werden aus der Stratosphäre hauptsächlich durch Sedimentation entfernt, deren Geschwindigkeit stark höhenabhängig ist. In 30 km Höhe sind z.B. rund 6 Wochen erforderlich, damit ein Sulfatteilchen mittlerer Größe (1 μm Durchmesser) einen Kilometer fällt. Die Koagulation zwischen Aerosolteilchen stellt in bestimmten Größenbereichen eine Senke, für andere eine Quelle dar. In dem Transportmodell wird diese Transformation der Teilchen durch eine sowohl von der zeitlichen Entwicklung der Größenverteilung als auch von der Höhe abhängige Koagulationsfunktion berücksichtigt.

Ein Ergebnis der numerischen Simulation der stratosphärischen Teilchenkonzentration gibt die Abbildung 2. In Zeiten geringer Vulkanaktivität liegt das Maximum der Teilchenzahldichte im nördlichen Winter (Abbildung 2a) in der Nordhemisphäre und ist im wesentlichen durch die anthropogene Teilchenerzeugung in der Troposphäre bedingt.

Nach Einführung einer Aerosolmenge Ende März bis Anfang April, die etwa der bei der Eruption des *El Chichón* gefundenen entspricht, ergeben sich dann die in den Abbildungen 2b bis 2e dargestellten Teilchenzahldichten im Verlauf des Jahres. Am Ende des nördlichen Frühlings (ca. 4 Wochen nach der Eruption) liegt die maximale Teilchenzahldichte noch bei 1200 cm^{-3} . Ein viertel Jahr danach (Abbildung 2c) hat sich die Vulkanwolke global ausgebreitet und die maximale Teilchenzahldichte beträgt nur noch 330 cm^{-3} . Die Höhe des Maximums hat, hauptsächlich bedingt durch die Sedimentation der Teilchen, etwas abgenommen. Obwohl die Teilchenzahldichte auch im weiteren Verlauf (Abbildung 2d und e) abnimmt, wird der Zustand der ungestörten Stratosphäre auch im folgenden Winter noch nicht erreicht.

Die Bilanz der Absorptions- und Emissionsprozesse der Strahlungsenergie wird durch die Strahlungsübertragungsgleichung beschrieben, die unter der Annahme einer planparallelen Atmosphäre in der Delta-Eddington-Näherung gelöst wird. Das Strahlungstransportmodell berücksichtigt die Wasserdampf-, Ozon- und CO_2 -Absorption, sowie Streuung und Absorption durch Aerosolteilchen. Die Berechnungen werden im Höhenbereich zwischen 60 km und der Erdoberfläche für Wellenlängen zwischen 0.3 und $150 \mu\text{m}$ durchgeführt. Die für die Rechnungen notwendigen Bodenalbeden wurden breitenabhängig und zonal gemittelt vorgegeben, und der Tagesgang der solaren Einstrahlung wird als Funktion der geographischen Breite berücksichtigt.

Als Beispiel sind in Abbildung 3a die mit dem Strahlungstransportmodell berechneten Erwärmungsraten für die vulkanisch gestörte Stratosphäre dargestellt. In dieser die Ozonabsorption nicht berücksichtigenden Rechnung wird der Einfluß des vulkanischen Aerosols deutlich. Da dessen Zusammensetzung nur unzulänglich bekannt ist, wurde angenommen, daß die Aerosolteilchen aus Schwefelsäure bestehen. Der daraus resultierende Imaginärteil des Bre-

chungsindex, und damit die optische Dicke der Schicht sind verhältnismäßig groß. Insofern sind die hiermit berechneten Erwärmungsraten als eine obere Grenze für den zu erwartenden Einfluß von vulkanischem Aerosol anzusehen. Die dazugehörige, mit dem Transportmodell für konstante Januar-Bedingungen berechnete Gesamtteilchenzahl drei Monate nach der angenommenen Vulkaneruption wird zusätzlich in Abbildung 3b gezeigt. Die langwellige Abstrahlung in den Weltraum führt zu einer Nettoabkühlung oberhalb von 25 km. Darunter bewirken die Absorption solarer Strahlung und der langwellige Strahlungsaustausch mit der wärmeren Troposphäre und dem Erdboden Erwärmungsraten bis über 1 K/d.

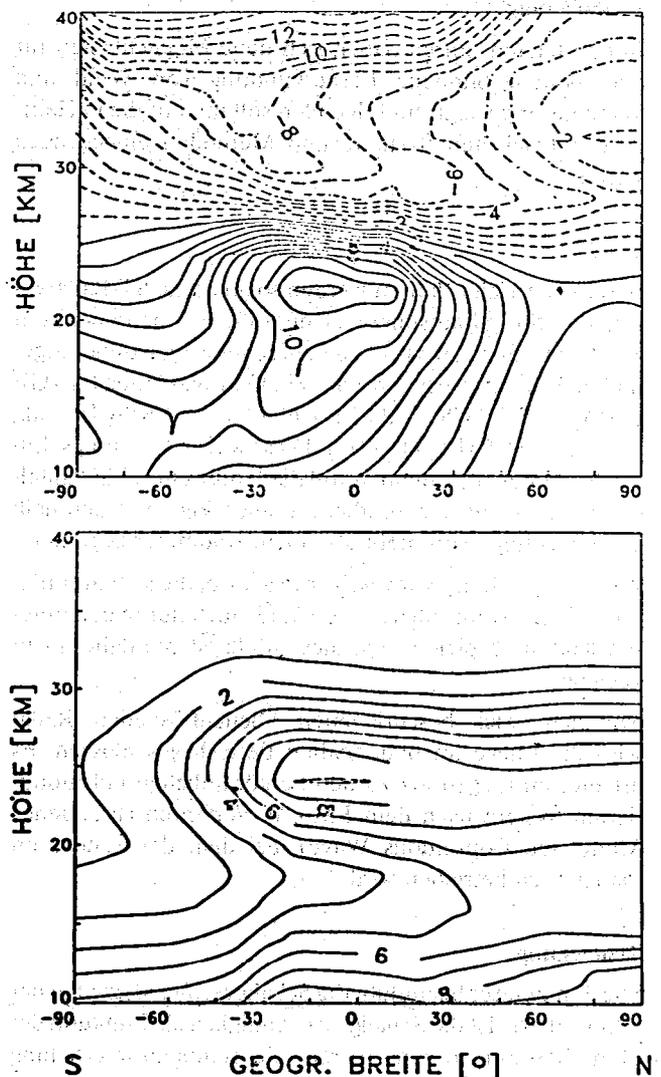


Abb. 3: Oben: Gesamterwärmungsraten (0.1 K/d) 12 Wochen nach einer angenommenen Vulkaneruption bei konstanten Januar-Bedingungen. Unten: Zugehörige Gesamtteilchenzahldichte (10^3 cm^{-3}).

Literatur

- BAKAN, S. (1982): Strahlungsgetriebene Zellularkonvektion in Schichtwolken. Hamb. Geophys. Einzelschr. 56.
- CLAUSSEN, M. (1982): On the radiative interaction in three-dimensional cloud fields. Beitr. Phys. Atmosph., 55, 158-169.
- FISCHER, J. (1983): Fernerkundung von Schwebstoffen im Ozean. Hamb. Geophys. Einzelschr. 65.
- GRASSL, H. (1978): Strahlung in getrübbten Atmosphären und in Wolken. Hamb. Geophys. Einzelschr. 37.

13 G. PETERS FM-CW-RADAR zur Fernmessung des Wind- und Temperaturprofils in der unteren Atmosphäre

1 Einleitung

In den letzten Jahren haben sich neue Möglichkeiten für eine bodengebundene Fernerkundung von Wind und Temperatur gezeigt. Im folgenden soll nur auf die in Hamburg entwickelten Systeme und Methoden eingegangen werden.

Wind

Bereits seit vielen Jahren werden sogenannte ST-Radargeräte (ST für „Stratospheric, Tropospheric“) betrieben, um aus der Streuung an natürlichen Brechungsindexinhomogenitäten in der Atmosphäre das Windfeld abzuleiten (GAGE u. BALSLEY, 1978; BALSLEY et al., 1982; FRISCH et al., 1986; STRAUCH et al., 1984). Diese äußerst leistungsfähigen Systeme mit Antennen von der Größe eines Fußballfeldes können mit der Sondierung allerdings erst oberhalb einer Meßhöhe von mehr als einem Kilometer beginnen.

Zur Untersuchung konvektiver Prozesse, die sich im unteren Teil der Troposphäre, und häufig auch nur in den unteren 1000 m abspielen, sind diese Meßsysteme daher nicht geeignet.

Mit dem hier beschriebenen hochauflösenden Radar wird die Lücke im bodennahen Bereich geschlossen. Es arbeitet im Gegensatz zu den herkömmlichen pulsmodulierten System nach dem FM-CW-Verfahren (Frequency Modulated Continuous Wave), bei dem der Sender im Dauerstrich betrieben wird.

Temperatur

Die Temperatur beeinflusst die Schallgeschwindigkeit in der Atmosphäre. Ist die Schallgeschwindigkeit als Funktion der Höhe bekannt, so kann hieraus die Temperaturverteilung abgeleitet werden. Ein Verfahren, die Schallgeschwindigkeit aus der Streuung von elektromagnetischen Wellen an Schallwellen abzuleiten, ist unter dem Namen „RASS“ (Radio Acoustic Sounding System) bekannt geworden (FRANKEL UND PETERSON, 1976). Die Theorie dieses Verfahrens, die zunächst nur für spezielle Betriebsarten der beteiligten akustischen und elektromagnetischen Sender entwickelt worden war, wurde verallgemeinert (NALBANDYAN 1976; KON u. TATARSKIY, 1980; PETERS et al., 1983) und schließlich auch für das hier entwickelte und betriebene FM-CW-RADAR abgeleitet (PETERS et al., 1988).

Damit steht ein kombiniertes System zur Verfügung, mit dem die Wind- und Schallgeschwindigkeit im gleichen Streuvolumen simultan mit hoher räumlicher und zeitlicher

Auflösung in einem Höhenbereich zwischen 50 und 1000 m erfaßt werden können. Diese obere Grenze ist vor allem durch die Verdriftung des Schalls mit dem Wind bedingt, die zu einer Verletzung der geometrischen Reflexionsbedingungen führt.

Allerdings hat KON (1985) theoretisch gezeigt, daß mit einem hochempfindlichen Radar und bei ausreichender Turbulenz auch noch oberhalb des geometrisch möglichen Bereichs diffuse Echos von den Schallwellen empfangen werden können.

Zusätzliche Windmessung

Neben der Temperatur kann aus der Differenz der Schallgeschwindigkeiten in Richtung verschieden geneigter Radarstrahlen auch der Wind noch einmal abgeleitet werden. Dies ist insbesondere in den unteren Meßhöhen (<500 m) eine willkommene Ergänzung, da das Streusignal von natürlichen Brechungsindexstrukturen in diesem Höhenbereich durch Bodenechos überlagert sein kann.

Diese werden zwar im Zuge der Signalverarbeitung sehr wirksam unterdrückt, falls es sich dabei um feste Strukturen wie z. B. Gebäude oder Berge handelt. Bewegliche Objekte (Straßenverkehr, Bäume oder Fernsehantennen im Wind) können jedoch im Nahbereich die aus natürlicher Streuung abgeleitete Windmessung verfälschen. Das Echo an Schallwellen ist hiervon jedoch aufgrund der hohen Schallgeschwindigkeit leicht zu unterscheiden, so daß die daraus abgeleitete Windmessung in jedem Fall von Bodenechos unbeeinflusst ist.

2 Meßprinzip

2.1 Radiale Geschwindigkeitskomponenten

Für die Bestimmung sowohl der Windgeschwindigkeit als auch der Temperatur wird die Verlagerungsgeschwindigkeit der streuenden Strukturen parallel zum Radarstrahl gemessen. Im ersten Falle sind diese Strukturen passiv mit dem Wind mitgeführte, natürliche, turbulente, im zweiten Falle von den Schallwellen erzeugte Brechungsindexinhomogenitäten.

In beiden Fällen handelt es sich um räumlich kontinuierlich verteilte Strukturen und nicht um lokalisierbare Objekte wie z. B. ein Flugzeug oder einen Vogel, deren Geschwindigkeit aus der Änderung des Ortes mit der Zeit abgeleitet werden könnte. Dennoch kann ihre Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom Ort aus der zeitlichen Phasenänderung des Echosignals abgeleitet werden, wobei die Messung der Phasenän-

derung zur Erreichung der erforderlichen Genauigkeit über ein Zeitintervall erfolgen muß, das groß gegen die Laufzeit des elektromagnetischen Signals ist.

Ein Radar, das hierzu in der Lage ist, wird als „kohärentes Radar“ bezeichnet. Synonym hierzu wird auch die Bezeichnung „Doppler-Radar“ verwendet, denn die zeitliche Phasenänderung des Streusignals stellt eine Frequenzverschiebung dar, die normalerweise der Dopplerverschiebung gleicht. Dies ist praktisch immer der Fall bei Streuung an „natürlichen“ Brechungsindexinhomogenitäten, bedingt durch turbulente Temperatur- und Wasserdampfschwankungen oder Niederschlag.

Umso überraschender war daher die Erfahrung, daß bei dem RASS-Verfahren ein hiervon abweichendes Verhalten auftreten kann:

Die Frequenzverschiebung der Radar-Echos an Schallwellen entspricht keineswegs immer dem Dopplereffekt. Z. B. ist bei Aussendung eines kontinuierlichen, sinusförmigen Schallsignals die Echo-Frequenzverschiebung exakt gleich der Schallfrequenz f_s . Sie enthält damit im Gegensatz zur Dopplerverschiebung keine Information über die Schallgeschwindigkeit und ist nicht zu ihrer Bestimmung geeignet. Im allgemeinen ist der Zusammenhang zwischen dem Schallfrequenzspektrum und dem Echofrequenzspektrum kompliziert und von schwer quantifizierbaren Einflußgrößen wie z. B. der turbulenzbedingten Kohärenzlänge der Schallwellen in der Atmosphäre abhängig.

Es hat sich jedoch gezeigt, daß bei bestimmten Formen des Schallfrequenzspektrums, bzw. bei bestimmten Modulationsmustern des Schallsignals dennoch eine eindeutige Ableitung des Schallgeschwindigkeitsprofils möglich ist. Hierzu gehört z. B. die Aussendung sehr kurzer Schallimpulse oder weißen Rauschens. In diesen Fällen ähnelt das Wellenzahlspektrum des Schallfeldes dem natürlicher Brechungsindexstrukturen und man erhält die zur Schallgeschwindigkeit proportionale Dopplerverschiebung. Allerdings ist diese Betriebsart nicht ökonomisch, da der größte Teil der gesendeten Schalleistung nicht zum Radarecho beiträgt. Das Echo wird nur von dem Teil des Wellenzahlspektrums der Brechungsindexstruktur hervorgerufen, das die sogenannte Bragg-Bedingung erfüllt. Bei Rückstreuung ist dies in einem Wellenzahlintervall der Breite $1/\Delta H$ der Fall, das bei der Braggwellenzahl k_B zentriert ist. Für diese gilt:

$$k_B = 2 \cdot k_e \quad (1)$$

Dabei ist ΔH die Tiefe des Streuvolumens und k_e die Wellenzahl der elektromagnetischen Strahlung.

In unserem Fall wird daher ein Schallsignal gesendet, das ein aus 8 Linien gleicher Intensität bestehendes Spektrum besitzt, wobei die Linienfrequenz in der Nähe der vermuteten Braggfrequenz gruppiert sind.

Im Echofrequenzspektrum ist der zu jeder Schallfrequenz gehörige Anteil wegen der oben erwähnten, festen Frequenzverschiebung wiederzufinden, so daß der Streuquerschnitt in Abhängigkeit von der Wellenzahl der Brechungsindexstruktur bestimmt werden kann. Die Schallgeschwindigkeit kann nun aus der Lage des Maximums dieser Funktion, das sich bei der Bragg-Wellenzahl der streuenden

Struktur befindet, abgeleitet werden:

Über die Dispersionsrelation für Schallwellen

$$c_m = 2\pi \frac{f_s}{k_B} \quad (2)$$

und durch Einsetzen von Gl. (1) in Gl. (2) ergibt sich die gesuchte Schallgeschwindigkeit c_m .

2.2 Profil des Windvektors und der Temperatur

Als Windprofiler wird ein Radargerät bezeichnet, dessen Antennensteuerung und Signalauswertung speziell dafür ausgelegt sind, um aus dem Streusignal der Atmosphäre das vertikale Profil des Windvektors in einer Säule über dem Meßsystem abzuleiten. Zu diesem Zweck benötigt man mindestens drei nicht-koplanare Strahlrichtungen mit relativ geringem Zenitwinkel (0-30 Grad). Aus den parallel zu jeder Strahlrichtung r_i gemessenen Windkomponenten a_i wird dann jeweils für jede Höhenstufe unter Annahme horizontaler Homogenität des Windfeldes der Windvektor v errechnet:

$$\vec{r}_i \cdot \vec{v} = a_i \quad i = 1, 2, 3 \quad (3)$$

Die verschiedenen Strahlrichtungen werden bei Windprofilern meist durch schaltbare Phasenarrayantennen oder durch eine entsprechende Anzahl fest ausgerichteter Antennen erzeugt. Diese Antennenausführung ist der wesentlichste äußere Unterschied zu einem herkömmlichen Radar, das normalerweise über eine mechanisch

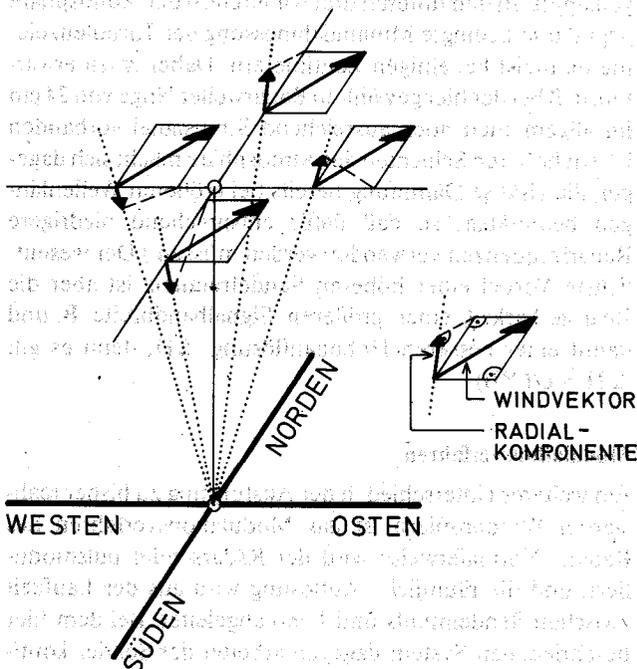


Abb. 1: Typische Strahlanordnung eines Windprofilers.

schwenkbare Antenne verfügt. Die damit mögliche kontinuierliche Einstellung von Strahlrichtungen ist für den Windprofiler nicht erforderlich. Außerdem hätte eine mechanische Schwenkung die Nachteile des Verschleißes und einer relativ großen Einstellzeit zur Folge.

Emittiert man auch Schallwellen parallel zu den Strahlrichtungen des Radars, dann können außerdem die zu den Radarstrahlen parallelen Schallgeschwindigkeitsprofile c_{mi}

gemessen werden. Die vom Radar bestimmte Schallgeschwindigkeit setzt sich zusammen aus der (temperaturabhängigen) Geschwindigkeit relativ zum Medium c_a und der radialen Windkomponente $a_i = r_i \cdot v$, so daß man die Gleichungen

$$\bar{r}_i \cdot \bar{v} + c_a = c_{mi} \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad 4)$$

erhält.

Da zu den drei Komponenten des Windvektors die Schallgeschwindigkeit c_a als weitere Unbekannte hinzugekommen ist, sind zur eindeutigen Bestimmung vier Strahlrichtungen erforderlich.

Mit einem entsprechend konzipierten Phasenarray läßt sich ohne wesentlichen Mehraufwand auch noch eine fünfte Richtung einstellen, so daß man ein Richtungsschema entsprechend Abbildung 1 erhält.

3 Besondere Eigenschaften des hier realisierten Windprofilers

Sendefrequenz

Wegen des relativ geringen zu erfassenden Höhenbereichs kann eine höhere Sendefrequenz als bei herkömmlichen Windprofilern benutzt werden. Die praktikable Obergrenze für die Frequenz wird durch die Abmessungen der atmosphärischen Brechungsindexstrukturen gesetzt. Wegen der Viskosität der Luft werden Turbulenzelemente unterhalb einer gewissen charakteristischen Größe sehr stark gedämpft. In den unteren drei Kilometern der Atmosphäre liegt die so bedingte Minimalabmessung der Turbulenzelemente meist bei einigen Zentimetern. Daher ist zu erwarten, daß bei der hier gewählten Radarwellenlänge von 24 cm im allgemeinen noch ausreichend Streusignal vorhanden ist. (In höheren Schichten der Atmosphäre macht sich dagegen die viskose Dämpfung bereits bei größeren Wellenlängen bemerkbar, so daß dafür entsprechend niedrigere Radarfrequenzen verwendet werden müssen.) Der wesentlichste Vorteil einer höheren Sendefrequenz ist aber die Realisierbarkeit einer größeren Signalbandbreite B und damit einer besseren Höhenauflösung ΔH , denn es gilt $\Delta H = c/(2 \cdot B)$.

Modulationsverfahren

Ein weiterer Unterschied in der Ausführung zu bisher realisierten Windprofilern ist das Modulationsverfahren des Radars. Normalerweise wird der Radarsender pulsmoduliert, und die räumliche Auflösung wird aus der Laufzeit zwischen Sendepuls und Echo abgeleitet. Bei dem hier beschriebenen System dagegen arbeitet der Sender kontinuierlich, was eine separate Sende- und Empfangsantenne erfordert. Die räumliche Auflösung wird mit Hilfe einer sägezahnförmigen Frequenzmodulation des Senders erreicht. Diese bewirkt, daß die Frequenz des Streusignals gegenüber der des Sendesignals proportional zur Entfernung des Streuvolumens verschoben ist und somit zur Entfernungsbestimmung benutzt werden kann. Dieses Verfahren hat gegenüber dem Puls-Radar vor allem im Nahbereich folgende Vorteile:

Da der Sender kontinuierlich arbeitet, benötigt man für die gleiche Systemempfindlichkeit eine viel geringere Sendelei-

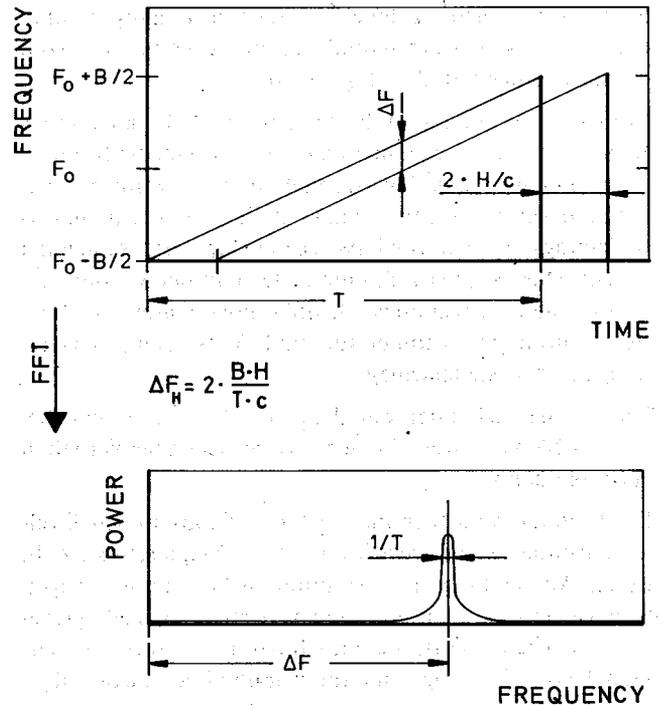


Abb. 2: Zeitlicher Verlauf der Sende- und Echofrequenz sowie Spektrum des Produktsignals eines FM-CW-Radars bei einem ruhenden, punktförmigen Objekt.

stung als beim gepulsten Radar. Die hohen Spitzenleistungen des gepulsten Radar können durch Festechos aus dem Nahbereich zur Übersteuerung des Empfängers führen, was den Empfang atmosphärischer Echos aus sehr niedrigen Höhen (einige hundert Meter) unmöglich macht. Diese Gefahr besteht beim FM-CW-RADAR praktisch nicht. Beim Puls-Radar vergeht eine gewisse Zeit zwischen dem Ende des Sendepulses und dem Einschalten des Empfängers. Diese sogenannte Totzeit setzt ebenfalls eine Grenze für die Höhe des niedrigsten, möglichen Streuvolumens. Dieses Problem tritt beim FM-CW-RADAR nicht auf, da zwischen Senden und Empfangen nicht umgeschaltet wird. Die Feldstärke der Seitenabstrahlung ist beim FM-CW-RADAR entsprechend der kleineren Sendeleistung geringer, was die Gefahr der Störung anderer Nutzer des Frequenzbandes vermindert.

Signalanalyse bei Streuung an natürlichen Brechungsindexinhomogenitäten

Im oberen Teil der Abbildung 2 ist die Sendefrequenz und die Frequenz des Echos von einem punktförmigen Objekt als Funktion der Zeit aufgetragen. Man erkennt, daß das Echo gegenüber dem Sendesignal entsprechend der Objektentfernung zeitlich verschoben ist, im übrigen aber den gleichen zeitlichen Verlauf wie das Sendesignal hat.

Für die weitere Verarbeitung wird das tiefpaßgefilterte Produkt $p(t)$ aus dem Sendesignal und Echo verwendet. Das entsprechende Frequenzspektrum $P(f)$ ist im unteren Teil der Abbildung 2 dargestellt. Wenn das punktförmige Objekt in Ruhe ist, besteht es aus einer Linie der Breite $1/T$ bei der Frequenz $\Delta f_H = (2 \cdot H \cdot B)/(T \cdot c)$.

Diese Differenzfrequenz Δf_H zwischen Sendesignal und Echo ist somit ein Maß für die Entfernung H des streuenden

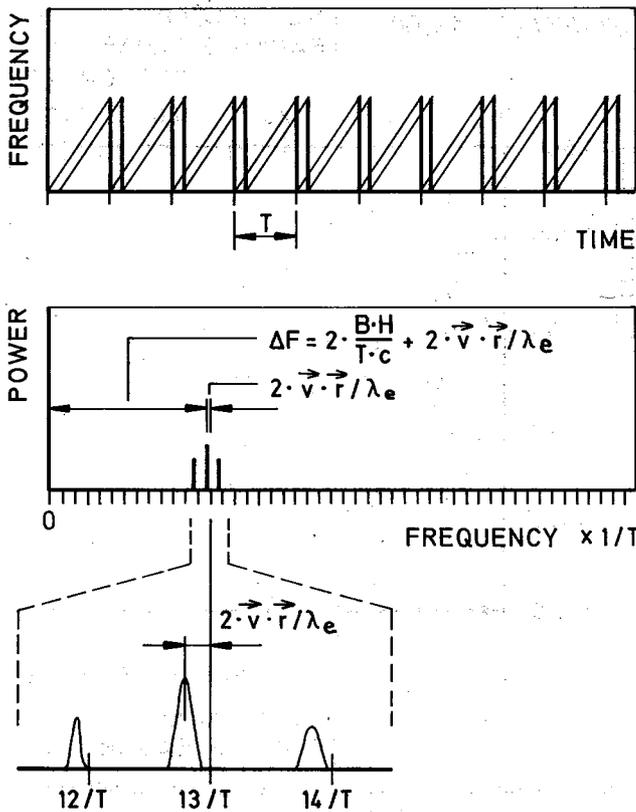


Abb. 3: Wie Abb. 2, jedoch mit einem Zeitfenster über mehrere „Sägezähne“ und punktförmigem Objekt mit Radialgeschwindigkeit $v \cdot r$. (λ_e = Länge der elektromagnetischen Wellen).

Objekts. Wenn aber das Objekt in Bewegung ist, kommt eine weitere Frequenzverschiebung Δf_H hinzu. Im Falle von monochromatischen Schallwellen wäre dies kein Problem, da die hierdurch bedingte Frequenzverschiebung bekannt ist. Wenn jedoch, wie im Falle natürlicher Brechungsindexstrukturen eine zusätzliche Frequenzverschiebung als Funktion der (unbekannten) Radialgeschwindigkeit a auftritt, können aus der gemessenen Summe $\Delta f = \Delta f_H + \Delta f_a$ der Ort und die Geschwindigkeit nicht eindeutig abgeleitet werden. Deshalb war man bis vor einigen Jahren auch der Ansicht, daß sich das FM-CW-RADAR nicht für Windmessungen eignet.

Dann zeigte jedoch STRAUCH (1976), daß die Kohärenzzeit des Streusignals groß genug ist, um die Phasen der Spektren $P(f)$ von aufeinanderfolgenden „Sägezähnen“ zu vergleichen.

Falls nämlich die streuende Struktur ruht, wiederholen sich die Echosignale exakt - einschließlich ihrer Phase. Im Falle einer radialen Bewegungskomponente verändert sich dagegen die Phase von Spektrum zu Spektrum. Damit kann die Geschwindigkeit, wie beim kohärenten Radar üblich, aus der zeitlichen Phasenänderung abgeleitet werden.

Der Übergang von einem punktförmigen Objekt zu einer räumlich verteilten Brechungsindexstruktur bringt keine besonderen Schwierigkeiten. Man erhält nur statt einer Linie ein kontinuierliches Frequenzspektrum, wobei jede Frequenz einer Meßentfernung entspricht und die zeitliche Änderung ihrer Phase ein Maß für die Geschwindigkeit in dieser Entfernung ist.

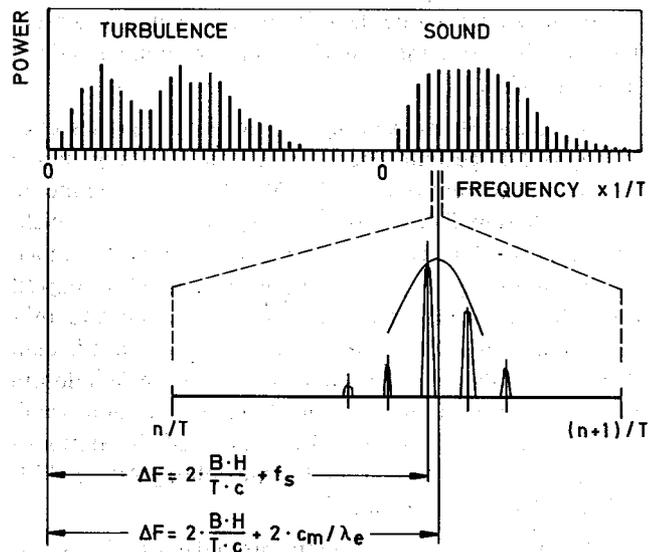


Abb. 4: Differenzfrequenzspektrum $p(f)$ bei Streuung an Turbulenz und an Schall.

In Abbildung 3 ist am Beispiel eines punktförmigen Objektes in der Meßhöhe $H = 13 \cdot c / (2 \cdot B)$ eine technische Möglichkeit dargestellt, diese Signalanalyse durchzuführen: Das Zeitfenster der Fourieranalyse wird hier über eine Folge von mehreren Sägezähnen ausgedehnt. Wenn die Brechungsindexstruktur in Ruhe ist, wiederholt sich das Echosignal exakt mit jedem Sägezahn und man erhält ein Linienspektrum, dessen Linienfrequenzen Vielfache der Sägezahn-Wiederholfrequenz $1/T$ sind. Wenn sich jedoch die Brechungsindexstruktur bewegt, weichen die Linienfrequenzen von n/T ab. Dies ist im unteren Teil der Abbildung 3 vergrößert dargestellt. Im Falle natürlicher (oder wie in diesem Beispiel punktförmiger) Brechungsindexstrukturen ist diese Abweichung gleich der Dopplerverschiebung und somit ein Maß für die Geschwindigkeit in der Meßhöhe H , die sich aus der Linienordnung n entsprechend

$$H = n^* \frac{c}{2 \cdot B} \quad (5)$$

ergibt.

Signalanalyse bei Streuung an Schallwellen

Nur Schallwellenlängen, die annähernd die Bragg-Bedingung erfüllen, tragen nennenswert zum Streusignal bei. Daher brauchen auch nur diese betrachtet zu werden. Die hierdurch bedingte Frequenzverschiebung ist groß gegen die von Echos an natürlichen Brechungsindexstrukturen, so daß die entsprechenden Beiträge zum Empfangssignal getrennt werden können. Ein typisches Spektrum das sowohl turbulente Streuung als auch Streuung an Schallwellen enthält, ist in Abbildung 4 dargestellt. In dem vergrößerten Ausschnitt erkennt man die Aufspaltung des Schall-Echospektrums in die dem Schall-Sendespektrum entsprechenden Linien, aus denen die Bragg-Frequenz in jeder Höhe bestimmt wird.

4 Meßbeispiel

Abbildung 5a zeigt ein Windprofil, das aus den Differenzen der Radialkomponenten in der Ost-West- und Nord-Süd-

Ebene abgeleitet wurde. Das Streusignal wurde in diesem Fall durch turbulente Brechungsindexinhomogenitäten hervorgerufen.

In Abbildung 5b ist dagegen ein bei Regen gemessenes Windprofil dargestellt. Hier überwog die Streuung an den (fallenden) Regentropfen. Die Vertikalwindkomponente kann in diesem Fall wegen der Fallgeschwindigkeit nicht abgeleitet werden. Trotz dieser Eigenbewegung ist jedoch die Bestimmung der Windrichtung und -geschwindigkeit möglich, da die Tropfen mit dem Horizontalwind mitgeführt werden. Dies wird durch den Vergleich mit dem durch das Ballonverfolgungsradar gemessene Windprofil bestätigt. Bei der Bewertung der Vergleiche in den Abbildungen 5a und 5b ist zu berücksichtigen, daß die Startposition der Ballone 30 km von dem Aufstellungsort des FM-CW-RADARs entfernt war.

In Abbildung 6 ist ein Temperaturprofil dargestellt, das aus dem Profil der zu einem vertikal gerichteten Radarstrahl parallelen Schallgeschwindigkeit abgeleitet ist. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Schallgeschwindigkeit nicht nur von der Temperatur sondern in geringem Maß auch vom Wasserdampf und von der zur Schallausbreitung parallelen Windkomponente (entsprechend Gl. (4)) beeinflußt wird.

Beeinflussung durch den Wasserdampf

Der Fehler, der bei Nichtberücksichtigung des Wasserdampfes entsteht, ist fast exakt gleich der Differenz zwischen der Virtuelltemperatur und der Temperatur, d. h. für viele Anwendungen wie z. B. die Stabilitätsbestimmung der Atmosphäre ist der Wasserdampf in durchaus erwünschter Weise im Meßwert enthalten. In diesem Fall wurde der mit der Radiosonde gemessene Wasserdampfgehalt zur Korrektur der Temperatur herangezogen. Im allgemeinen genügt aber eine aus den Bodenwerten der Wasserdampfkonzentration abgeschätzte Korrektur, um eine Genauigkeit von wenigen zehntel Kelvin zu erreichen.

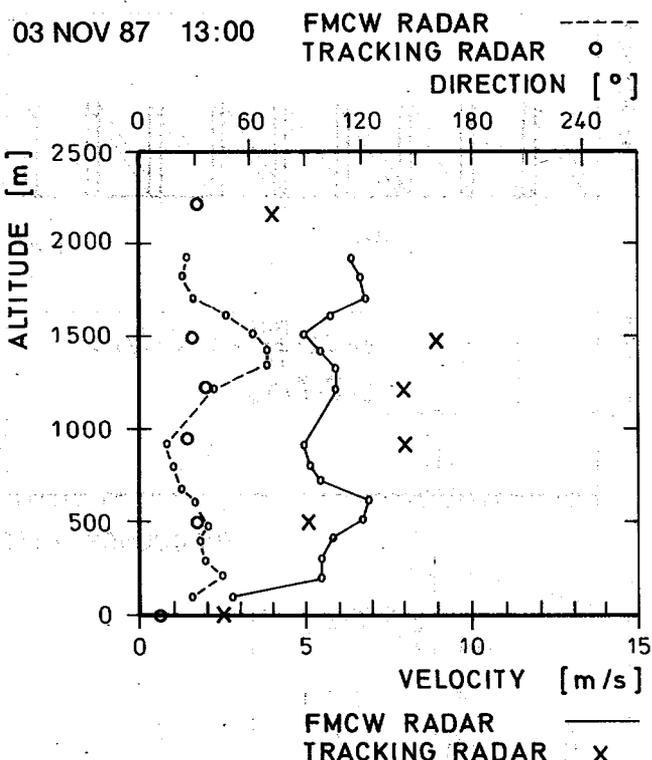


Abb. 5a: Profil der Windgeschwindigkeit und Windrichtung. Vergleich mit Ballonverfolgungsradar.

Beeinflussung durch den Wind

Die Beeinflussung durch den Wind muß dagegen für die Temperaturableitung in jedem Falle eliminiert werden, was auf zwei Weisen geschehen kann: Bei vertikal gerichtetem Schallstrahl kann man entweder nach genügend langer Mittelungszeit die vertikale Windkomponente vernachlässigen oder man leitet diese simultan aus der Turbulenzstreuung ab und führt eine entsprechende Korrektur durch. Dies ist besonders für zeitlich hoch aufgelöste Messungen, z. B. zur Bestimmung des turbulenten Wärmestroms wichtig.

Die Beeinflussung der Schallgeschwindigkeit ist allerdings nicht nur ein Nachteil, sondern aus den Differenzen der

15 JAN 88 15:00

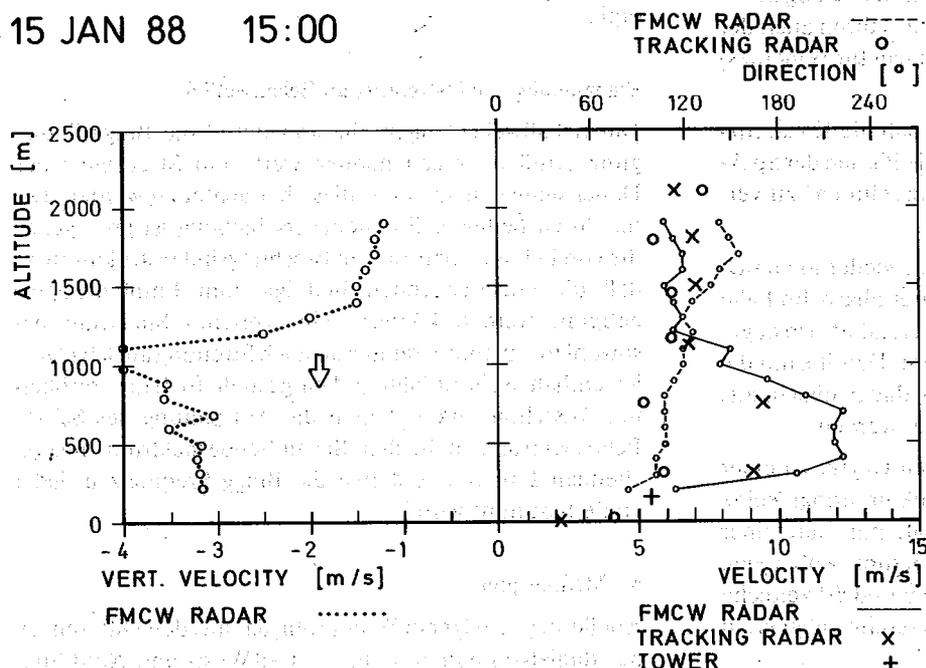


Abb. 5b: Wie Abb. 5a, jedoch bei Regen.

10 JAN 84 12:00

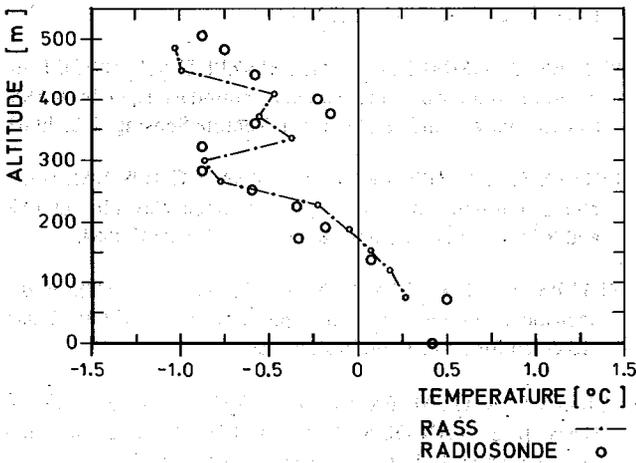


Abb. 6: Temperaturprofil, aus Profil der vertikal gerichteten Schallgeschwindigkeit abgeleitet. Mittelungsintervall 10 min.

unter verschiedenen Strahlrichtungen gemessenen Schallgeschwindigkeitsprofile kann der Windvektor eindeutig bestimmt werden. Wie aus Gl. (4) hervorgeht, enthalten die Differenzen $c_{mi} - c_{mj}$ nicht c_a und sind daher nicht von der Temperatur und Feuchte sondern nur vom Windvektor abhängig. Ein Beispiel eines so abgeleiteten Windprofils ist in Abbildung 7 dargestellt. Diese Messungen sind vor allem im unteren Höhenbereich nützlich, in denen auch Reflexionen an bewegten Bodenstrukturen, wie z. B. Fahrzeugen oder im Wind schwankenden Bäumen Verfälschungen des Streusignals an Turbulenz auftreten können. Die Schallgeschwindigkeitsmessungen sind gegen solche Einflüsse völlig immun.

5 Abschließende Bemerkung

In den obigen Meßbeispielen sind die äußerst vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten dieses kombinierten Meßsystems nur angedeutet.

Nachdem das Meßsystem erst vor kurzem in Betrieb genommen wurde, müssen sie weiter erprobt werden. Dies gilt vor allem für die Ableitung des turbulenten Impuls- und Wärmestroms sowie der Varianzen und gegebenenfalls höherer Momente.

Ein weiterer Anwendungsbereich ist der Niederschlag. Wegen des bekannten Zusammenhangs zwischen Streuquerschnitt, Tröpfchengröße und Fallgeschwindigkeit können aus den Dopplerspektren mehrere Niederschlagsparameter abgeleitet werden. Durch die Kombination mit den vom Niederschlag beeinflussten Messungen der Schallgeschwindigkeit eröffnen sich neue Einblicke in das Feld der atmosphärischen turbulenten Geschwindigkeitsverteilung und der Fallgeschwindigkeitsverteilung des Niederschlags.

Anhang:

Systemparameter des FM-CW-RADARS

Stand: Januar 1988

Radar-Sendeantenne und -Empfangsantenne

Phasennarrays mit je 4 x 16 Hornstrahlern im Raster 30 cm x 40 cm

20 JAN 88 18:40

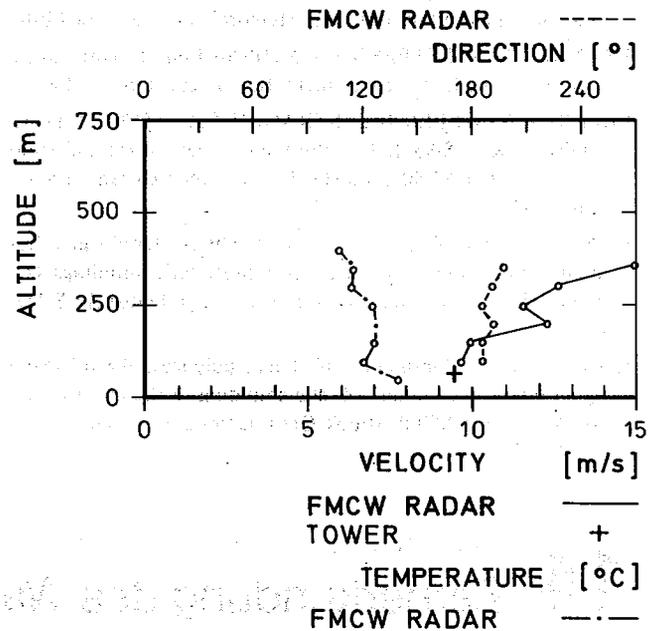


Abb. 7: Windprofil aus Schallgeschwindigkeitsdifferenzen.

Aktive Fläche: 1.6 m x 4.8 m
 Äußere Abmessungen: LxBxH 5.3 m x 2.5 m x 3.0 m

Gewicht pro Antenne einschließlich Fahrgestell ca. 1.8 to
 Strahlrichtungen elektrisch umschaltbar in folgenden fünf Richtungen:

0. Vertikal
1. Nord-Süd-Ebene + 8.6 Grad Zenitwinkel
2. Nord-Süd-Ebene - 8.6 Grad Zenitwinkel
3. Ost-West-Ebene +11.5 Grad Zenitwinkel
4. Ost-West-Ebene -11.5 Grad Zenitwinkel

Halbwertsbreite des Strahls in der Nord-Süd-Ebene ± 2.3 Grad

Halbwertsbreite des Strahls in der Ost-West-Ebene ± 0.8 Grad

Radar-Sende Signal

Sendeleistung: 200 W Dauerstrich
 Mittenfrequenz: 1240 MHz
 Modulation: Frequenzmodulation
 Frequenzhub: Bis zu 10 MHz je nach Höhengauflösung
 Modulations-Folgefrequenz: 50, 100, 200 Hz
 Modulationsfunktion: Sägezahn

Meßbereich und Auflösung

Windgeschwindigkeitsbereich: 0-40 m/s
 Vertikalwindbereich: 0-10 m/s
 Höhenbereich: typ. 50-2000 m
 Höhengauflösung: 15-200 m
 Zeitliche Auflösung: Pro Radialwindkomponente 10s

Literatur

- BALSLEY, B. B.; GAGE, K. S. (1982): On the use of radars for operational wind profiling. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 63, S. 1009-1018.
- FRANKEL, M. S.; PETERSON, A. M. (1976): Remote temperature profiling in the lower troposphere. *Radio Sci.*, 11, S. 157-166.
- FRISCH, A. S.; WEBER, B. L.; STRAUCH, R. G.; MERRIT, D. A.; MORAN, K. P. (1986): The altitude coverage of the Colorado wind profilers at 50, 405, and 915 MHz. *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 3, S. 680-692.
- KON, A. I.; TATARSKIY, V. I. (1980): The scattered signal frequency spectrum for radio acoustical atmospheric soundings. *Izv. Acad. Sci. USSTR Atmos. Oceanic Phys., Engl. Transl.*, 16, S. 142-148.
- KON, A. I. (1985): Combined effect of turbulence and wind on the signal intensity in radio acoustic sounding of the atmosphere. *Izv. Acad. Sci. USSTR Atmos. Oceanic Phys., Engl. Transl.*, 21, S. 942-947.
- NALBANDYAN, O. G. (1977): The theory of radio acoustic sensing of the atmosphere. *Izv. Acad. Sci. USSTR Atmos. Oceanic Phys., Engl. Transl.*, 13, S. 172-177.
- PETERS, G.; TIMMERMANN, H.; HINZPETER, H. (1983): Temperature sounding in the planetary boundary layer by RASS-System analysis and results. *Int. J. Remote Sensing*, 4, S. 49-63.
- PETERS, G.; HINZPETER, H.; BAUMANN, G. (1985): Measurements of heat flux in the atmospheric boundary layer by SODAR and RASS: A first attempt. *Radio Sci.*, 20, S. 1555-1564.
- PETERS, G.; HASSELMANN, D.; PANG, S. (1988): Radio acoustic sounding of the atmosphere using a FM-CW-Radar. Accepted for publication in *Radio Sci.*
- STRAUCH, R. G.; MERRITT, D. A.; MORAN, K. P.; EARNSHAW, K. B.; VAN DE KAMP, D. (1984): The Colorado wind-profiling network. *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 1, S. 37-49.

14 J. BÖSENBERG Fernerkundung des Wasserdampfes mit einem Zweifrequenz-LIDAR

1 Einleitung

Während für Wind- und Temperaturmessungen Verfahren eingesetzt werden können, die mit Mikrowellen, Schallwellen oder einer Kombination aus beiden arbeiten, ist dies für Wasserdampfmessungen mit hoher räumlicher Auflösung nicht möglich. Hierfür kommen nur aktive optische Verfahren in Betracht, die sogenannten Lidar-Verfahren (Light detection and ranging, in Analogie zu dem bekannteren Radar-Verfahren). Die hohe räumliche Auflösung wird hier wie beim Radar durch Messung der Laufzeit eines Impulses elektromagnetischer Strahlung von einem Sender (Laser) zum Streuvolumen und zurück erreicht. Für Messungen der Wasserdampfkonzentration kommen im Prinzip zwei Meßverfahren in Betracht, das Verfahren der Raman-Streuung und das Differential-Absorptions-Lidar (DIAL). Während Raman-Messungen bisher nur nachts erfolgreich durchgeführt wurden, konnten DIAL-Messungen schon von mehreren Gruppen auch am Tage demonstriert werden. Wir haben uns deshalb für ein DIAL-System entschieden, das inzwischen aufgebaut und erprobt wurde. Das Prinzip dieses Verfahrens, mögliche Fehlerquellen sowie Testergebnisse sollen im folgenden beschrieben werden.

2 Meßprinzip

Von einem Laser werden kurze Lichtimpulse (15 ns) ausgesandt, die sich gradlinig in eine vorgegebene Richtung ausbreiten. Von jedem so beleuchteten Volumen wird ein (sehr kleiner) Teil des Lichtes zurückgestreut, und zwar sowohl durch Aerosolstreuung (Mie-Streuung) als auch durch Molekülstreuung (Rayleigh-Streuung). Das zurückgestreute Licht wird in einem Teleskop aufgefangen und seine Intensität mit Hilfe eines hochempfindlichen Detektors gemessen. Nach dem Aussenden des sehr kurzen Lichtimpulses treffen die Signale aus größerer Entfernung später ein als die Signale aus dem Nahbereich, durch

Messung der Laufzeit des Signals kann die Entfernung bestimmt werden, in der es erzeugt wurde. Die Intensität des zurückgestreuten Lichtes wird durch die sogenannte LIDAR-Gleichung beschrieben:

$$P(R) = \frac{P_0 \delta(R)}{R^2} \beta(R) \exp\left(-2 \int_0^R (\alpha(r) + \gamma(r)) dr\right)$$

Hierbei ist $P(R)$ die aus dem Streuvolumen der Länge δR im Abstand R empfangene Leistung, P_0 ist eine Gerätekonstante, $\beta(R)$ ist der gesamte Rückstreuquerschnitt, $\gamma(R)$ der gesamte Extinktionskoeffizient mit Ausnahme des Absorptionskoeffizienten α des zu untersuchenden Gases. Hieraus läßt sich die gewünschte Gaskonzentration über den Absorptionskoeffizienten noch nicht berechnen, da auch $\beta(R)$ und $\gamma(R)$ unbekannt sind. Für den Fall des Wasserdampfes kann man jedoch ausnutzen, daß das Molekül sehr schmale Absorptionslinien besitzt (Halbwertsbreite ≈ 0.01 nm unter Standardbedingungen). Macht man nun zwei Messungen mit verschiedenen Wellenlängen, eine im Maximum der Absorptionslinie, eine in geringem Abstand neben der Linie, so kann man davon ausgehen, daß $\beta(R)$ und $\gamma(R)$ für beide Wellenlängen mit hinreichender Genauigkeit gleich sind. Durch Kombination der beiden Lidargleichungen für die beiden Wellenlängen kommt man dann zur sogenannten DIAL-Gleichung:

$$n(\bar{R}) \sigma(\bar{R}) = \alpha(\bar{R}) = \frac{1}{2 \delta R} \ln \frac{P_1(R_2) P_2(R_1)}{P_1(R_1) P_2(R_2)}$$

Da der Absorptionsquerschnitt σ bekannt ist, kann man die Teilchenkonzentration berechnen.

3 Fehlerquellen

Das Verfahren sieht auf den ersten Blick sehr einfach aus, bei näherer Betrachtung ergeben sich jedoch zahlreiche Schwierigkeiten, die hier nur kurz erläutert werden können.

Die erste Schwierigkeit ergibt sich aus der Voraussetzung für die Gültigkeit der DIAL-Gleichung, daß der Rückstreuoeffizient für beide benutzte Wellenlängen gleich ist. Dies ist sicher nur dann richtig, wenn auch das gleiche Aerosol beleuchtet wird, denn der Aerosolgehalt ist in vielen Fällen sehr inhomogen mit großen Unterschieden in kleinem Abstand. Da aber der Strahlungsquerschnitt nur klein ist, und da bei einem Farbstofflaser die Wellenlänge nur relativ langsam (≈ 1 sec) neu eingestellt werden kann, werden bei Benutzung nur eines Lasers, dessen Wellenlänge immer hin und hergeschaltet wird, nicht mehr die gleichen Streupartikel beleuchtet, das Aerosol wird inzwischen vom Wind weitertransportiert. Lösen kann man dies Problem durch die Verwendung von zwei Lasern, die auf die beiden Wellenlängen eingestellt werden, und die mit kurzem zeitlichen Versatz (200 μ sec) gezündet werden. Dies erhöht nicht nur die Kosten des Systems erheblich, sondern auch die Komplexität der Justierung, denn zusätzlich zu der Einstellung des zweiten Lasers muß auch noch die zeitliche Synchronisation sehr genau eingestellt und überwacht werden (auf wenige nsec), sowie der Strahlquerschnitt und die Abstrahlrichtung für beide Laser sehr genau angeglichen werden. Diese Justierung ist aber möglich und auch hinreichend zeitlich stabil, so daß längere Meßreihen gewonnen werden können.

Eine Reihe von Problemen wird dadurch verursacht, daß das Verfahren eine doppelt differentielle Methode ist (differentiell bezüglich der Wellenlänge und der Meßhöhe), es wird also eine Information (die Teilchenkonzentration in einem Höhenintervall) aus vier Meßgrößen (den Rückstreuintensitäten für zwei Wellenlängen und zwei Meßhöhen) bestimmt. Die einzelnen Signale müssen deshalb mit sehr großer Genauigkeit gemessen werden. Dies ist besonders schwer zu erfüllen, weil das Signal erstens sehr schnell veränderlich ist (7.5 m Höhendifferenz entsprechen einer Laufzeit von 50 nsec), und zweitens einen sehr großen Dynamikbereich überstreicht. Allein der Faktor $1/R^2$ in der Lidargleichung bewirkt einen Abfall um 4 Zehnerpotenzen zwischen 100 m und 10 km, $\beta(R)$ variiert typischerweise ebenfalls um einige Zehnerpotenzen, und die Absorption durch den Wasserdampf sorgt noch einmal für eine Schwächung des Signals um etwa eine Zehnerpotenz. Aus diesem Grunde ist es daher zur Zeit nicht möglich, den ganzen Höhenbereich mit einem Detektor- und Datenerfassungssystem abzudecken, man kann nur jeweils einzelne Abschnitte der Atmosphäre erfassen, z. B. die planetarische Grenzschicht (300-1500 m) oder die obere Troposphäre (ca. 3-10 km).

Weitere Probleme ergeben sich aus der geringen Breite der Wasserdampfabsorptionslinien. So verursacht z. B. eine relative Änderung der ausgesandten Wellenlänge um 10^{-6} einen Fehler von 10% in der Bestimmung der Wasserdampfkonzentration in 10 km Höhe. Die deshalb erforderliche Wellenlängenstabilität bei gleichzeitig erforderlicher sehr hoher Impulsleistung ist nur durch Einsatz der besten erhältlichen Hochleistungsfarbstofflaser zu erreichen. Für die genaue Abstimmung auf das Linienzentrum wurde ein photoakustisches Meßverfahren eingesetzt, das ebenfalls für die ständige Kontrolle des Lasers benutzt wird. Mit Hilfe dieser Meßtechnik konnte durch gleichzeitige Messung in zwei photoakustischen Zellen, die mit unterschied-

lichem Druck gefüllt waren, die Verschiebung der Lage des Linienzentrums mit dem Druck der umgebenden Atmosphäre gemessen werden (Abbildung 1). Dieser Effekt, der bei verschiedenen Wasserdampflinien mit unterschiedlicher Stärke auftritt und mit konventioneller Spektrometrie kaum zu messen ist, mußte bei der Auswahl geeigneter Linien für die DIAL-Messungen berücksichtigt werden.

Die oben angegebene Lidargleichung gilt nur für Licht einer Wellenlänge, für eine Behandlung realer Fälle muß sie erweitert werden durch Integration über die spektrale Verteilung des ausgesandten Lichtes, die Linienbreite der zur Verfügung stehenden Laser kann nicht vernachlässigt werden. Diese spektrale Verteilung muß zumindest näherungsweise ebenfalls gemessen werden um größere Fehler zu vermeiden.

Ein weiterer wichtiger Parameter der verwendeten Laserstrahlung ist die spektrale Unreinheit, definiert als Anteil

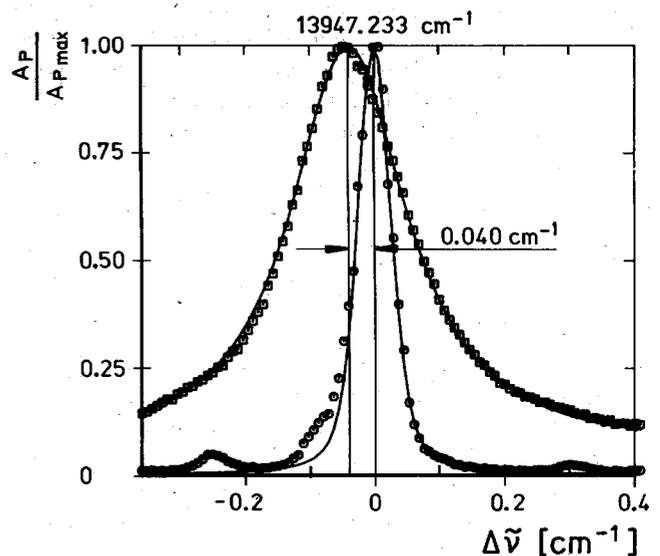


Abb. 1: Photoakustische Spektren der Wasserdampfabsorptionslinie $13947.233 \text{ cm}^{-1}$. o: Zelle gefüllt mit 16 hPa H_2O , □: Zelle gefüllt mit 16 hPa H_2O und 1000 hPa synthetischer Luft.

der gesamten Strahlung außerhalb der vorgegebenen Laserlinienform (z. B. Gauß-Verteilung). Um größere Meßfehler in größeren Höhen zu vermeiden, muß diese spektrale Unreinheit kleiner als etwa 1.5% sein. Dieses ist bei den verwendeten Hochleistungsfarbstofflasern nur sehr schwer zu erreichen. Auch ist diese Größe nur schwer zu messen, da die Intensität über einen breiten Spektralbereich verteilt ist. Die Justierung der Laser zur Optimierung dieses Parameters ist zur Zeit die zeitraubendste Einstellarbeit und bestimmt entscheidend die Güte der Messungen.

Die Abhängigkeit des Absorptionsquerschnittes von der Temperatur und vom Druck muß ebenfalls berücksichtigt werden, bei Benutzung geeigneter temperaturunabhängiger Linien reichen jedoch grobe Informationen für die Korrektur aus (20 K bzw. 15 hPa Fehler in der angenommenen Temperatur bzw. Druck rufen einen Fehler von weniger als 5% im Wasserdampf hervor).

Das am schwierigsten zu behandelnde Problem wird dadurch verursacht, daß zwei verschiedene Streuprozesse

zur Rückstreuungstrahlungsintensität beitragen, nämlich Aerosol- und Molekülstreuung. Während die Aerosolstreuung mit hinreichender Genauigkeit als elastisch betrachtet werden kann, wird bei der Molekülstreuung das Spektrum des eingestrahlten Lichtes verändert, und zwar im wesentlichen durch Dopplerverbreiterung. Diese veränderte spektrale Verteilung auf dem Weg vom Streuvolumen zum Empfänger muß berücksichtigt werden. Dies ist mit ausreichender Genauigkeit möglich, da Dichte und Temperaturverteilung mit der Höhe hinreichend bekannt sind. Die Hauptschwierigkeit liegt jedoch in der Bestimmung des Signalanteils, der durch Rayleigh-Streuung erzeugt wurde. Eine Absolut-eichung der Empfindlichkeit des als Detektor benutzten Photomultipliers ist nicht möglich, man ist darauf angewiesen, in irgendeinem Höhenbereich (möglichst in großer Höhe) eine Annahme über das Verhältnis von Aerosol- zu Molekülstreuung zu machen. Dann kann man, wie bei einem üblichen Rückstreuulidar, mit Hilfe des Lidarsignals eine angenäherte Bestimmung des Rückstreuprofiles vornehmen. Dies führt zu einem aufwendigen Korrekturverfahren, mit dessen Hilfe der durch den oben genannten Effekt auftretende Fehler weitgehend reduziert werden kann. Diese Fehler sind überall dort besonders groß, wo starke Gradienten im Aerosolrückstreuoeffizienten auftreten, also üblicherweise an Schichtgrenzen. Ohne Korrektur können sie bei der Bestimmung der Wasserdampfdichte durchaus 100% erreichen, durch die Korrektur kann dies auf weniger als 10% reduziert werden.

Die Berücksichtigung der oben angegebenen Fehlerquellen führt dazu, daß das Gesamtsystem ziemlich aufwendig und umfangreich wird. Damit es dennoch bei Feldexperimenten eingesetzt werden kann, wurde es in einem Standard-20-Fuß-Container aufgebaut, in dem es zum jeweiligen Einsatzort transportiert werden kann. Die wesentlichen Systemparameter sind in Tabelle 1 aufgelistet, einen Überblick über das Gesamtsystem gibt das Blockdiagramm (Abbildung 2) und Abbildung 3.

4 Testergebnisse

Da die Güte der Messungen wesentlich von einer Reihe von Justierungen des Systems abhängt, ist es erforderlich, geeignete Testmethoden zur Verfügung zu haben. Einige Hilfsgrößen lassen sich direkt messen (z. B. Lage und Breite der emittierten Laserlinie, zeitliche Synchronisation der beiden Laser), andere werden durch entsprechende Testmessungen in der Atmosphäre bestimmt und eingestellt

(spektrale Unreinheit, Gleichheit der Abstrahlrichtung für die beiden Laser). Durch Messungen bei gleicher Wellenlänge für beide Laser, entweder im Zentrum der Absorptionslinie (on line) oder dicht daneben (off line) können die meisten Fehlerquellen hinreichend genau abgeschätzt werden. Diese Testmessungen werden bei Feldexperimenten regelmäßig durchgeführt. Die Restfehler aufgrund der komplexen Korrektur für die Dopplerverbreiterung der Molekülstreuung bei inhomogener Atmosphäre können nur aufgrund von Simulationsrechnungen bestimmt werden.

Da die Meßfehler in komplexer Weise von vielen Parametern abhängen, die zum Teil für verschiedene meteorologische Situationen sehr unterschiedlich sein können, kann nicht allgemein die erreichbare Genauigkeit in Abhängigkeit von zeitlicher und räumlicher Auflösung sowie der Meßhöhe angegeben werden. Typische erreichbare Werte sind jedoch für die planetarische Grenzschicht 75 m Höhenauflösung, 30 sec Zeitauflösung, 5-10% Genauigkeit im Höhenbereich von 300 m bis zur Obergrenze der Grenzschicht (etwa 1500 m). In der oberen Troposphäre (10 km Höhe) muß mit einer Meßzeit von 30 min, einer Höhenauflösung von 2 km und einem Fehler von 10% gerechnet werden. Bei erhöhter Rückstreuung, z. B. durch sehr dünne Wolken oder Aerosolschichten, kann die Auflösung auch für diese Bereiche der Atmosphäre aber deutlich verbessert werden.

Es soll zunächst an einem Beispiel aus der Erprobungsphase gezeigt werden, welche Information über die Atmosphäre mit Hilfe dieses Meßsystems erreicht werden kann. Abbildungen 4, 5 zeigen zwei kurze Zeitserien von gemessenen Wasserdampfprofilen, Abbildung 4 eine Messung vom 12. Juni 1986 nachmittags bei leichter Cumuluskonvektion, Abbildung 5 eine vom Abend des Vortages, nachdem sich die Schichtung der Atmosphäre stabilisiert hatte. Die Unterschiede in der räumlichen Verteilung des Wasserdampfes sind deutlich zu sehen und entsprechen den Vorstellungen über die Prozesse bei labiler und stabiler Schichtung. Abbildung 6 zeigt das mittlere Profil der Wasserdampfdichte für den Fall aus Abbildung 4. Dieses Profil entspricht über einen weiten Bereich der Vorstellung einer gleichmäßig durchmischten Grenzschicht, die Linie konstanten Mischungsverhältnisses ist zum Vergleich mit eingezeichnet. Abbildungen 7, 8 zeigen die dazugehörigen Fehlerabschätzungen aus Testmessungen (absoluter Fehler und Standardabweichung),

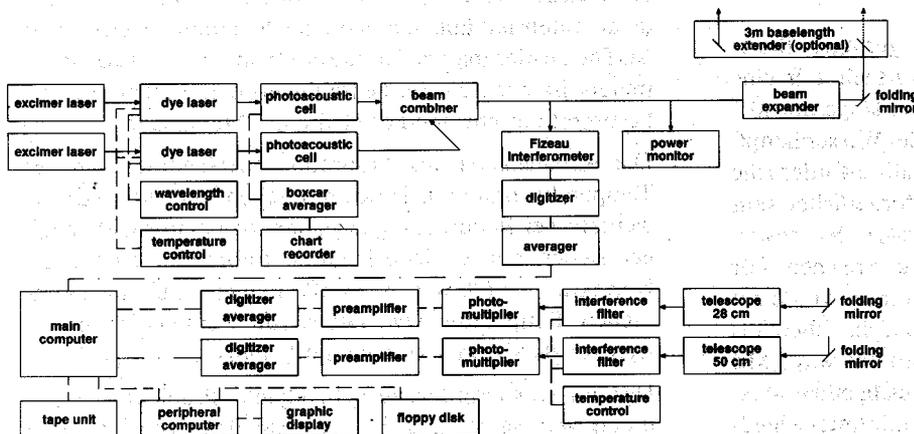


Abb. 2: Gesamtsystem Differential-Absorption-Lidar.

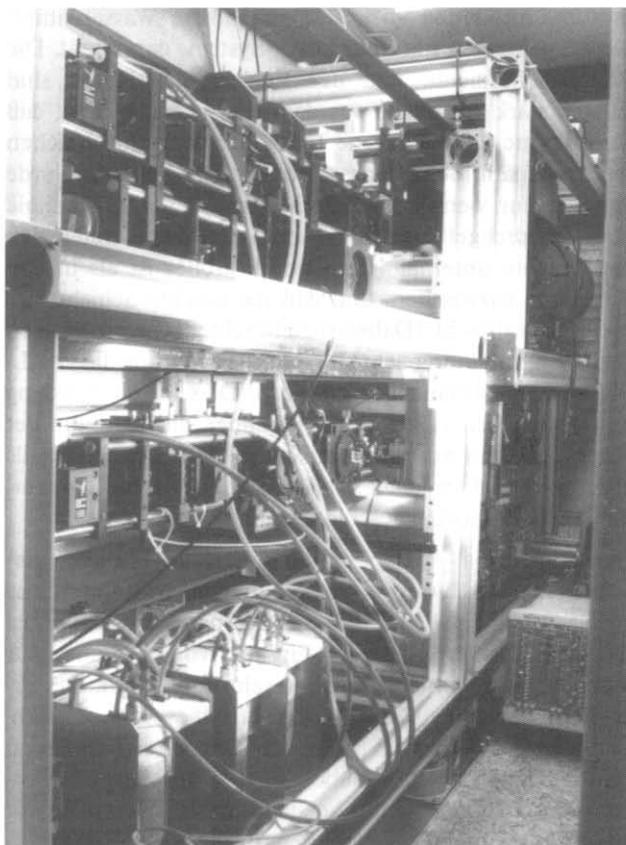


Abb. 3: Teilansicht Differential-Absorption-Lidar-System.

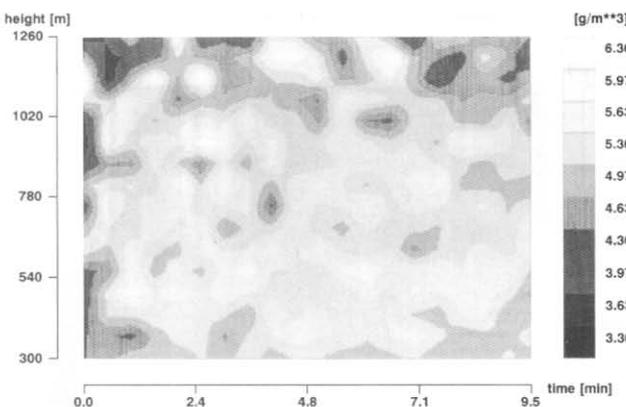


Abb. 4: Wasserdampfdichte, Messung vom 12. Juni 1986, 16^h30, Mittelwert über 300 Schuß (30 sec), Höhenauflösung 60 m (Signalglätte über 120 m).

die gezeigten Unterschiede in der räumlichen Verteilung sind demnach signifikant. Die Abbildungen zeigen auch, daß mit der für die Messung gewählten Spiegeleinstellung keine zuverlässigen Messungen für die Höhen unterhalb von 300 m durchgeführt werden können.

Eine weitere Messung, die während des ersten Feldexperimentes (Internationales Cirrus-Experiment, September/Oktober 1987 auf Sylt) gewonnen wurde, ist in Abbildung 9 dargestellt. Sie zeigt das off-line-Rückstreusignal (in logarithmischer Darstellung) und die Wasserdampfdichte in der Grenzschicht als längere Zeitserie einer DIAL-Messung mit hoher zeitlicher (25 sec) und räumlicher (75 m) Auflösung. Die schnelle Änderung des Rückstreusignals mit der Höhe in Abbildung 9a zeigt, daß die Grenz-

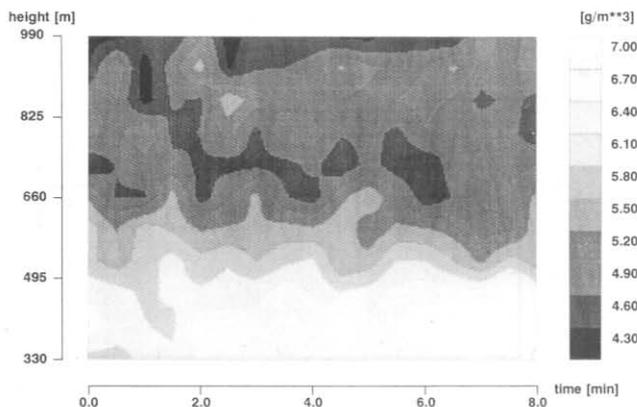


Abb. 5: Wasserdampfdichte, Messung vom 11. Juni 1986, 21^h40, Mittelwert über 300 Schuß (30 sec), Höhenauflösung 60 m (Signalglätte über 120 m).

Tab. 1: Systemparameter

<i>Sendesystem</i>	
2 Excimer gepumpte Farbstofflaser	
Ausgangsenergie:	40 mJ
spektrale Bandbreite:	0.18 pm
spektrale Unreinheit:	< 1.5%
Schußrate:	12 Hz typisch (getestet bis 24 Hz)
Strahlquerschnitt:	2*2 mm
Strahldivergenz:	1.5 mrad
Strahlaufweitung:	15-fach (25- oder 35-fach wahlweise)
<i>Messung der Bandbreite</i>	
Fizeau Interferometer:	
Auflösung der elektronischen Auslesung:	0.1 pm
optische Auflösung:	0.8 pm
<i>Empfangsoptik</i>	
Schmidt-Cassegrain Teleskop, Durchmesser:	0.28 m
Newton Teleskop, Durchmesser:	0.5 m
Abstand	
Sender-Empfängerachse:	0.3 m 3.0 m wahlweise
Filterbandbreite:	8 nm 0.6 nm wahlweise
<i>Datenerfassung</i>	
Analog-Digital-Wandler	
Bereich:	12 bit
Wandelrate:	20 MHz
Speichertiefe:	8 K Worte
<i>Datenspeicher</i>	
Digitalmagnetband	100 Schuß Mittelwerte (typisch)
Diskette:	300-1000 Schuß Mittelwerte

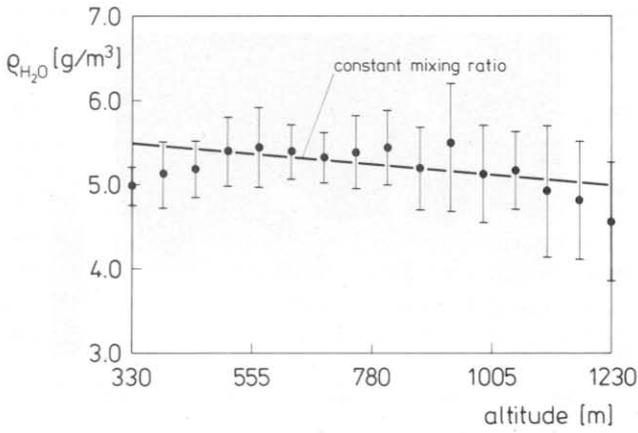


Abb. 6: Mittleres Feuchteprofil mit Standardabweichung für die Messung aus Abbildung 4.

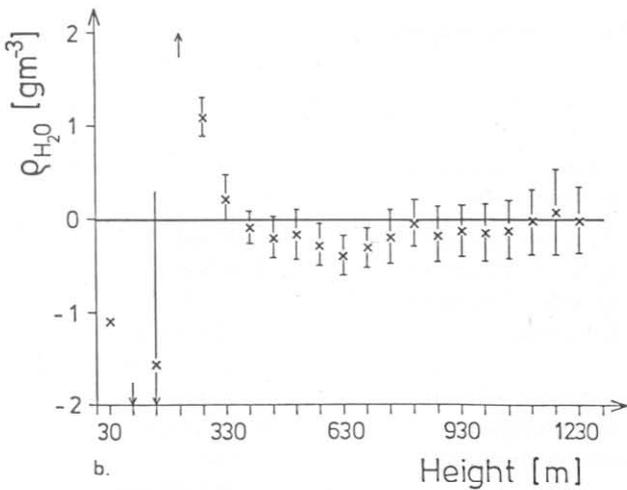


Abb. 7: Mittelwert und seine Streuung einer 10 min Testmessung mit beiden Lasern off line, zu der Messung aus Abbildung 4.

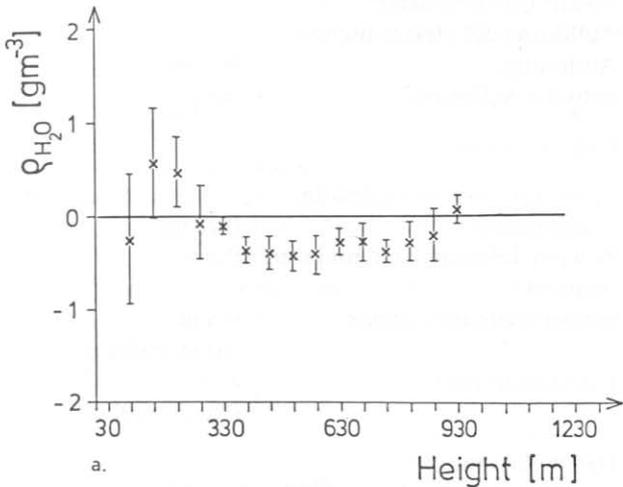


Abb. 8: Mittelwert und seine Streuung einer 10 min Testmessung mit beiden Lasern off line, zu der Messung aus Abbildung 5.

schicht in diesem Falle nur etwa 500 m dick ist, am Oberrand der Grenzschicht nimmt die Aerosolkonzentration stark ab, einzelne Cumuli haben dort ihre Basis. Die Grenzschichtmächtigkeit zeigt eine starke zeitliche Fluktuation mit Änderungen bis zu 100 m in einer Minute. Wenn man solche Vorgänge erfassen will, muß man alle wesentlichen Parameter mit dieser hohen Auflösung

messen. Abbildung 9b ist die zugehörige Wasserdampfdichte, gemessen mit dem DIAL-System, dargestellt. Die Wasserdampfdichte und der Rückstreukoeffizient sind danach stark korreliert, was dadurch zu erklären ist, daß aerosolarme kalte trockene Luft über der aerosolreichen feuchten maritimen Grenzschicht liegt (die Messung wurde auf Sylt nur wenige hundert Meter von der Küstenlinie entfernt durchgeführt). Man kann weiterhin erkennen, daß die Feuchte unterhalb der Cumuli größer ist als in den Bereichen dazwischen, und daß die feuchte Schicht hier höher hinaufreicht. (Dabei ist zu beachten, daß die Wolken selbst aufgrund ihrer sehr starken Rückstreuung die DIAL-Messungen unbrauchbar machen). Dies ist im Einklang mit den üblichen Vorstellungen über die Struktur der Atmosphäre bei Auftreten von Konvektion. Weitere Details können hier noch nicht erklärt werden, da die Auswertungen noch nicht abgeschlossen sind.

Das Differential-Absorption-Lidar ist zwar ein sehr aufwendiges und schwierig zu handhabendes Instrument, das auch nicht bei allen Wetterbedingungen einsetzbar ist (Niederschlag verhindert den Einsatz, Wolken können nur durchdrungen werden, wenn sie sehr dünn sind). Die Ergebnisse, die mit diesem System erzielt werden können, sind jedoch mit anderen Methoden nicht zu erreichen und liefern zusätzliche Information über atmosphärische Prozesse und tragen zu deren Verständnis bei. Wir wollen mit diesem Instrument in Zusammenarbeit mit anderen Gruppen zunächst konvektive Prozesse in der Grenzschicht, insbesondere organisierte Konvektion, sowie die Wasserdampfkonzentration in Cirruswolken untersuchen.

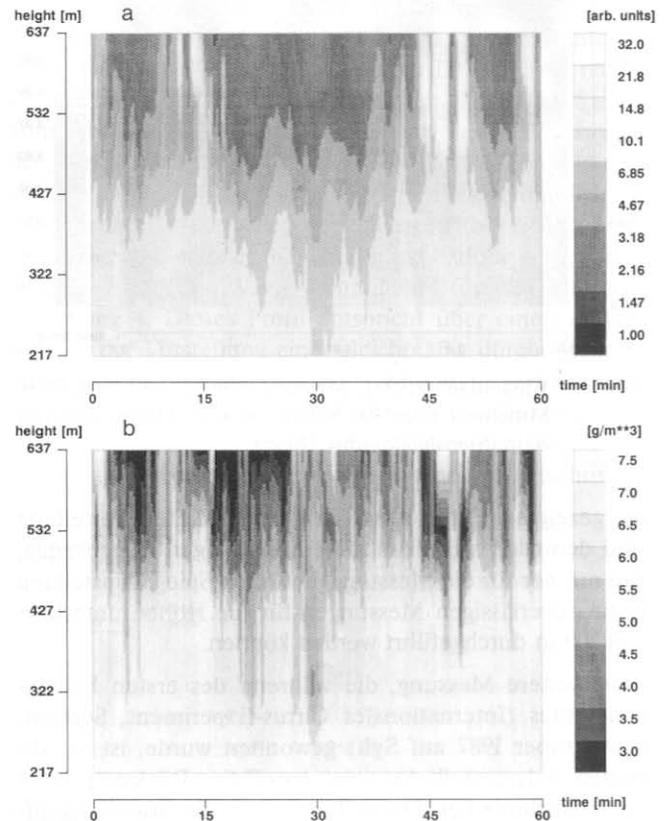


Abb. 9: Stärke des Rückstreusignals in willkürlichen Einheiten und Wasserdampfkonzentration aus Messungen am 18. September 1987, 14.00 GMT, Auflösung 75 m, 25 sec, Signalglättung 150 m.

Smog-Wetterlagen mit hohem Ferntransportanteil (Advektionssmog)

1 Einleitung

Vor allem die seit dem Beginn der achtziger Jahre vermehrt installierten Luftmeßstationen in ländlichen Regionen haben Aufschluß darüber gegeben, daß hohe Konzentrationen von Luftschadstoffen im Verlauf winterlicher Smog-Wetterlagen nicht auf Ballungs- oder Industriegebiete beschränkt bleiben.

Ausgehend von den großen Smog-Episoden in London (1953) oder im Ruhrgebiet (1962) hatte man Smog bis dahin überwiegend als lokales bzw. regionales Problem angesehen. Der Kenntnisstand über derartige lokale bzw. regionale Episoden läßt sich wie folgt zusammenfassen:

Alle Smog-Episoden im lokalen oder regionalen Maßstab sind gekennzeichnet durch stark eingeschränkten vertikalen Luftaustausch infolge niedrig liegender Inversion im Verlauf oder gegen Ende winterlicher Hochdruckwetterlagen sowie stark behinderten horizontalen Luftaustausch durch geringe Windgeschwindigkeiten. Die Emissionen luftverunreinigender Stoffe sind durch die niedrigen Temperaturen zusätzlich erhöht. Das Zusammenwirken von Mischungsschichthöhe, Windgeschwindigkeit, effektiver Quellhöhe der Luftverunreinigungen und Emissionsverhältnisse bestimmt dabei das relative Verhältnis der für die Auslösung von Smog-Alarm relevanten Schadstoffe SO_2 , Schwebstaub, CO und NO_2 .

Sehr niedrige, zum Teil bis zum Boden reichende Inversionen führen bevorzugt zur Anreicherung der Schadstoffe aus lokalen, niedrigen Quellen (Verkehr, Hausbrand, Kleingewerbe), während die Emissionen hoher Quellen oft vom Boden getrennt bleiben.

Bei diesem lokalen Smog-Typ (Beispiele: Januar 1982 in Teilen des Ruhrgebietes (KÜLSKE 1982) oder Februar 1982 in Berlin (Senator für Stadtentwicklung und Umweltschutz 1982) dominiert vor allem die CO- und NO_x -Belastung, während die SO_2 -Konzentrationen (großer Anteil höherer Quellen) im Verhältnis nicht so stark erhöht sind. Die räumliche Konzentrationsverteilung ist sehr inhomogen in Abhängigkeit von lokalen Quellen und topographisch-klimatologischen Faktoren (Kaltluftseen). Außerdem ist sehr geringer horizontaler Luftaustausch mit Windstille oder Windgeschwindigkeiten $< 1 \text{ m/s}$ Voraussetzung.

Vom Boden abgehobene Inversionen mit

Mischungsschichthöhen von wenigen hundert Metern schließen dagegen teilweise die Emissionen höherer Quellen ein, während für bodennahe Emissionen eine etwas höhere Schicht für den Luftaustausch zur Verfügung steht. Smog-Perioden dieses Typs sind deshalb SO_2 -dominiert (Beispiel: Januar 1979 im Ruhrgebiet, GIEBEL und BACH 1979). Der Konzentrationspegel steigt bei geeigneter Ausdehnung der Quellgebiete regional an, die räumlichen Konzentrationsunterschiede sind geringer ausgeprägt. Die Schadstoffkonzentrationen sind wegen der größeren Ausdehnung der verschmutzten Luftmassen weniger abhängig von der horizontalen Durchmischung, jedoch liegen die Windgeschwindigkeiten im Mittel noch deutlich unter 3 m/s . Bei genügend großer Ausdehnung eines Quellgebietes (z. B. Rhein-Ruhrgebiet) kann es bereits zu regionalen Transporten von Luftverunreinigungen kommen.

Vor allem die Betrachtung der Smogsituation im Januar 1985 (BRUCKMANN et al. 1986) in Verbindung mit bereits vorher durchgeführten Analysen hoher Schadstoffkonzentrationen auch außerhalb von Ballungsgebieten (vgl. z. B. KLUG u. GERTH 1981; MÜLLER 1985; BRUCKMANN, REICH u. SCHRADER 1985) haben deutlich gemacht, daß es über die genannten Fälle hinaus einen dritten Smogtypus gibt, der große Teile der Bundesrepublik und der angrenzenden Nachbarländer erfassen kann und an dem grenzüberschreitenden Ferntransport von Schadstoffen wesentlich beteiligt ist. Dieser *Advektionssmog* unterscheidet sich in charakteristischen Punkten von lokalen oder regionalen Smog-Episoden, obwohl die Übergänge natürlich fließend sind. Im folgenden sollen die wichtigsten dieser typischen Merkmale thesenartig vorgestellt und mit Beispielen belegt werden. Darin sind die Erfahrungen zusammengefaßt, die aus Analysen von Smog-Episoden mit überwiegend Transportanteil gewonnen wurden.

2 Charakteristische Eigenschaften des Advektionssmogs

2.1 Merkmal 1

Bei Smoglagen mit überwiegend Ferntransportanteil für den Schadstoff SO_2 findet eine teilweise Einebnung der Konzentrationsunterschiede zwischen ländlichen Räumen und Ballungsgebieten statt. Die Konzentrationsverteilung in der Bundesrepublik wird vor allem durch die Hauptquell-

gebiete Halle/Leipzig, Senftenberg, nördliche CSSR, Oberschlesien und das Ruhrgebiet bestimmt. Die Konzentrationsaufstockung durch Eigen-Emissionen in weiter entfernten Ballungsgebieten können in ländlichen Gebieten, die sich in Lee der Hauptquellgebiete befinden, durch die geringere Entfernung zu ihnen sogar überkompensiert werden. In geringerem Ausmaß gilt dies auch für Schwebstaub.

Als typisches Beispiel für das genannte Merkmal sei die SO_2 -Konzentrationsverteilung am 20.1.85 herausgegriffen, die in Abbildung 1 enthalten ist. Der Abbildung 1 liegen die Ergebnisse von über 370 Bodenmeßstationen der Länder und des Umweltbundesamtes zugrunde, die mit Hilfe eines Interpolationsverfahrens flächenhaft dargestellt worden sind (BRUCKMANN et al. 1986). Der 20.1.85 liegt bereits gegen Ende einer Smog-Episode mit überwiegend Ferntransportanteil, die vom 14.1.85 bis zum 21.1.85 andauerte.

Vor allem in Nordhessen wurden an diesem Tag ungewöhnlich hohe SO_2 -Tagesmittel gemessen, so in Grebenau ($1275 \mu\text{g}/\text{m}^3$), Witzenhausen ($937 \mu\text{g}/\text{m}^3$), Kassel ($1080 \mu\text{g}/\text{m}^3$) und im Eggegebirge ($769 \mu\text{g}/\text{m}^3$). Besonders bemerkenswert ist das Tagesmittel in Grebenau, einer Kleinstadt ohne nennenswerte Eigen-Emissionen in ländlicher Umgebung, das die höchste, über 24 h gemessene SO_2 -Konzentration der gesamten Smog-Periode darstellt.

Der Bereich sehr hoher SO_2 -Konzentrationen zieht sich an diesem Tag in einem breiten Band über die Mitte der Bundesrepublik bis in die angrenzenden Nachbarländer Niederlande und Belgien. Das Rhein-Ruhrgebiet stellt ein sekundäres Maximum der Belastung dar mit einem höchsten Tagesmittel in Meerbeck (westl. Ruhrgebiet) von $808 \mu\text{g}/\text{m}^3$. Im dazwischen gelegenen östlichen Ruhrgebiet sind dagegen die Tagesmittel zwischen 283 und $434 \mu\text{g}/\text{m}^3$ deutlich niedriger. In Lee des Rhein-Ruhrgebietes (am 20.1.85 herrschten östliche Windrichtungen vor) werden z. B. in Arnheim ($414 \mu\text{g}/\text{m}^3$) oder Leersum ($348 \mu\text{g}/\text{m}^3$) ebenfalls recht hohe Tagesmittel in Gebieten ohne starke Eigen-Emissionen gemessen. Dieser Tag ist kein Einzelfall, sehr ähnliche Konzentrationsverteilungen traten auch vom 15.1. bis 19.1. bei östlichen Winden in der mittleren Bundesrepublik sowie bei süd-östlichen Winden am 21.1.85, am 2.2. und am 3.2.87 in Norddeutschland auf. Qualitativ kann diese Konzentrationsverteilung durch Modellrechnungen des *rivm*

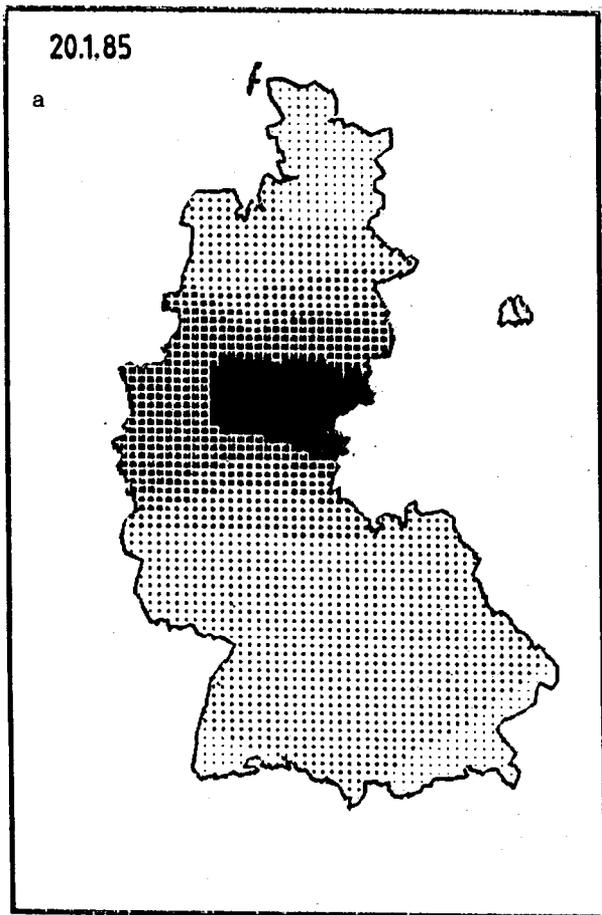


Abb. 1a: Gemessene SO_2 -Tagesmittel in der Bundesrepublik am 20. 1. 85. Die Konzentrationen sind wie folgt abgestuft: 1: 0 - 50 $\mu\text{g}/\text{m}^3$; 2: 50 - 150 $\mu\text{g}/\text{m}^3$; 3: 150 - 250 $\mu\text{g}/\text{m}^3$; 4: 250 - 350 $\mu\text{g}/\text{m}^3$; 5: 350 - 450 $\mu\text{g}/\text{m}^3$; 6: $\geq 450 \mu\text{g}/\text{m}^3$.

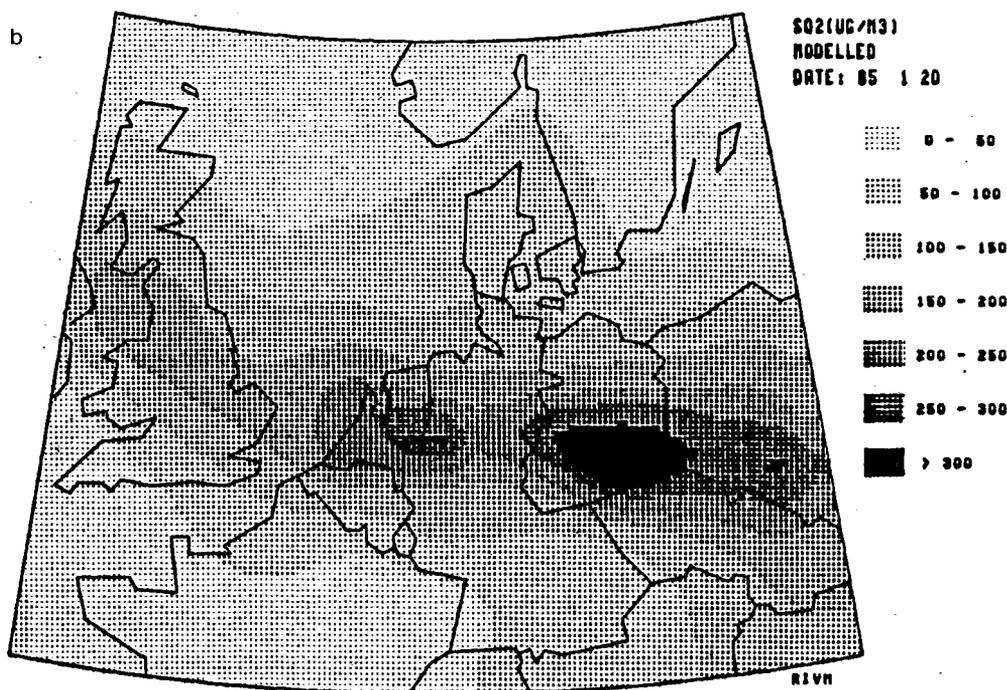
Abb. 1b: Mit einem Ausbreitungsmodell (DE LEEUW et al. 1985) berechnete SO_2 -Tagesmittel am 20. 1. 85 in Mitteleuropa.

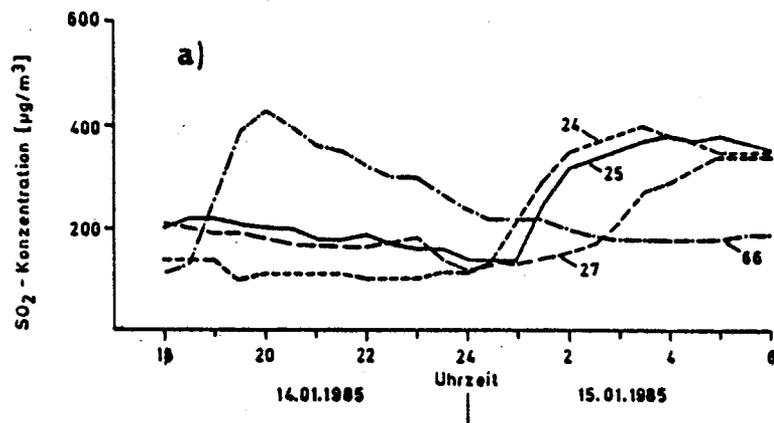
(DE LEEUW u. VON EGMOND 1985) reproduziert werden, wobei als Inputdaten in das Modell die geschätzten Emissionen in Europa sowie meteorologische Parameter eingehen. Abbildung 1b zeigt die für den 20.1.85 gerechneten SO_2 -Tagesmittelwerte, die direkt mit den gemessenen Konzentrationen in Abbildung 1a verglichen werden können. Während die räumliche Ausdehnung der verschmutzten Luftmassen gut wiedergegeben wird, zeigen sich bei einem quantitativen Vergleich doch erhebliche Unterschiede.

Das Modell unterschätzt die gemessenen Konzentrationen bis zu einem Faktor 3, vor allem in Nordhessen, was unter anderem an der relativ unsicheren Kenntnis der mitteldeutschen und osteuropäischen Emissionen liegen könnte.

2.2 Merkmal 2

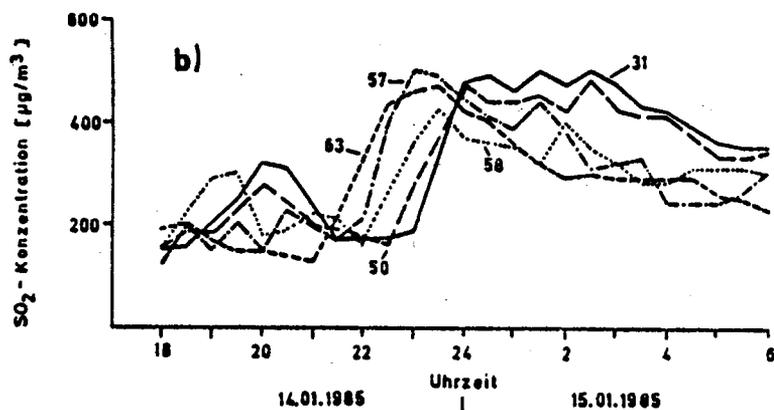
Allen Smog-Episoden ist ein stark eingeschränkter Vertikalaustausch durch oft großräumige, ganztätig bestehende, bodennahe Inversionen (typisch: 0 bis 400 m Höhe) gemeinsam. Im Unterschied zu lokalen oder regionalen Episoden ist der Advektionssmog mit höheren Windgeschwindigkeiten gekoppelt, die typischerweise um 2 bis 5 m/s in Bodennähe und um 10 m/s und mehr in Haupttransporthöhe betragen. Als zusätzliche Bedingung kommt hinzu, daß der bodennahe Wind unterhalb der Inversion aus der Richtung eines der Hauptquellgebiete wehen muß (in Nordhessen z. B. aus Ost, in der Norddeutschen Tiefebene aus Südost). Zu Beginn und auch während einer Episode mit Advektionssmog kann der Durchzug von Schadstoffwolken besonders hoher Konzentration beobachtet werden, die





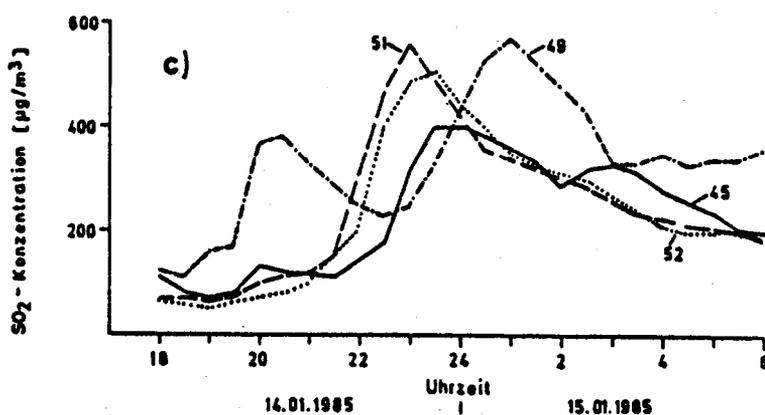
a) Meßstationen:

- 66 : Eggegebirge
- 24 : Leverkusen
- 25 : Vogelsang
- 27 : Eifel



b) Meßstationen:

- 63 : Niederaden
- 57 : Herne
- 58 : Altendorf
- 50 : Buchholz
- 31 : Krefeld



c) Meßstationen:

- 51 : Sickingmühle
- 52 : Polsum
- 45 : Osterfeld
- 49 : Kaldenhausen

Abb. 2: SO₂-Konzentrationsverlauf am 14./15. 1. 1985 an ausgewählten Meßstationen in Nordrhein-Westfalen (KÜLSKE et al. 1985).

durch steile Konzentrationsanstiege gekennzeichnet sind. Transportgeschwindigkeit und Ausbreitungsrichtung stimmen in vielen Fällen zumindest im Flachland mit Geschwindigkeit und Richtung des Windes unterhalb der Inversion überein. Komplexere Verhältnisse sind in gegliedertem Gelände anzutreffen. Daneben treten

jedoch vor allem gegen Ende von austauscharmen Wetterlagen vor Durchzug einer Front auch Fälle auf, wo zwar der Schadstofftransport ebenfalls unterhalb der Inversion erfolgt, die Ausbreitungsrichtung und Geschwindigkeit der verschmutzten Luftmassen jedoch senkrecht zur Haupttransportrichtung durch den Wind ober-

halb der Inversion und die Verlagerung der Front bestimmt werden.

Ein eindrucksvolles Beispiel für den erstgenannten Fall des Durchzugs einer Schadstoffwolke und des Einsetzens von Advektionssmog in Übereinstimmung mit Windrichtung und -geschwindigkeit unterhalb der Inversion bietet der Beginn der Smog-

Episode im Januar 1985 am 14. und 15. 1. im südöstlichen Niedersachsen und Nordrhein-Westfalen.

Bei stark auffrischenden Winden aus östlichen bis nordöstlichen Richtungen (4-6 m/s in Bodennähe bzw. bis 10 m/s ab 50 m Höhe) stiegen am 14.1.85 die Schadstoffkonzentrationen in der mittleren Bundesrepublik plötzlich an und erreichten z. B. in Braunschweig gegen 16.30 Uhr ein kurzfristiges SO_2 -Maximum (Halbstundenwert) um $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$. Wie Abbildung 2 entnommen werden kann, trat das SO_2 -Maximum am 14.1.85 gegen 20.00 Uhr an einer Waldmeßstation im Eggegebirge und etwa drei Stunden später im östlichen Ruhrgebiet auf. Bei einer Entfernung von 120 km zwischen Braunschweig und Eggegebirge läßt sich eine Driftgeschwindigkeit der Schadstoffwolke von knapp 10 m/s berechnen, die gut mit den ab 50 m Höhe gemessenen Windgeschwindigkeiten übereinstimmt.

Zwischen 21.30 und 22.00 Uhr erreichten die hohen SO_2 -Konzentrationen das östliche Ruhrgebiet, etwa 1 1/2 Stunden später die südwestlichen Stationen im Ruhrgebiet und schließlich 4 Stunden später die Meßstation in der Eifel (KÜLSKE et al. 1985, Abb. 2). Insgesamt wird durch diesen Transport eine Entfernung von ca. 400 km in der Bundesrepublik in etwa 10,5 Stunden überbrückt, so daß sich erneut eine Driftgeschwindigkeit von 10-11 m/s ergibt. Bis zu den Hauptgebieten in der DDR und Osteuropa ist die zurückgelegte Transportdistanz sogar noch größer. Diese Driftgeschwindigkeit erhält man auch bei kleinräumigerer Betrachtung im Ruhrgebiet. Aus den Zeitpunkten des Schadstoffanstiegs (jeweils 21.30 Uhr in Dortmund und Sickingmühle, jeweils 22.30 Uhr in Essen-Süd und Walsum) sowie den Entfernungen (jeweils 37 km) läßt sich erneut eine Driftgeschwindigkeit von 10 m/s errechnen.

Ähnlich deutliche Transportphänomene wurden am 14./15.1.85 auch weiter südlich in Hessen und Rheinland-Pfalz beobachtet (BRUCKMANN et al. 1986).

Dagegen zeigt sich am 21.1.85 in Norddeutschland unmittelbar vor Ende der Smog-Episode ein anderes Ausbreitungsverhalten der verschmutzten Luftmassen (Abb. 3a und b). Am 21.1.85 herrschten in Bodennähe unterhalb der Inversion südöstliche Winde um 3-4 m/s. Aufgrund von Sodartrajektorien läßt sich zeigen, daß sie, ausgehend von Braunschweig, das Hauptquellgebiet Halle/Leipzig überquert hatten. Dagegen kam der Wind in Höhen oberhalb 500 m aus südlicher bis südwestlicher Richtung. Diese starke Scherung zwischen bodennahem Wind und Wind oberhalb der Inversion ist typisch für Inversionswetterlagen. Ebenfalls aus Südwesten näherte sich am 21.1. eine Warmfront dem norddeutschen Flachland, die die Smoglage schließ-

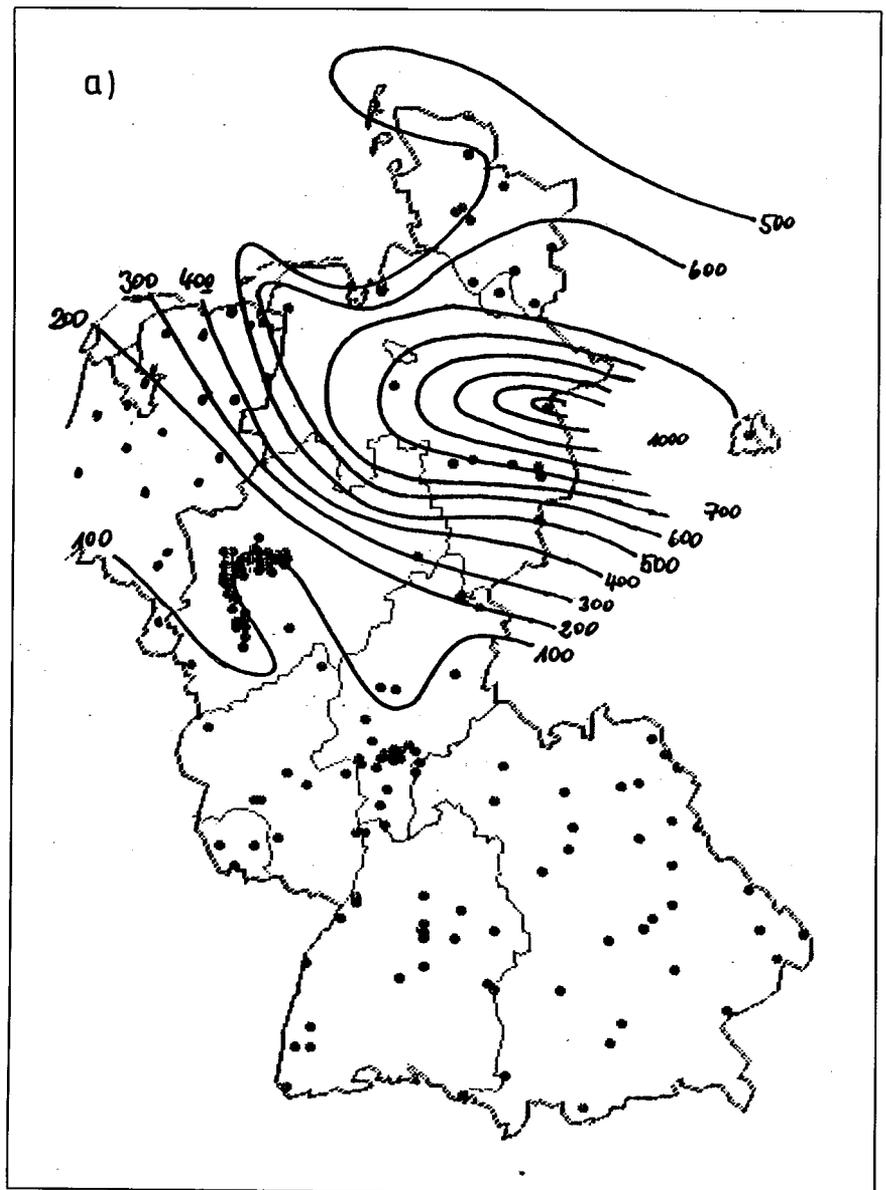


Abb. 3a: Linien gleicher SO_2 -Konzentration ($\mu\text{g}/\text{m}^3$) in Norddeutschland am 21. 1. 1985 um 12.00 Uhr.

lich beendete. Während die Linien gleicher SO_2 -Konzentration in Norddeutschland z. B. gegen 12.00 Uhr des 21.1. klar das Bild einer riesigen „Smogfahne“ erkennen lassen, deren Achse in Übereinstimmung mit dem Bodenwind von Südost nach West-Nordwest verläuft (Abb. 3a), zeigen die Linien zeitgleichen Durchgangs der Smogwolke in Abbildung 3b eine Verlagerung der verunreinigten Luftmassen von Südwesten nach Nord-Nordost, also nahezu senkrecht zur Achse der „Smogfahne“. Die Verlagerung wird offenbar mit dem ganzen Wettersystem vom Wind oberhalb der Inversion gekennzeichnet.

Naturgemäß stellt sich die Frage nach der Haupttransporthöhe der Luftverunreinigungen, zumal die Verhältnisse in der Smog-Episode Januar 1985 durch eine mehrfach geschichtete Inversion in verschiedenen Höhen (PERKUHN et al. 1985)

weiter kompliziert waren. Zusätzlich zum Transport zwischen Boden und unterster Inversion können deshalb Transporte zwischen den Inversionen stattgefunden haben. Die mehrfach beobachtete Übereinstimmung zwischen Windrichtung und Windgeschwindigkeit in etwa 50-100 m Höhe mit Transportrichtung und Geschwindigkeit der Schadstoffe sowie holländische Lidarmessungen am 20.1.85 (DE LEEUW und VON EGMOND 1985) deuten jedoch darauf hin, daß der Haupttransport der Schadstoffe zumindest im Flachland meist unterhalb der Inversionsschicht zwischen Boden und einigen hundert Metern über Grund erfolgte. Dies steht in Übereinstimmung mit ersten Ergebnissen von Flugzeugmessungen (BLOMMERS et al. 1987; BEILKE 1986). Allerdings bieten Smog-Wetterlagen besonders schwierige Flug- und Meßbedingungen (z.

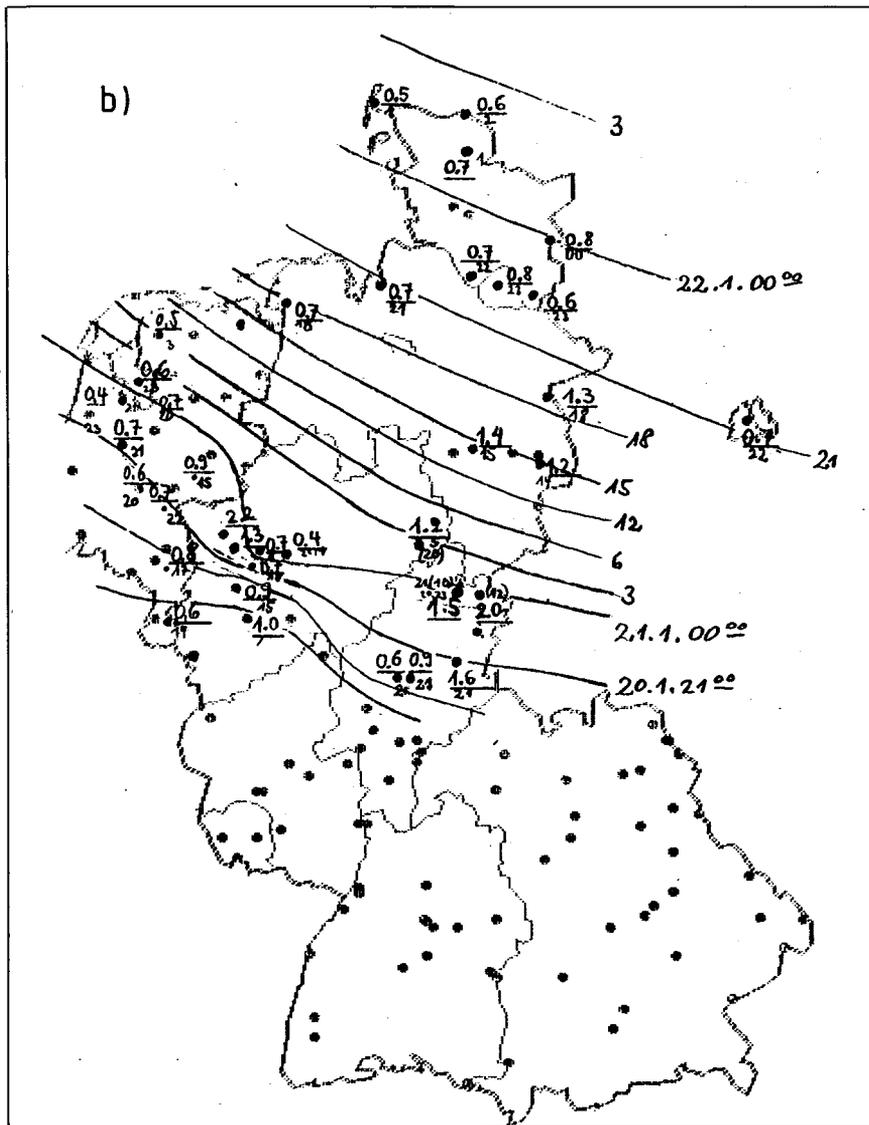


Abb. 3b: Linien zeitgleichen Durchgangs der Smogwolke am 20. 1. und 21. 1. 85 in Norddeutschland. Als Kriterium für den Durchgang der Smogwolke wird der Zeitpunkt genommen, zu dem die Immissionskonzentration auf die Hälfte des Maximums abgenommen hat.

B. Sicht, Vereisung), so daß erst einzelne Meßflüge mit Vertikalprofilen vorliegen. Der plötzliche Schadstoffanstieg und der Durchzug von Schadstoffwolken bringen es mit sich, daß oft sehr ähnliche, aber zeitversetzte Konzentrationszeitprofile an Stationen auftreten, auch wenn sie über hunderte von Kilometern entfernt liegen. Ein Beispiel aus der Smog-Episode im Februar 1987 zeigt Abbildung 4, in der die SO_2 -Profile (Stunden- bzw. Halbstundenmittel) vom 2.2.87 bis 4.2.87 an den Stationen Waldhof (bei Uelzen, Umweltbundesamt 1987), Hamburg-Bahrenfeld sowie Malmö (MILJÖ- och Hälsoskyddsförvaltningen 1987) und Kopenhagen (HOVEDSTADSRADET 1987) wiedergegeben sind. Bis zum Hauptquellgebiet Halle/Leipzig wurde immerhin eine Entfernung von rund 500 km überbrückt. Die geringere Transportentfernung, bzw. auch die Eigen-Emissionen, führen in Waldhof bzw. Hamburg zu

wesentlich höheren Konzentrationen als in Malmö/Kopenhagen.

2.3 Merkmal 3

Schadstoff-Ferntransporte über hunderte von Kilometern verbunden mit Schadstoffkonzentrationen in Höhe der Schwellenwerte von Smogverordnungen an bodennahen Meßstationen bilden sich in der Regel nur über trockenen Schneedecken aus. Diese zusätzliche meteorologische Randbedingung vermindert die Deposition von Schadstoffen erheblich und trägt zur stabilen Schichtung der Atmosphäre bei.

Unter Transportbedingungen, wie sie in Mitteleuropa überwiegend vorherrschen, kommt es in Bodennähe nicht zu einem Schadstofftransport in Höhe smogtypischer Konzentrationen. Dem stehen neben der horizontalen und vertikalen Verdünnung bei SO_2 und anderen Schadstoffen vor

allem Senkenprozesse (nasse und trockene Deposition sowie chemische Umwandlungen (homogen und heterogen)) entgegen. Selbst bei sehr eingeschränktem Vertikal-austausch sorgt allein bereits die trockene Deposition für eine rasche Konzentrationsabnahme des SO_2 . Dies kann durch eine einfache Abschätzung demonstriert werden. Für die Abklingentfernung \bar{x} , in der eine Anfangskonzentration C_0 auf $1/e$ (37%) abgesunken ist, kann man nämlich ansetzen (Prozeß 1. Ordnung):

$$\bar{x} = \frac{\bar{u} \cdot a}{V_g} \quad (1)$$

Darin bedeutet \bar{u} : mittlere Transportgeschwindigkeit (m/s); a : Höhe der Mischungsschicht (m); V_g : Depositionsgeschwindigkeit (m/s). Setzt man neben Werten für \bar{u} (4 m/s) und H (150 m) für trockene Deposition V_g einen Wert von 0,8 cm/s an, wie er mit Mittel als gültig angesehen wird, wäre die Anfangskonzentration bereits nach $\bar{x} = 75$ km auf 37% abgesunken, d. h. ein grenzüberschreitender Transport über Hunderte von Kilometern in hohen Konzentrationen könnte ausgeschlossen werden.

Über Schneedecken vermindert sich die trockene Deposition von SO_2 jedoch auf 0,1 cm/s (KÜLSKE et al. 1985); über trockenen Schneedecken bei Temperaturen $< -3^\circ \text{C}$ wurde sogar nur eine Depositionsgeschwindigkeit von 0,06 cm/s gemessen (CADLE et al. 1985). Unter diesen Bedingungen wird Ferntransport durch trockene Depositionen nicht mehr verhindert, da sich erst nach 1.000 km Transportentfernung eine Konzentrationsabsenkung auf 37% des Ausgangswertes ergibt.

Unter den Bedingungen winterlicher Smogwetterlagen ist auch die Effektivität der anderen genannten Senken stark herabgesetzt. Nasse Deposition und homogene Gasphasenreaktionen können wegen fehlenden Niederschlags bzw. stark verminderter photochemischer Reaktivität der Atmosphäre zumindest für SO_2 nahezu vernachlässigt werden. Vor allem in Quellnähe kann zwar die heterogene Oxidation an Partikeln zu einer nennenswerten Umwandlung von SO_2 zu Sulfat führen, die Geschwindigkeit dieses Prozesses nimmt jedoch u. a. wegen der Übersäuerung der Partikeln während des Transportes rasch ab. Meist ist unter winterlichen Hochdruckbedingungen auch die Bewölkung unterhalb der Inversion gering oder nicht vorhanden (Ausnahme: Nebel), so daß die Oxidationsrate von SO_2 in Wolkentröpfchen ebenfalls gering ist. Insgesamt kann man deshalb von niedrigen Umwandlungsraten für $\text{SO}_2 = 1\%$ pro Stunde ausgehen, (BLOMMERS et al. 1987), die einem Ferntransport nicht entgegenstehen.

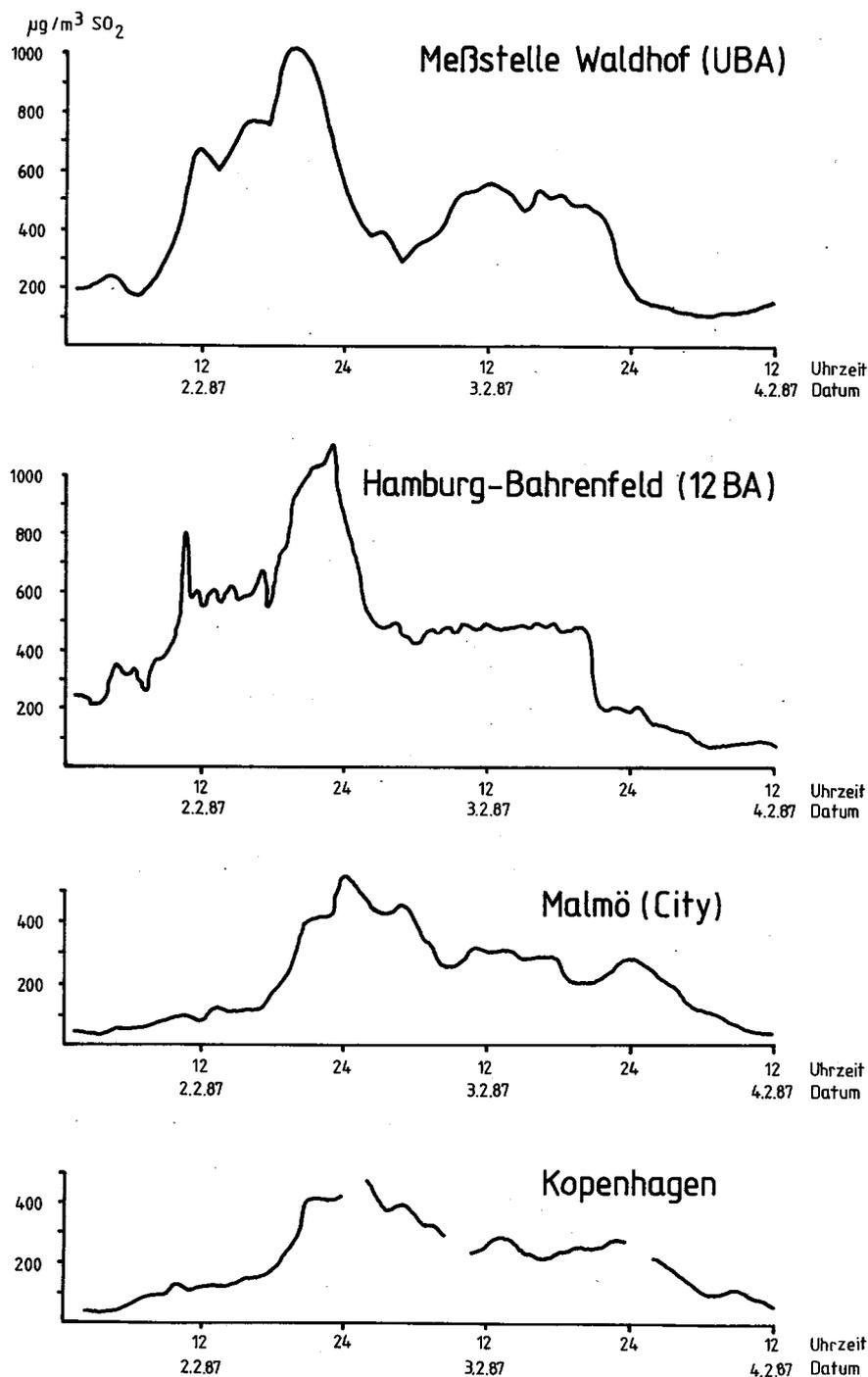


Abb. 4: Verlauf der SO_2 -Konzentrationen (Stundenmittel) in Waldhof, Hamburg, Malmö und Kopenhagen vom 2. 2. bis 4. 2. 87.

3 Ausblick

Die voranstehende Diskussion hat verdeutlicht, daß Advektionssmog im europäischen Maßstab gesehen werden muß. Effektive Reduzierungsstrategien müßten deshalb vor allem bei den Hauptquellgebieten ansetzen, am besten durch verbreitete Einführung der Rauchgasentschwefelung und Entstickung, oder durch eine Art (zur Zeit utopisch) *europäische Smog-Verordnung*. Die in der Bundesrepublik auf der Rechtsgrundlage des Bundesimmissionsschutzgesetzes erlassenen Smog-Verordnungen im lokalen bzw. regionalen Maßstab werden grenzüberschreitende

Smog-Episoden mindern, aber nicht verhindern können. Immerhin sorgen sie dafür, daß der Luftraum nicht noch zusätzlich durch lokale und regionale Emissionen stark belastet wird. Indem die Reduzierungsmaßnahmen der Länder-Smog-Verordnungen sich auch auf hohe Quellen erstrecken (u. a. 40prozentige Emissionsminderung in Alarmstufe 1 unabhängig von der Quelhöhe), führen sie auch zu einer Verringerung des Ferntransports, wobei die Entlastung sich allerdings überwiegend in den Nachbarländern der Bundesrepublik auswirken dürfte.

Gleichwohl sollte aber nicht vergessen werden, daß auch in Episoden mit überwiegender Schadstoff-Ferntransport ein beträchtlicher Anteil der Luftbelastung in Ballungsgebieten „hausgemacht“ ist. So wurden z. B. für die Episode im Januar 1985 folgende Anteile des Ferntransportes an der SO_2 -Gesamtbelastung abgeschätzt: Ruhrgebiet, Ostrand: 50-60%; westliches Ruhrgebiet: 30-50%; Hamburg, Innenstadt und Industriegebiet: 60%; Berlin, Mittel über das Stadtgebiet: 50-60%; Kassel: 70%; Hamburg, Außenbezirke: 80%; ländliche Gebiete in Schleswig-Holstein, Niedersachsen und Hessen: $\geq 90\%$. Für Schwebstaub und andere Luftverunreinigungen liegen die „hausgemachten“ Anteile zum Teil erheblich höher. Es ist deshalb nach wie vor sinnvoll, diese beträchtlichen Anteile in Ballungsgebieten durch emissionsmindernde Maßnahmen zu reduzieren.

Literatur

- BEILKE, S.; BERG, R.; BLOMMERS, A. H.; GROSCH, W.; JANSEN, F. W.; LELIEVELD, J.: Air sampling flights at low altitudes along the border between the Federal Republic of Germany and its neighbours. In Physico-chemical behaviour of atmospheric pollutants, Proc. CEC-COST 611 Conference in Stresa, Italien, 1986. D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, S. 685-703 (1986).
- BLOMMERS, A. H.; LELIEVELD, J.; JANSEN, F. W.: Messungen des Flusses von Luftverunreinigungen entlang ausgewählter Grenzabschnitte (Flugzeugmessungen). Abschlußbericht zum Forschungsprojekt des Umweltbundesamtes Nr. 10404 221/01, Rotterdam 1987.
- BRUCKMANN, P.; BORCHERT, H.; KÜLSKE, S.; LACOMBE, R.; LENSCHOW, P.; MÜLLER, J.; VITZE, W.: Die Smog-Periode im Januar 1985. Synoptische Darstellung der Luftbelastung in der Bundesrepublik Deutschland. Bericht des Länderausschusses für Immissionsschutz, Düsseldorf 1986.
- BRUCKMANN, P.; REICH, Th.; SCHRAEDER, W.: Die Hamburger Smogepisode im Dezember 1983. Staub - Reinhaltung Luft 45, S. 307-312 (1985).
- CADLE, S. H.; DASCH, J. M.; MULAWA, P. A.: Atmospheric concentrations and the deposition velocity to snow of nitric acid, sulfur dioxide and various particulate species. Atmos. Environ. 19, S. 1819-1828 (1985).
- GIEBEL, J.; BACH, R. W.: Ursachenanalyse der Immissionsbelastung während der Smogsituation am 17.1.1979. Schriftenreihe der Landesanstalt für Immissionsschutz des Landes NW, H. 47, S. 60-73, Girardet, Essen 1979.

HOVEDSTADSRADET, Kopenhagen, persönl. Mitteilung, 1987.

KLUG, W.; GERTH, W, P.: Regionales Immissionsmodell Münsterland. Forschungsbericht des Umweltbundesamtes 76-10404 109 (1981).

KÜLSKE, S.: Analyse der Periode sehr hoher lokaler Schadstoffbelastungen im Ruhrgebiet vom 15.1. bis 20.1.1982. LIS-Bericht der Landesanstalt für Immissionschutz des Landes NW, H. 24 (1982).

KÜLSKE, S.; GIEBEL, J.; PFEFFER, H. U.; BEIER, R.: Analyse der Smoglage vom 16.-21. Januar 1985 im Rhein-Ruhr-

Gebiet. LIS-Bericht der Landesanstalt für Immissionsschutz des Landes NW, H. 55 (1985).

DE LEEUW, F.A.A.M.; V. EGMOND, N. D.: Luchtverontreinigingsepisode 16.-21. januari 1985: Meetresultaten, modelberekeningen en informatieverzetting. Rijksinstituut voor Volksgezondheid en Milieuhygiene, Bilthoven (1985).

MALMÖ MILJÖ - och Hälsoskyddsförvaltningen, persönl. Mitteilung (1987).

MÜLLER, W. J.: Auftreten, Häufigkeit und Herkunft von Waldschäden: SO₂-Spitzenbelastungen. VDI-Bericht 560, S. 157-164 (1985).

PERKUN, J.; PULS, K. E.; OTTE, U.: Die Smog-Wetterlage im Ruhrgebiet im Januar 1985. Deutscher Wetterdienst, Wetteramt Essen (1985).

Senator für Stadtentwicklung und Umweltschutz: Smogtage, Werkstattbericht Winter 1981/82. Berlin 1982.

Umweltbundesamt, Meßstelle Waldhof, persönl. Mitteilung.

P. BRUCKMANN, Hamburg

Aus dem Deutschen Wetterdienst

Der Smog-Warndienst beim Wetteramt Essen

1 Einleitung

Grundlage des Smog-Warndienstes ist das Bundes-Immissionsschutz-Gesetz (1) aus dem Jahre 1974. Bereits im Oktober 1974 hatte das Land NRW eine eigene Smog-Verordnung (2) erlassen. Zum Begriff *Austauscharme Wetterlage* (AWL) heißt es im § 2:

(1) „Eine austauscharme Wetterlage liegt vor, wenn in einer Luftschicht, deren Untergrenze weniger als 700 m über dem Erdboden liegt, die Temperatur der Luft mit der Höhe zunimmt (Temperaturumkehr) und die Windgeschwindigkeit in Bodennähe während einer Dauer von 12 Stunden im Mittel kleiner als 1,5 m/s ist.“

(2) „Ob eine Temperaturumkehr vorliegt, wird an einer für das jeweilige Smog-Gebiet repräsentativen Stelle durch Aufnahme eines vertikalen Temperaturprofils der Atmosphäre über eine Höhe von mindestens 1000 m festgestellt.“

Diese SmogVO diente dem Länder-Ausschuß für Immissionsschutz (LAI) als Vorlage bei der Erstellung einer *Muster-Smog-Verordnung*, die als Rahmen-Vorgabe für alle Bundesländer gedacht war. Trotz dieser Vorgabe sind die Festlegung der Kriterien einer AWL und die Durchführung des Warndienstes in den Bundesländern bezüglich des Windkriteriums unterschiedlich geregelt.

Die Grenzwerte beim Horizontalwind sind:

- Nordrhein-Westfalen: 1,5 m/s
- alle übrigen Bundesländer: 3,0 m/s (außer Schleswig-Holstein und Bremen; diese Bundesländer haben keine SmogVO)

2 Zuständige Gremien

In NRW hat das Ministerium für Umweltschutz, Raumordnung und Landwirtschaft

(MURL) über die SmogVO mit den dazugehörigen Ausführungsbestimmungen sowie mit einer vertraglichen Vereinbarung zwischen MURL und Wetteramt Essen (WAEM) die ganzjährige Überwachung von Immissionen und Wetterlage vorgeschrieben.

Die dem MURL nachgeordnete Landesanstalt für Immissionsschutz (LIS) unterhält in NRW ein eigenes Meßnetz (TEMES), mit dem bestimmte Luftbeimengen ständig überwacht werden.

TEMES umfaßt zur Zeit 65 Stationen, die überwiegende Anzahl befindet sich innerhalb der fünf in NRW ausgewiesenen Smog-Gebiete. An 26 dieser TEMES-Stationen werden zusätzlich meteorologische Parameter erfaßt (s. Karte *Smog-Gebiete*).

Die Durchführung des Smog-Warndienstes ist in einem ministeriellen Runderlaß geregelt. Über die Zusammenarbeit zwischen meteorologischem Dienst und Immissionsmeßdienst wird dort ausgeführt:

„Die Durchführung der Meßaufgaben setzt eine enge Zusammenarbeit zwischen dem Wetteramt Essen und LIS voraus. Die Zusammenarbeit des Wetteramtes Essen mit dem Land NRW ist vertraglich geregelt.

Erwartet das Wetteramt Essen eine länger anhaltende austauscharme Wetterlage oder stellt die LIS anhand der von verschiedenen Meßstationen übermittelten Werte eine anhaltende Zunahme der Immissionskonzentrationen fest, so verständigen sich diese Dienststellen gegenseitig ...“

Der angesprochene Vertrag zwischen MURL und WAEM wurde bereits 1976 geschlossen. Alle internen Dienstweisungen, die die Wetterüberwachung hinsichtlich Austauschbehinderung betreffen, gehen auf diese Vereinbarung zurück.

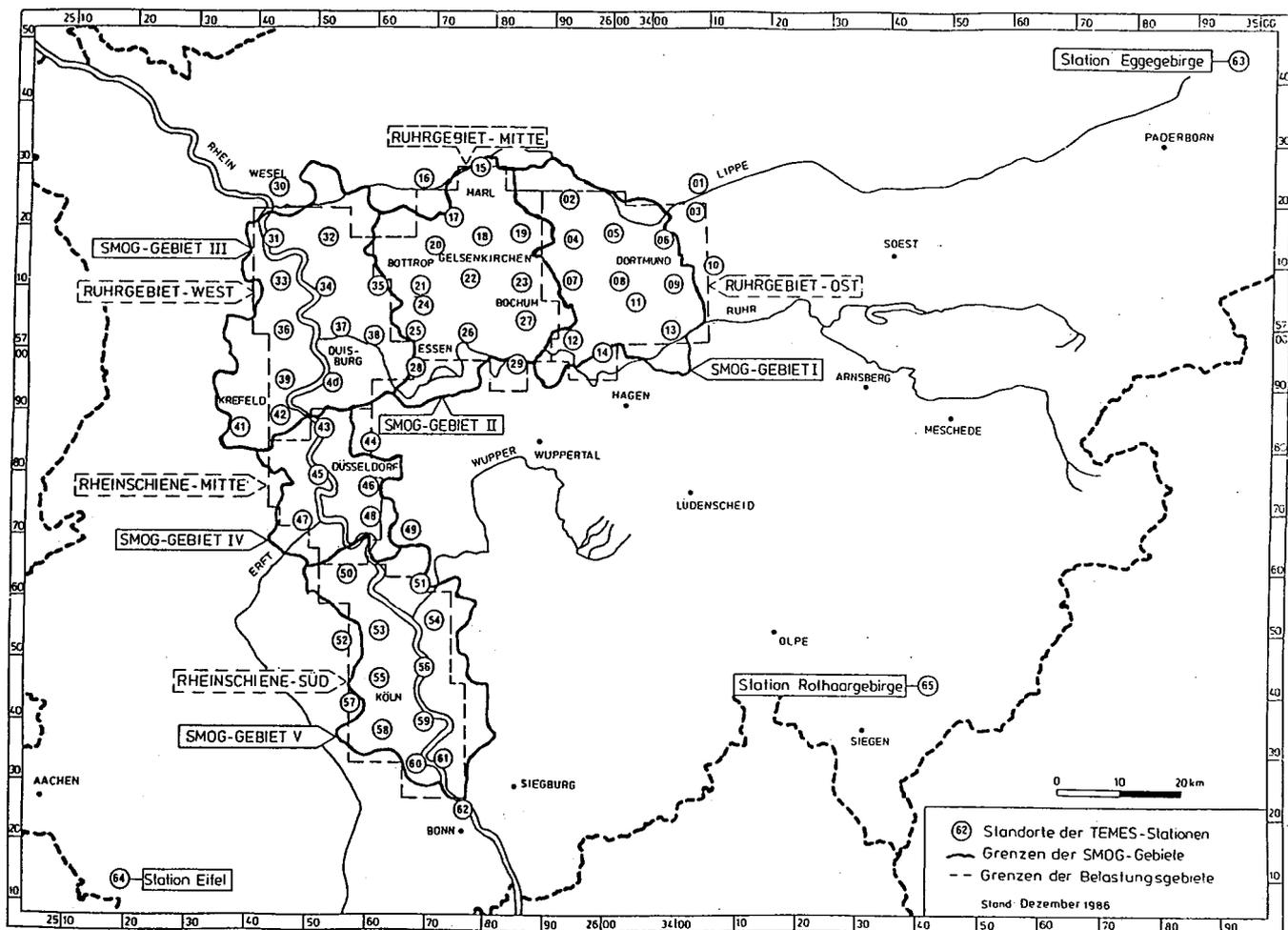
Spätestens mit der Bekanntgabe der Vorwarnstufe beruft MURL den Smog-Stab ein. Es handelt sich um eine interministerielle Arbeitsgruppe zur ständigen Beratung des Ministers. Zu den Sitzungen wird der Wetteramtsleiter oder sein Vertreter hinzugezogen. Der Smog-Stab veranlaßt die frühzeitige und fortlaufende Unterrichtung der Regierungspräsidenten, der Landschaftsverbände und des Landesoberbergamtes.

Für den Smog-Fall wird ein Smog-Warndienstausschuß einberufen. Er besteht aus dem Smog-Stab, den Regierungspräsidenten, dem Landesoberbergamt, der LIS, Vertretern der kommunalen Spitzenverbände, Vertretern der durch die Maßnahmen betroffenen Industrie, Gewerkschaftsvertretern usw. Er koordiniert die im Smog-Fall durch die SmogVO vorgegebenen Maßnahmen. Vor diesem Gremium hat der Vertreter des WAEM die Wetterlage und Entwicklung eingehend zu erläutern. Da von seinen Aussagen Art und Umfang der zu beschließenden Maßnahmen entscheidend beeinflußt werden, kommt es bei der Wetterüberwachung und -prognose darauf an, neben dem allgemeinen Trend auch die regionalen Unterschiede in den Smog-Gebieten I bis V zu beurteilen.

3 Smog-Warnkriterien, Datenbasis

Die Ausrufung und Beendigung der einzelnen Warnstufen durch die Landesregierung erfolgt nach sehr genau definierten Immissions- und Wetterkriterien. Für beide Kriterien-Gruppen sind außerdem Zeitintervalle festgelegt: zurückliegend (Immission und Meteorologie) wie prognostisch (Meteorologie).

Eine AWL liegt in Nordrhein-Westfalen vor, wenn unterhalb von 700 m über Grund



Karte der Smog-Gebiete in Nordrhein-Westfalen sowie Lage der TEMES-Stationen (Quelle: Landesanstalt für Immissionsschutz, Essen)

eine Inversion festgestellt wird und die Windgeschwindigkeit in Bodennähe während einer Dauer von 12 Stunden im Mittel kleiner als 1,5 m/s ist. In diesem Sinn ist die in § 3 der SmogVO angesprochene 24stündige Windprognose eine Vorhersage des Mittelwindes für zwei 12-Stunden-Intervalle.

Im Smog-Stab und Warndienstauschuß muß die Frage nach den Wetterkriterien für jedes einzelne Smog-Gebiet beantwortet werden. Im Gesamtareal der Smog-Gebiete unterhält das Wetteramt Essen nur die Stationen Essen, Düsseldorf und Köln-Bonn sowie die Radiosondenstation Essen. Zusätzlich kann der beim Wetteramt stationierte Wetter-Meßzug kurzfristig in einem der Smog-Gebiete eingesetzt werden.

Insgesamt reicht diese Datenbasis nicht aus, um die Gebiete im Sinne der SmogVO zu überwachen. Dem trägt die Landesregierung Rechnung, indem sie - nach vorausgegangen intensiven Gesprächen zwischen Wetteramt Essen, MURL und LIS -

a) für die Wintermonate November bis Februar die Nutzung der SODAR-Geräte des TÜV Essen und des TÜV

Rheinland durch das Wetteramt finanziert und

b) seit Dezember 1986 ein TEMES-Terminal im Wetteramt installiert hat.

Die SODAR-Geräte wurden während der letzten Jahre auf dem Gelände des Flughafens Düsseldorf und in Köln-Poll betrieben. Die Daten wurden über Telefonleitungen und Akkustikkoppler zum Arbeitsplatz des MvD übertragen. Er hat hier über Terminals direkten Zugriff zu den Geräten.

Kleinsondenaufstiege mit dem Meßzug wurden während der Smog-Episoden regelmäßig in Gelsenkirchen durchgeführt, so daß aus drei Smog-Gebieten Sondierungen der vertikalen Schichtung verfügbar waren.

Auswertungen der Smog-Episoden 1985 (PERKUHNS u.a. 1985) und 1987 (BOCK u.a. 1987) haben gezeigt, daß die bodennahe Schicht in den Smog-Gebieten große regionale Strukturunterschiede aufweist. Dies ist insbesondere durch die SODAR-Sondierung deutlich geworden. Da die SODAR-Geräte nur über gemessene Dichteänderungen auf Temperaturänderungen hinweisen, ist im Umgang mit diesen Daten einige Erfahrung notwendig.

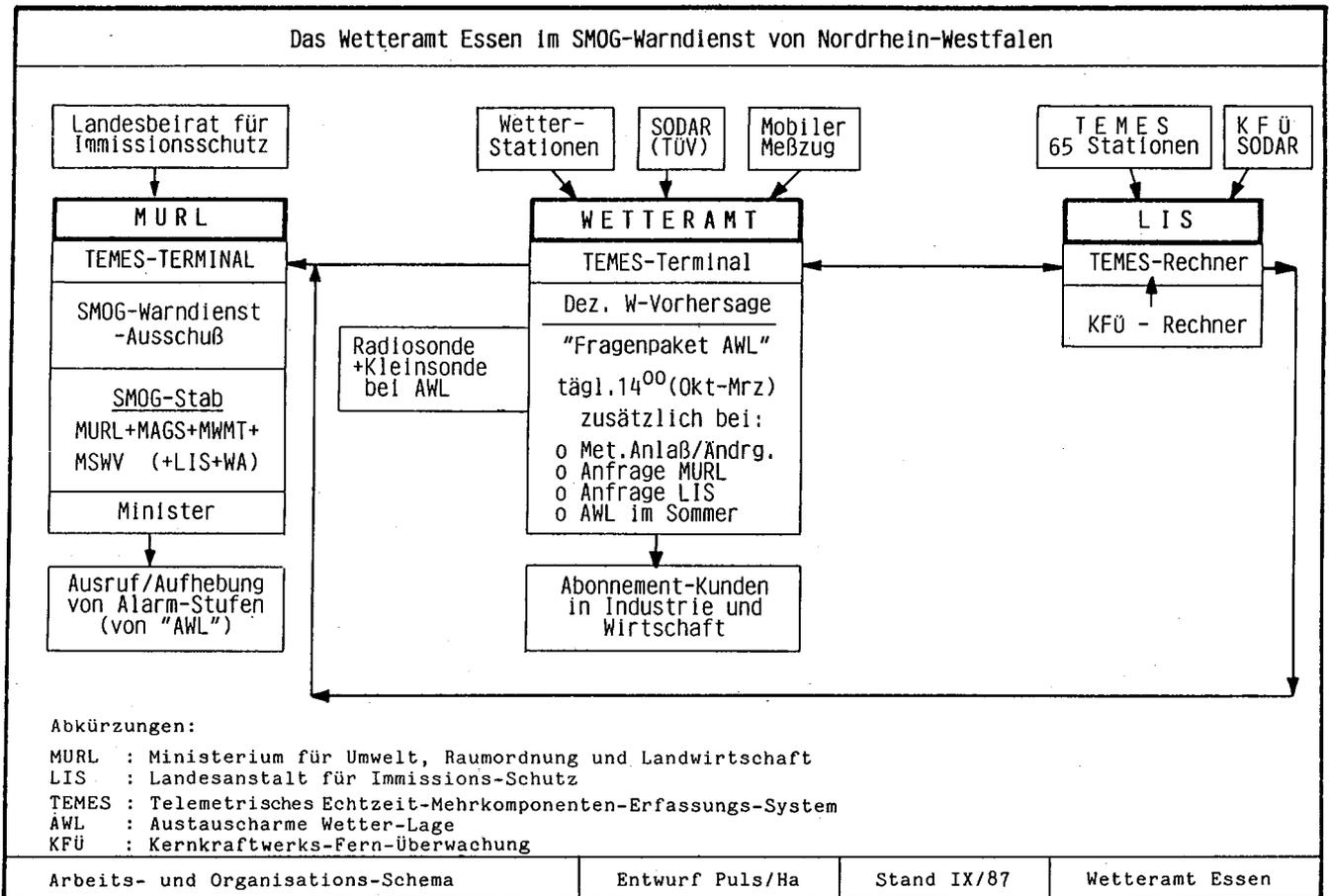
Inversions-Doppelstrukturen werden vom SODAR nur schlecht oder gar nicht erfaßt. Nicht jedes Rückstre-Maximum hat eine Inversion als Ursache. Andererseits kann eine Inversion oder eine stabile Schichtung auftreten, ohne ein starkes Echo zu liefern. Der Vorteil von SODAR-Messungen ist in der kontinuierlichen Registrierung mit hoher zeitlicher Auflösung zu sehen. Da gleichzeitig die vertikale Verteilung des Horizontalwindes gemessen wird, sind auch Aussagen über Horizontaltransporte möglich.

Vor der Einrichtung eines Terminals für das TEMES-Meßnetz erfolgte der aktuelle Datenaustausch zwischen Wetteramt und LIS durch Boten. Die Häufigkeit der Botengänge wurde kurzfristig je nach Wetterlage festgelegt. Der direkte Zugriff zu den TEMES-Wetterdaten hat die Wetterüberwachung in den fünf Smog-Gebieten wesentlich effektiver gemacht.

TEMES stellt eine Reihe von Prozeduren zur Verfügung, mit denen

- alle meteorologischen Daten aller Stationen in Form von 1/2-Stunden-Mittelwerten aktuell oder von bestimmten Terminen

Das Wetteramt Essen im SMOG-Warndienst von Nordrhein-Westfalen



- Tagesmittelwerte aller Stationen und Parameter
- einzelne Parameter ausgewählter Stationen (Wetterfilm) über einen wählbaren Zeitraum
- Trend-Ausgaben über 12 Stunden (gleitender Mittelwert) der Parameter einzelner Stationen oder aller Stationen eines Smog-Gebietes

abgerufen werden können. Der sogenannte Wetterfilm ist auch graphisch darstellbar. Alle Daten sind maximal bis 40 Tage zurück verfügbar, Tagesmittelwerte sogar bis maximal 500 Tage.

4 Die meteorologische Überwachung durch den MvD

Grundsätzlich fordert die SmogVO eine ganzjährige Überwachung. Die Wahrscheinlichkeit für smogrelevante Wetterlagen ist im Sommerhalbjahr gering.

Die tägliche Überwachung wird in der Zeit vom 1. 10. bis 31. 3. durch ein besonderes Verfahren geregelt, das zwischen MURL, LIS und Wetteramt abgesprochen wurde. Basis der meteorologischen Überwachung ist die sogenannte „Vorhersage zur Erkennung von austauscharmen Wetterlagen (AWL) nach SmogVO NRW“ oder kurz *Fragenpaket*.

In den Fragen 1 bis 4 ist für jedes Smog-Gebiet zu beantworten,

- ob zur Zeit eine AWL besteht,
- wie lange eine bestehende AWL noch andauert und
- ob in den nächsten 24 Stunden eine AWL erwartet wird.

Die Fragen 5 bis 7 betreffen den mittleren Bodenwind. Unterstützend zur Beantwortung dieser Fragen liefert TEMES aus jedem Smog-Gebiet ein 12-stündig übergreifendes (vektorielles) Mittel des Bodenwindes. In den Fragen 8 bis 10 werden Angaben zur vertikalen Schichtung in Essen und an einem wählbaren Ort (Station des Meßzuges) gemacht.

Das Fragenpaket wird täglich routinemäßig im Winterhalbjahr (1. 10. bis 31. 3.) vom MvD mittags nach Vorliegen des Aufstieges erstellt. Bei smog-kritischen Wetterlagen haben - im Hinblick auf die Tragweite der vom MvD zu erstellenden Beurteilung der Entwicklung - die für den Smog-Warndienst erforderlichen Arbeiten Priorität vor allen anderen Berichten und Telefonauskünften.

Das Fragenpaket an die LIS und an MURL wird über TEMES eingesteuert. Eine Eingabeprozedur, die auch die in den Fragen 1 bis 4 vorgegebenen logischen Verknüpfungen berücksichtigt, erleichtert die Arbeit am Terminal.

Das Fragenpaket wird außerdem über Fernschreiber an mehrere Warndienstabonnen-

ten (in erster Linie Energie-Versorgungsunternehmen) abgesetzt.

Unabhängig vom Mittagstermin hat der MvD unverzüglich dann ein Fragenpaket zu erstellen, wenn er zu der Erkenntnis gelangt, daß innerhalb der nächsten 24 Stunden eine AWL zu erwarten ist. Das gleiche gilt für die Feststellung einer AWL. LIS und MURL können jederzeit ein Fragenpaket anfordern.

Überarbeitete/erneuerte/geänderte Fragenpakete werden neben LIS und MURL grundsätzlich allen Smog-Warndienstern zugestellt. Über Fragenpakete, die außerhalb des Mittagstermins erstellt werden, ist die LIS zusätzlich telefonisch zu benachrichtigen. Ebenso werden Amtsleiter und Dezernatsleiter informiert.

In dem hohen Formalisierungsgrad dieses Überwachungs- und Prognosedienstes kommt die enge Anlehnung an die SmogVO zum Ausdruck.

5 Zusätzliche kleinmeteorologische Sondierungen

Der Sondereinsatz des Meßzuges im Rahmen des Smog-Warndienstes erfolgt auf Anordnung des Amtsleiters oder seines Vertreters. In der Praxis wird aufgrund des Ergebnisses der täglichen Wetterbesprechung bereits eine Vorentscheidung über den Einsatz des Meßzuges getroffen.

Einsatzort, Einsatzzeit und Einsatzdauer werden von Fall zu Fall zwischen Amtsleiter und Meßzugleiter bzw. MvD und Meßzugleiter abgestimmt. Grundsätzlich wird das vertikale Windprofil mit erfaßt. Die Aufstiege werden bis 1000 m Höhe (§ 2 (2) SmogVO) durchgeführt, oberhalb von 1500 m kann abgebrochen werden.

Eine Schnellauswertung des Kleinsondenaufstieges mit noch nicht exakter Höhenzuordnung der Parameter Luftdruck und Temperatur liegt ca. 1 Stunde nach dem Radiosondenstart vor. Sie reicht in der Regel für prognostische Zwecke aus. Die Übermittlung zum Wetteramt erfolgt über Funktelefon. Ca. 2 Stunden nach Radiosondenstart wird der vollständig ausgewertete Temp verschlüsselt (Stationskennziffer 10411) zum Wetteramt übermittelt.

Auch beim Wetteramt selbst werden während der Smog-Überwachung zusätzlich zu den 00- und 12-Uhr Aufstiegen kleinaerologische Sondierungen zur Inversionsüberwachung durchgeführt. Hier legt der MvD in Absprache mit aerologischer Fachaufsicht Zeitpunkt und Häufigkeit der Messungen fest.

6 Schlußbemerkungen

Der direkte Zugriff zu den hochauflösenden TEMES-Bodenmessungen hat sich erstmalig während der Smog-Episode im Januar 1987 bewährt. Die Überwachung des Bodenwindes in den fünf Smog-Gebieten, wie sie von der SmogVO gefordert wird, war fast lückenlos möglich. Trotz SODAR-Unterstützung sind Aussagen über die vertikale Schichtung in der geforderten regionalen Differenzierung nicht möglich.

Prognosen darüber, ob innerhalb der nächsten 24 Stunden der Bodenwind im Mittel 1.5 m/s über- oder unterschreitet, stellen während einer Smog-Episode zweifellos die größten Anforderungen an den MvD. Wird bei gradientenschwachen Lagen eine Störung im synoptischen Scale nicht erwartet, so sind die zur Zeit verfügbaren prognostischen Hilfsmittel, also in erster Linie die Ergebnisse des BKF-Modells, zur Beurteilung des Horizontalwindes nicht ausreichend. 1.5 m/s ist eine Geschwindigkeit, die beispielsweise schon in lokalen Kaltluftabflüssen erreicht wird.

7 Literaturnachweis

- (1) Gesetz zum Schutz vor schädlichen Umwelteinwirkungen durch Luftverunreinigungen, Geräusche, Erschütterungen und ähnliche Vorgänge; Bundesimmissionsschutzgesetz (BImSchG) vom 15. 3. 1974, Bundesgesetzblatt, Teil I (1974), Nr. 27 S. 721-743.
- (2) Verordnung zur Verhinderung schädlicher Umwelteinwirkungen bei austauscharmen Wetterlagen (Smog-Verordnung) vom 29. 10. 1974; Gesetz- und Verordnungsblatt NRW (1974), Nr. 69, S. 1432 sowie 6. ÄnderungsVO vom 22. 1. 1987 im Gesetz- und Verordnungsblatt NRW Nr. 3 vom 21. 1. 1987.
- (3) BOCK, K.-H.; PULS, K. E.; WIND-FUHR, E.: Die Smog-Wetterlage im Ruhrgebiet im Januar 1987. Essen: Deutscher Wetterdienst 1987.
- (4) PERKUN, J.; PULS, K. E.; OTTE, U.: Die Smog-Wetterlage im Ruhrgebiet im Januar 1985. Essen: Deutscher Wetterdienst 1985.

K.-H. BOCK, Essen

Die Bibliothek des Deutschen Wetterdienstes hat 150.00 bibliographische Einheiten

Im Laufe dieses Jahres erreicht der Bestand der Bibliothek des Deutschen Wetterdienstes einen Umfang von 150.000 bibliographischen Einheiten (bE). Unter einer bE versteht man eine bibliographisch selbständige Veröffentlichung (Monographie, mehrbündiges Werk, Jahrg. einer Zeitschrift, Sonderdruck u. a.). Weil in der wechselvollen Geschichte der Bibliothek nicht immer bE'n konsequent in diesem Sinne gezählt wurden, darf man diese Zahl nur als eine ungefähre ansehen.

Man setzt sie der Anzahl der Bände angenähert gleich, weil es keine andere Möglichkeit gibt, die Zahl der Buchbinderbände festzustellen. Die Ungenauigkeit kommt dadurch zustande, daß mehrere bE'n in einem Band zusammengebunden sein können, bzw. eine bE sich auf mehrere Buchbinderbände verteilt (z. B. bei umfangreichen Jahrgängen einer Zeitschrift).

Die Bibliothek hatte 1971 einen Bestand von 100.000 Bänden bzw. Einheiten erreicht (SCHLEGEL 1972). In 17 Jahren hatte sie einen Zuwachs von 50.000 Einheiten (1971-88). Ein gleicher Zuwachs ist früher in längeren Zeiträumen eingetreten, nämlich für die ersten 50.000 Einheiten in etwas über 50 Jahren. Nach dem 2. Weltkrieg waren noch etwas über 20 Jahre dafür erforderlich.

Es ist leicht verständlich, daß das vor etwas mehr als 30 Jahren gebaute Magazin nunmehr fast gefüllt ist, obwohl es aus der Sicht der 50er Jahre großzügig angelegt worden war.

Für das immer schnellere Anwachsen des Bestandes ist die enorme Literaturflut verantwortlich, die von Verlagen, Forschungsanstalten, Wetterdiensten, Behörden, internationalen Institutionen und wissenschaftlichen Instituten produziert wird. Seitens der Bibliothek wird auch weiterhin ein möglichst hoher Grad an Vollständigkeit angestrebt werden müssen, um die Benutzerwünsche so weit wie möglich zu erfüllen.

Bei der Benutzung der Bestände der Bibliothek im Lesesaal und durch Ausleihe haben die DWD-interne Nutzung und die Nutzung durch fremde Interessenten heute nahezu den gleichen Umfang. Obwohl die Literaturversorgung der Mitarbeiter des Deutschen Wetterdienstes die Hauptaufgabe ist, spielt die Fernleihe in der täglichen Arbeit eine bedeutende Rolle. Der Grund dafür ist die Tatsache, daß es keine andere Bibliothek in Deutschland gibt, die ältere und aktuelle meteorologische Spezialliteratur in einem derartigen Umfang gesammelt hat.

Richtungsweisend waren in der Vergangenheit die Maßnahmen der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die die Bibliothek des Deutschen Wetterdienstes vor fast 40 Jahren als Spezialbibliothek für Meteorologie und Klimatologie in die große Zahl der Spezialbibliotheken der Bundesrepublik

integrierte. Dadurch ist es möglich, daß sie gelegentlich finanzielle Unterstützung durch die DFG erhält. Daraus ergibt sich aber zwangsläufig die Verpflichtung, am Leihverkehr der deutschen Bibliotheken teilzunehmen und die Leihwünsche anderer Bibliotheken bzw. deren Benutzer zu erfüllen.

In diesem Zusammenhang muß auch gesehen werden, daß die Zeitschriften, die hier fortlaufend geführt werden (ca. 600-700), in eine Zeitschriftendatenbank aufgenommen werden. Diese Datenbank wird ebenfalls mit Unterstützung der DFG angelegt. In ihr sollen die Zeitschriftenbestände aller Bibliotheken bundesweit nachgewiesen werden, was eine erhebliche Erleichterung der Abwicklung des Leihverkehrs bedeutet.

Für die Verbesserung der Nutzung der Bibliothek innerhalb des DWD soll in den nächsten Jahren eine Literaturdatenbank eingerichtet werden. Dadurch wird die Literaturinformation, die dann online von jedem Terminal des Zentralamtes erfolgen kann, wesentlich komfortabler werden. In einem ersten Schritt in dieser Richtung erfolgt die Titelerfassung seit 1987 auf einem PC (4.000-5.000 klassifizierte Titel im Jahr, insbesondere auch Zeitschriftenaufsätze).

SCHLEGEL, M. (1972): 100.000 Bände in der Zentralbibliothek. Promet 2, Nr. 2, S. 30.

H.-D. KIRCH, Offenbach a. M.

Geophysikalische Einflüsse beim Einsatz der DO 28 OU im Rahmen des Umweltschutzes

Die Verschmutzung der Meere mit Abwässern, Chemikalien, vor allem aber mit Öl hat ein nicht mehr tolerierbares Maß angenommen. Besonders betroffen sind hierbei Randmeere, bei denen nur ein vergleichsweise geringer Wasseraustausch mit den Ozeanen stattfindet. Hier sind nicht wiedergutzumachende Schäden für die Meeresfauna und -flora zu erwarten und in einigen Gebieten bereits aufgetreten.

Spektakuläre Tankerunglücke wie z. B. die Havarie der AMOCO CADIZ vor der Küste der Bretagne haben zwar zeitweilig ganze Küstenstriche verseucht, die Umweltschäden konnten jedoch durch hohen personellen und finanziellen Einsatz begrenzt werden. Schlimmer sind die ständigen fahrlässigen oder vorsätzlichen Öleinleitungen vergleichsweise kleiner Mengen, weil hier eine Kontrolle und gegebenenfalls Gegenmaßnahmen nicht durchgeführt werden können. Völlig unverständlich ist jedoch, daß z. B. im Mittelmeere in 2 dafür ausgewiesenen Gebieten immer noch Öl von Schiffen abgelassen werden darf. Die Ostsee ist inzwischen auf Grund internationaler Vereinbarungen zum Sondergewässer erklärt worden, in dem jegliche Öleinleitung verboten ist. Leider ist für den Bereich der Nordsee ein solches Abkommen noch nicht zustande gekommen. Hier gelten zur Zeit folgende Grenzwerte für Öleinleitungen:

Innerhalb 12 SM (vor der Küste)	15 ppm (parts per million)
>12 - 50 SM	100 ppm
> 50 SM (nur für Tanker)	60 L/SM

Um der unkontrollierten Einleitungen von Öl Herr zu werden, hat die Bundesrepublik Deutschland in Abstimmung mit den Nachbarstaaten Maßnahmen ergriffen:

- Administrative Maßnahmen:
Ausweitung der Hoheitsgewässer auf 12 SM, Richtlinienkompetenz zur Verkehrsregelung auf See.
Schaffung von Verkehrstrennungsgebieten (Einbahnstraßenregelung) auf stark befahrenen Seewegen.
- Überwachungsmaßnahmen:
zeitlich unkalkulierbare Überwachung der Seegebiete aus der Luft im deutschen Festlandssockelbereich der Nordsee und in der westlichen Ostsee.

Die Überwachung hat im Auftrag des Verkehrsministeriums die Marine übernommen. Dazu wurden 2 Flugzeuge vom

Typ DO 28 des Marinefliegergeschwaders 5 entsprechend ausgerüstet. Die Investitionskosten von 10,3 Mill. DM tragen je zur Hälfte der Bund und die Küstenländer. Die Betriebskosten gehen zu Lasten der Marine.

1 Aufgaben der Luftüberwachung

1. Sichtunabhängige Erkundung von Ölverschmutzungen durch regelmäßiges Beobachten der zugeteilten Seegebiete.
2. Identifizierung der Verursacher und ihre beweisichere Dokumentation.
3. Analyse des Ölfeldes
 - nach der Art des Öles oder der chemischen Verschmutzung
 - nach Quantität der Ölmenge und ihrer örtlichen Ausdehnung sowie Schichtdicke.
4. Einsatz bei Ölunfällen zur Verifizierung gemeldeter Ölverschmutzungen.
5. Einsatzunterstützung aus der Luft zur Koordination der eingesetzten Ölbekämpfungsschiffe.

2 Einsatzgrundsätze

Der Einsatz der Marineflugzeuge wird als Amtshilfe zur Sicherstellung von Beweismaterial für die Ermittlungsorgane durchgeführt. Für eine eingeteilte Crew und ihre Maschine besteht 2 Stunden Bereitschaft, damit bei einem Ölunfall schnell und großräumig das Ausmaß des Schadens festgestellt werden kann und dem Krisenstab die für die Ölbekämpfungsmaßnahmen erforderlichen Informationen geliefert können. Die Beobachtungen werden über Funk an den zentralen Meldekopf der Sonderstelle des Bundes für Ölunfälle See/Küste in Cuxhaven gemeldet. Vermutliche Verursacher werden photographisch dokumentiert. Polizeivollzugskräfte (Wasserschutzpolizei, Bundesgrenzschutz, Zoll) können dann entsprechende Maßnahmen einleiten und gegebenenfalls Ölproben ziehen. Kleinere Verschmutzungen werden lediglich dokumentiert und zur Erfolgskontrolle ausgewertet. Die operative Führung des Flugzeuges erfolgt durch das MHQ (Marinehauptquartier Glücksburg) über RCC (Rescue Coordination Center).

3 Ausbreitung von Öl im Seewasser

Rohöl breitet sich unmittelbar nach dem spontanen Freiwerden sehr schnell aus.

Hierfür einige Beispiele:

- 100 m³ überdecken nach 10 h eine Fläche von 1 Mio. m² bei einer durchschnittlichen Schichtdicke von 1/10 mm.
- 10.000 m³ in derselben Zeit ca. 7 Mio. m² bei ca. 1,5 mm Schichtdicke.

Bei 1985 durchgeführten Versuchen in der Nordsee wurden folgende Erkenntnisse gewonnen:

- 8,6 m³ einer mit Rohöl vergleichbaren Versuchsmasse zerliefen nach 1 h auf durchschnittlich 7/100 mm Schichtdicke.
- 17 m³ schweres Heizöl zerliefen sofort auf 3/10 mm Schichtdicke. Wenige Stunden später hatte die durchschnittliche Schichtdicke bereits auf 4/100 mm abgenommen.
- Bei an verschiedenen Stellen genommenen Proben ergaben sich jedoch tatsächlich stark unterschiedliche Schichtdicken. Sie schwankten zwischen 1/1000 mm und 12 mm. Daraus kann der Schluß gezogen werden, daß sich 90% der ausgeflossenen Ölmenge auf 10% der mit Öl bedeckten Fläche konzentrieren.

4 Sensor- und Zusatzausrüstung DO 28 OU

Für das Auffinden von Ölverschmutzungen und deren Analyse werden Sensoren in 4 verschiedenen Frequenzbereichen eingesetzt.

- SLAR Side Looking Airborne Radar im X-Band (Wellenlänge 3 cm)
- MWR Mikrowellenradiometer (Wellenlänge 1 cm)
- IR-Sensor (Wellenlänge 8µ-32µ)
- UV-Sensor (Wellenlänge 0,35µ)

1. Das SLAR dient dem Auffinden von Ölverschmutzungen bei jedem Wetter. Ölverschmutzungen können bis zu 20 km beiderseits des Flugweges zuverlässig angezeigt werden, so daß jeweils ein Streifen von 40 km Breite überwacht werden kann. Das Meßprinzip beruht auf den unterschiedlichen Reflektionseigenschaften der reinen Meeresoberfläche und einer mit Öl bedeckten Fläche. Bis zu Seestate 5 lassen sich Ölverschmutzungen zuverlässig feststellen, während ab Seestate 6 durch den Wind der Ölteppich zunehmend mechanisch zerrissen und deshalb das Erfassen erschwert wird.

Die optimale Einsatzflughöhe liegt zwischen 1500 - 2000 Fluß. In solchen Höhen kann jedoch nur nach Sichtflugregeln geflogen werden. Es ist deshalb häufig aus

Wettergründen erforderlich, tiefer zu fliegen. Bei Einsätzen nach Instrumentenflugregeln muß berücksichtigt werden, daß z. B. bei stratiformer Bewölkung von 6000 Fuß Mächtigkeit der Primärclutter der Wolken eine Messung nicht mehr zuläßt. Bei Niederschlag ist die Messung je nach der Größe der Tröpfchen teilweise schon bei erheblich geringerer Mächtigkeit der Wolken unmöglich.

Die Darstellung erfolgt digital auf einem Monitor in Form eines entsprechend dem Flugweg abrollenden Bildes. Es stehen 20 Grautöne zur Verfügung. Öl wird schwarz angezeigt. Die übrigen Sensoren dienen im wesentlichen der Analyse bereits aufgefunder Verschmutzungen.

2. Das Microwellenradar wird hauptsächlich eingesetzt, um die Schichtdicke eines Ölteppichs zu messen. Wenn, wie die schon angesprochenen Versuche ergeben haben, 90% des Öls auf 10% der verschmutzten Oberfläche konzentriert sind, ist es unerlässlich, die Gebiete mit den größeren Schichtdicken zu finden, um die Ölbeiseitigungsschiffe möglichst wirkungsvoll einsetzen zu können. Gemessen wird die Strahlungstemperatur. Dieser Wert ändert sich in Abhängigkeit von der Schichtdicke des Ölfilms im Vergleich zum unverschmutzten Seewasser. Es können Schichtdicken von 1/10 mm bis 1,5 mm gemessen werden. Geringere Schichtdicken sind für Bekämpfungsmaßnahmen nicht mehr geeignet. Die Darstellung auf dem Monitor erfolgt farbig kodiert. Die Farbe gibt direkt die Schichtdicke wieder. Das Auflösungsvermögen beträgt 15 m x 15 m. Der Sensor

arbeitet tageslichtunabhängig und wirkt auch durch Wolken.

3. Der Infrarotsensor vergleicht die Temperatur der Oberfläche mit einem auf 250 K gekühlten Meßfühler. Er arbeitet grundsätzlich tageslichtunabhängig, kann jedoch nicht durch Wolken messen. Die Empfindlichkeit des Sensors ist nachts jedoch eingeschränkt, weil hier nur die relativ geringen Temperaturunterschiede der mit Öl bedeckten und reinen Wasseroberfläche gemessen werden können. Tagsüber führt dagegen die von der Sonne eingestrahelte Wärmeenergie durch die unterschiedlichen Absorptionseigenschaften der Oberfläche zu größeren Temperaturunterschieden. Der Temperaturunterschied ist abhängig von der Schichtdicke des Ölteppichs. Es lassen sich daher am Tage genauere Informationen über die Schichtdicke gewinnen.

4. Der UV-Sensor arbeitet im Verbund mit dem IR-Sensor. Es wird derselbe Empfangskopf benutzt. Die unterschiedliche Reflektion des UV-Lichts durch die Wasser- und Öloberflächen können schon bei Schichtdicken von weniger als 1/1000 mm erfaßt werden. Eine Messung ist jedoch nur bei direkter Sonneneinstrahlung möglich. Bei bedecktem Himmel und bei Nacht fällt der Sensor daher aus.

5 Zusätzliche Ausrüstung

1. Daten-Speicher-Einheit

Alle Sensorergebnisse werden digital gespeichert. Nach dem Fluge können die Ergebnisse über den Farbmonitor zur Beweissicherung abgerufen werden. Über

einen Tochtermonitor mit fest eingebauter Polaroid-Kamera lassen sich auch während des Fluges bereits Fotodokumente herstellen.

2. Zur beweisicheren Dokumentation ist außerdem eine handelsübliche Spiegelreflexkamera mit automatischer Dateneinspeicherung an Bord. Für den Einsatz bei Nacht gibt es eine TV-Kamera mit Restlichtverstärker.

3. Für die Flugdurchführung über See ist eine sehr genaue Navigation erforderlich, die auch für gerichtsverwertbare Beweise benötigt wird. Deshalb wird ein DECCA Navigationsrechner verwendet. Die Genauigkeit des Systems ist kleiner als 1/10 SM.

4. Zum exakten Einhalten der Flughöhen über See wurde zusätzlich ein Radiohöhenmesser eingebaut. Damit kann bis zu einer Mindestflughöhe von 100 Fuß zur Identifizierung an Ölverschmutzer herangeflogen werden.

5. Zur Kontaktaufnahme mit zivilen Handelsschiffen wurde ein 28-Kanal-Funkgerät mit allen Seefunkfrequenzen eingebaut. Zusätzlich gibt es ein HF-Gerät, um das Flugzeug reichweitenunabhängig führen zu können.

Mit dem Einsatz der DO 28 in den zugeleiteten Seegebieten ist sichergestellt, daß die Schiffsführung eines jeden potentiellen Ölverschmutzers damit rechnen muß, identifiziert und gegebenenfalls zur Rechenschaft gezogen zu werden. Allein diese Tatsache wird sicherlich dazu beitragen, daß die Ölverschmutzungen nachlassen.

R. v. HOLT, Kiel

Buchbesprechungen – Neuerscheinungen

ZWATZ-MEISE, V.: Satellitenmeteorologie. Satelliten beobachten das Wetter. Berlin . . . : Springer 1987, 169 S. ISBN 3-540-17554-7. Verständl. Wissensch. Bd. 117, br. DM 15,-.

Die tägliche Verbreitung von Satellitenbildern im Fernsehen hat das Interesse großer Bevölkerungskreise an Wettersatelliten geweckt. Bislang fehlte jedoch eine geeignete Publikation, die auch den Nichtfachmann über die Nutzungsmöglichkeiten von Satellitendaten informiert. Diese Lücke soll mit dem angesprochenen Werk geschlossen werden.

Ziel des Buches ist es, dem interessierten Laien einen Überblick zu geben, welche Informationen Wettersatelliten zu liefern vermögen und dem angehenden Fachmann den Einstieg in die Arbeit mit Satellitenbildern zu erleichtern. Im Mittelpunkt steht daher die Interpretation der Bilder und ihre Nutzung für die Vorhersage.

Die physikalischen Grundlagen der Satellitentechnologie und der Gewinnung quantitativer Satellitendaten werden gestreift, ohne tiefer ins Detail zu gehen. Etwas ausführlicher wird auf die Wesensmerkmale der Bilder in den einzelnen Spektralbereichen eingegangen. Es folgt ein ausführliches Kapitel zur Interpretation der einzelnen Phänomene in den Bildern. Hier hätte man sich als Vergleichsmöglichkeit Analysen aus den verschiedenen Niveaus der Troposphäre gewünscht. In einem weiteren Kapitel wird die Nutzung der Bilder in der täglichen synoptischen Routine für die Diagnose des Wetterzustandes und für die Kurzzeitvorhersage demonstriert. Die Diagnose wird anhand 18-stündiger numerischer Vorhersagen durchgeführt, was nicht ganz unproblematisch ist, weil die Felddarstellungen mit Prognosefehlern behaftet sein können, vor allem aber wichtige kleinräumige Feinstrukturen wie Kurzwellentröge unter Umständen gar-

nicht enthalten sind. Von der quasigeostrophischen Theorie ausgehend, werden für die Erklärung und Abschätzung der großräumigen Vertikalbewegungen – wie vielfach üblich – die Felder von Vorticity- und Temperaturadvektion herangezogen. Leider wird diese Argumentation nicht strikt durchgehalten. Ein etwas krasser Fehler hat sich auf S. 51 eingeschlichen, wo behauptet wird, daß die relative Vorticity im Zentrum eines Tiefs Null sei.

Das Ziel, einen Überblick über Satellitendaten und ihre Nutzungsmöglichkeiten zu geben, wird erreicht, auch wenn manches einfacher erscheint als es in der Praxis ist, z. B. beim Nowcasting. Es wird deutlich, daß eine korrekte Interpretation von Satellitenbildern nicht ohne Hinzunahme anderer, den Zustand der Atmosphäre beschreibenden Informationen und Parameter möglich ist. W. Benesch, M. Kurz

Anschriften der Autoren

(Thema des Heftes)

Dr. S. BAKAN
Dr. P. BECKER
Dr. J. BÖSENBERG
Dr. A. CHLOND
Prof. Dr. K. HASSELMANN
Dr. M. HEIMANN
Dr. K. HERTERICH
Prof. Dr. H. HINZPETER
Dr. M. LATIF
Dr. P. LEMKE
Dr. E. MAIER-REIMER
Dr. J. OBERHUBER
Dr. G. PETERS
Dipl.-Met. I. SCHULT
Dr. H. v. STORCH
Max-Planck-Institut für Meteorologie
Bundesstraße 55
D-2000 Hamburg 13

Berichtigungen zu Heft 3/4 '87

Impressum: lies Redaktionsausschuß statt
Redaktionsschluß

- S. 1, Beitr. 1, l. Sp., 2. Abs., 5. Zeile, streiche: ... statt, ...
3. Abs., letzte Zeile: ... des Klimas ...
- S. 11, r. Sp., 3. Titel v. u. lies .. Flachküsten ...
- S. 35, l. Sp. lies HOFFMEISTER
r. Sp. lies PETTRE
- S. 36, l. Sp. u. S. 39, r. Sp. lies ... KONDRATYEV ...
- S. 37, Abb. 3, lies: ... an der Station Blättersberg
während MESOKLIP ...
- S. 51, r. Sp. u. S. 54, r. Sp. lies: ... BREZOWSKY ...
- S. 59, l. Sp., vorl. Absatz lies ... Hochleistungsrechner
- S. 64, r. Sp., letzte Zeile, lies: ... 1,125 ... 1,125 ...

Hinweise

10th International Cloud Physics Conference. Bad Homburg, 15.-20. August 1988.

Organisation: Institut f. Meteorologie d. Univ. Mainz,
Postfach 3980, 6500 Mainz.

Quadrennial Ozone Symposium. Goettingen,
8.-13. August 1988.

Workshop on Tropospheric Ozone. Goettingen,
4.-6. August 1988.

Organisation: Max-Planck-Institut f. Aeronomie,
Postfach 20, 3411 Katlenburg-Lindau.

Manuskriptsendungen werden erbeten an:

Deutscher Wetterdienst, Hauptschriftleitung „Promet“
Frankfurter Straße 135, D-6050 Offenbach a. M.